

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	ii
<b>Résumé</b>	iv
<b>Abstract</b>	vi
<b>Table des Matières</b>	ix
<b>Introduction</b>	1
1    Convection et circulation tropicale . . . . .	5
1.1  Circulation tropicale . . . . .	6
1.1.1 Définition des régions tropicales . . . . .	6
1.1.2 Bilan d'énergie du système Terre . . . . .	6
1.1.3 Circulation méridienne de Hadley . . . . .	7
1.1.4 Circulation zonale de Walker . . . . .	9
1.1.5 L'Oscillation de Madden et Julian . . . . .	11
1.2  Convection atmosphérique . . . . .	12
1.2.1 Définition de la convection . . . . .	12
1.2.2 Instabilité absolue et instabilité conditionnelle . . . . .	13
1.2.3 Les notions de CAPE et de CIN . . . . .	14
1.3  Interaction de la convection avec la dynamique de grande échelle . . . . .	15
1.3.1 Théories de l'interaction convection–dynamique . . . . .	15
1.3.2 Réponse de la dynamique à un chauffage diabatique . . . . .	16
1.3.3 Profils de chauffage et d'humidification de l'atmosphère . . . . .	17
1.3.4 Méthodes d'estimation de $Q_1$ et $Q_2$ . . . . .	18
1.3.5 Profils verticaux de $Q_1$ et $Q_2$ . . . . .	19
2    Données de validation et méthodologie . . . . .	23
2.1  Données de validation . . . . .	24
2.1.1 La campagne CINDY2011/DYNAMO . . . . .	24
2.1.2 Les observations CINDY2011/DYNAMO et jeux de données dérivés . . . . .	26
2.1.3 Les données TROPFLUX . . . . .	27
2.1.4 Les analyses du CEPMMT . . . . .	27
2.1.5 Les réanalyses ERA-Interim . . . . .	28
2.1.6 Les données TRMM . . . . .	28

<b>2.2</b>	<b>Description du modèle ARPEGE-Climat . . . . .</b>	<b>29</b>
2.2.1	La partie dynamique du modèle . . . . .	30
2.2.2	Les paramétrisations physiques de la version 6 du modèle ARPEGE . . . . .	34
<b>2.3</b>	<b>Protocole des simulations utilisées . . . . .</b>	<b>39</b>
2.3.1	La méthodologie 1D . . . . .	39
2.3.2	Les simulations 1D . . . . .	40
2.3.3	Les simulations AMIP . . . . .	41
2.3.4	Les simulations Transpose-AMIP . . . . .	41
<b>2.4</b>	<b>Outils statistiques . . . . .</b>	<b>42</b>
2.4.1	Outils statistiques de base . . . . .	42
2.4.2	Calcul de fonction de densité de probabilité . . . . .	43
2.4.3	L'Analyse en Composantes Principales . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Modélisation unicolonne de la convection pendant CINDY2011/DYNAMO</b>	
	<b>47</b>	
<b>3.1</b>	<b>Représentation de la convection par APEGE-Climat pendant CINDY2011/ DYNAMO - Résumé de Abdel-lathif et al. (2018) . . . . .</b>	<b>48</b>
<b>3.2</b>	<b>Single-column modeling of convection during CINDY2011/ DYNAMO field campaign with the CNRM climate model version 6 . . . . .</b>	<b>49</b>
3.2.1	Introduction . . . . .	50
3.2.2	The CINDY/DYNAMO field campaign . . . . .	52
3.2.3	The CNRM-CM version 6 model . . . . .	54
3.2.4	General behavior of CNRM-SCM6 over NSA . . . . .	57
3.2.5	Analyses of the simulated $Q_1$ and $Q_2$ profiles . . . . .	59
3.2.6	Mean profiles of $Q_1$ and $Q_2$ during active and suppressed phases . . . . .	59
3.2.7	Life cycle of convection during CINDY/DYNAMO . . . . .	63
3.2.8	Summary and discussions . . . . .	72
3.2.9	Appendix A : CNRM-SCM6 simulation of NSA convection forced by observed SSTs . . . . .	73
<b>3.3</b>	<b>Complément de l'article Abdel-lathif et al. (2018) : Evaluation d'ARPEGE-Climat sur le quadrilatère Sud (SSA) . . . . .</b>	<b>77</b>
3.3.1	Evaluation de CNRM-SCM6 forcé par les SSTs . . . . .	77
3.3.2	Evaluation d'ARPEGE-Climat (1D) forcé par les flux de surface (CONTROL) . . . . .	78
3.3.3	Analyse des profils de $Q_1$ et $Q_2$ observés et simulés . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Représentation de la convection pendant CINDY2011/DYNAMO dans des Hindcasts d'ARPEGE . . . . .</b>	<b>85</b>
<b>4.1</b>	<b>Représentativité spatio-temporelle de la campagne CINDY-2011/ DYNAMO . . . . .</b>	<b>86</b>
4.1.1	Biais thermodynamiques . . . . .	86
4.1.2	Circulation de Hadley . . . . .	88
4.1.3	Circulation de Walker . . . . .	89
4.1.4	Précipitations . . . . .	91
<b>4.2</b>	<b>Correspondance entre les configurations 1D, Transpose-AMIP et AMIP . . . . .</b>	<b>93</b>
4.2.1	Biais thermodynamiques . . . . .	93
4.2.2	Biais dans la circulation de grande échelle . . . . .	94
4.2.3	Précipitations sur l'Océan Indien tropical . . . . .	96

4.2.4	Zoom sur le domaine NSA . . . . .	98
<b>4.3</b>	<b>Origine des biais sur le domaine NSA . . . . .</b>	<b>105</b>
4.3.1	Analyse du bilan d'énergie . . . . .	106
4.3.2	Analyse du bilan d'eau . . . . .	109
<b>4.4</b>	<b>Représentation de la MJO pendant CINDY2011/DYNAMO . . . . .</b>	<b>109</b>
4.4.1	Diagramme de Hovmöller . . . . .	109
4.4.2	Prévision de l'activité MJO . . . . .	111
<b>5</b>	<b>Conclusions et perspectives . . . . .</b>	<b>117</b>
<b>5.1</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>117</b>
5.1.1	Rappel de l'organisation et des objectifs de la thèse . . . . .	117
5.1.2	Hiérarchie de configurations et biais d'ARPEGE-Climat . . . . .	118
5.1.3	Evaluation de la représentation de la convection en 1D . . . . .	118
5.1.4	Correspondances des configurations d'ARPEGE . . . . .	119
5.1.5	ARPEGE-Climat sous les tropiques . . . . .	120
<b>5.2</b>	<b>Perspectives . . . . .</b>	<b>121</b>
5.2.1	Autour de la variabilité sous maille d'échelle synoptique sur les quadrillères CINDY2011/DYNAMO . . . . .	121
5.2.2	Amélioration de la comparaison 1D vs Transpose-AMIP . . . . .	121
5.2.3	Vers l'amélioration de la représentation des processus physiques dans ARPEGE-Climat . . . . .	122
5.2.4	Amélioration de la prévision de l'activité MJO . . . . .	122
<b>Référence</b>		<b>124</b>
<b>Liste des tableaux</b>		<b>141</b>
<b>Liste des figures</b>		<b>141</b>
<b>Glossaire</b>		<b>149</b>
<b>Annexe A : Complément des figures de l'évaluation de CNRM-SCM6 sur SSA</b>		<b>159</b>



# Introduction

Au moment d'entamer la rédaction de ce manuscrit, le [Groupe Intergouvernemental d'Experts sur l'évolution du Climat \(GIEC\)](#) a lancé les travaux de son prochain rapport sur les changements climatiques, lors de son assemblée plénière réunie à Nairobi (Kenya) du 11 au 13 avril 2016. Ce sixième rapport d'évaluation va décrire les évolutions les plus récentes du climat. Comme les précédents rapports du [GIEC](#), il explorera quelques scénarios des changements futurs et de leurs impacts, et proposera des réponses possibles pour réduire les émissions de gaz à effet de serre et des stratégies d'adaptation dans le cadre des objectifs de l'accord de Paris. Tous les rapports du [GIEC](#) ont montré que le changement climatique est bien réel et que ses effets sont quantifiables. C'est un problème mondial, ayant des impacts sur tous les écosystèmes marins et terrestres. Il nécessite une prise de conscience collective et des décisions adéquates, réfléchies et surtout durables.

Parmi les travaux du [GIEC](#), il y a notamment le changement climatique et sa prévisibilité, qui ont fait l'objet de plusieurs rapports. Ils sont étudiés à l'aide des modèles de circulation générale ([GCM : General Circulation Model](#)) de l'atmosphère et de l'océan. Les [GCM](#) constituent les outils à la disposition des scientifiques pour comprendre les changements climatiques passés, récents et futurs. Ils traduisent de façon numérique les lois d'évolution de l'atmosphère et de l'océan et ce, dans le but de connaître l'état actuel ou passé du climat, et grâce à différents scénarios, d'anticiper la sensibilité climatique (i.e. la réponse du système climatique à l'augmentation des gaz à effet de serre). Les différents exercices d'inter-comparaison des modèles climatiques ([Coupled Model Intercomparison Project \(CMIP\)](#)) montrent que la sensibilité climatique varie d'un modèle à un autre (e.g. [Meehl et al., 2007](#); [Andrews et al., 2012](#)). L'incertitude sur les projections climatiques peut résider aussi bien dans le choix du modèle que dans le choix du scénario à utiliser. Ainsi, le développement des [GCM](#) (notamment atmosphériques) apparaît primordial pour améliorer la prévision du climat et permettre aux décideurs politiques d'envisager des solutions socio-politiques et socio-économiques efficaces et durables. Les paramétrisations des processus physiques constituent l'une des principales sources d'incertitude dans les modèles climatiques. Ces paramétrisations impliquent entre autres la convection sèche et humide, les processus de couche limite (turbulence et diffusion verticale), le rayonnement, les précipitations de grande échelle, les nuages, la microphysique, les ondes de gravité, etc. Ce qui rend particulièrement difficile la paramétrisation des processus physiques, c'est d'une part l'interaction entre les différents processus et d'autre part leur interaction avec la dynamique.

## Interaction convection - dynamique

La connaissance du climat et du changement climatique est tributaire de la compréhension des nuages, de la convection, de la circulation générale atmosphérique et surtout de leurs interactions. La convection affecte toute la troposphère et agit comme une courroie de transmission entre les processus de couche limite planétaire et l'atmosphère libre. Les interactions entre convection profonde et circulation de grande échelle résultent de trois processus qui sont : les changements de phase de l'eau, les effets radiatifs des nuages convectifs et le mélange turbulent. La formation ou dissipation des nuages convectifs s'effectue suite à des processus de condensation ou d'évaporation. Ces processus sont associés à des changements de phase qui libèrent de la chaleur latente ou en absorbent. Des gradients de température sont alors générés et vont contrôler en partie la circulation de grande échelle. Les nuages de convection profonde contrôlent à la fois le bilan d'eau et d'énergie de l'atmosphère et ont un impact considérable sur le climat actuel et sur ses évolutions futures. Les nuages demeurent ainsi avec la convection, l'un des défis majeurs des GCMs actuels au point de figurer parmi les sept défis du [World Climate Research Programme \(WCRP\)](https://www.wcrp-climate.org/gc-clouds) dans le volet « Nuages, Circulation générale et Sensibilité climatique » (<https://www.wcrp-climate.org/gc-clouds>)

## Stratégie d'amélioration des modèles

Les erreurs systématiques des GCM actuels pénalisent les prévisions et les projections climatiques. L'amélioration des GCM passe d'une part par l'amélioration des méthodes numériques et la complexification des paramétrisations physiques (e.g. [Sud and Molod, 1988](#)) et d'autre part par l'évaluation de la performance et des biais des GCMs. Bien que des efforts remarquables aient été entrepris dans le domaine des paramétrisations des processus humides, il reste toutefois d'énormes défis à relever dans la représentation de la convection par les GCMs (e.g. [Hourdin et al., 2013; Rio et al., 2013](#)). Ces défis impliquent à la fois la paramétrisation de la microphysique nuageuse, des condensats solides et liquides, du transport convectif sous maille et des processus de couche limite.

Dans la littérature, des études (e.g. [Wetherald and Manabe, 1980; Stephens and Webster, 1981; Sherwood et al., 2015; Bony et al., 2015](#)) ont reconnu le rôle de la convection comme l'une des principales sources d'incertitude sur la sensibilité climatique. Elles contribuent également à l'existence de biais dont certains persistent depuis plusieurs décennies dans les modèles comme les biais de mousson (e.g. [Roehrig et al., 2013; Chadwick et al., 2017](#)), les défauts liées à la zone de convergence inter-tropicale (ZCIT) dans le Pacifique ouest ou syndrome de double ZCIT ([Bellucci et al., 2010; Oueslati and Bellon, 2015; Li and Xie, 2014; Xiang et al., 2017](#)), les défauts liés à la propagation et/ou à l'amplitude de l'oscillation de Madden-Julian (e.g. [Hung et al., 2013; Klingaman et al., 2015a; Xavier et al., 2015](#)). La plupart de ces biais sont en partie imputables à la paramétrisation de la convection.

Un modèle de climat peut être considéré comme un ensemble formé de différents compartiments dont chacun gère un sous-domaine du système Terre. Il s'agit des modèles de l'atmosphère, de l'océan, des échanges avec la surface, de chimie et transport, de glace, etc. Le couplage entre ces différents modèles fait en sorte qu'il est souvent difficile d'analyser et d'attribuer les défauts d'un modèle à un processus particulier. Pour améliorer les modèles de climat, les scientifiques travaillent à améliorer chaque composante en supposant que les autres composantes sont parfaites. Une des principales voies utilisées a été de travailler à réduire les biais des modèles atmosphériques (AGCMs), notamment en améliorant certains processus comme les nuages, la convection (cycle de vie, organisation, cycle diurne, etc.) (e.g. [Hourdin et al., 2013;](#)

([Rio et al., 2013](#)) qui ne sont pas résolus à l'échelle de la maille des [GCMs](#) (typiquement de 50 à 250 km).

Souvent, les développements des paramétrisations sont testés dans des cadres unidimensionnels (1D) très contraints avant qu'ils ne soient portés vers des cadres tridimensionnels (3D) plus libres (simulations longues de type [AMIP](#)<sup>1</sup>) où les processus physiques interagissent entre eux, mais surtout avec la dynamique. Des développements récents de la physique du modèle atmosphérique de l'[IPSL](#)<sup>2</sup> ont eu peu d'impact sur les biais moyens du modèle couplé ou forcé par la [SST](#)<sup>3</sup>. Cela pose des questions et suscite le développement de nouvelles stratégies afin d'attaquer de front les biais les plus persistants dans les modèles (syndrome de double [ZCIT](#), biais de moussons, biais de [MJO](#)<sup>4</sup>, etc.).

L'utilisation des protocoles 1D<sup>5</sup> où la dynamique de grande échelle est paramétrisée, permet de tester l'ensemble des paramétrisations et de prendre en compte certaines rétroactions entre les processus physiques. Le protocole 1D présente l'avantage d'être facile à mettre en place et n'est pas gourmand en temps de calcul. Il est cependant limité puisqu'il ne prend pas en compte les interactions avec la dynamique de grande échelle. Une façon plus "naturelle" de prendre en compte les interactions dynamique–physique est d'utiliser les simulations longues de type [AMIP](#) (Atmosphère globale pilotée par les températures de surface de la mer mensuelles observées). Une simulation [AMIP](#) permet d'estimer les biais du modèle après qu'il ait eu le temps de se mettre en équilibre, et que les interactions dynamique–physique aient eu lieu. Les premiers mois, voire années, de la simulation [AMIP](#) ne peuvent pas être analysés vu que le modèle n'est pas encore à son état d'équilibre.

Pour étudier l'état moyen de l'atmosphère, on fait des études statistiques sur un échantillon d'au moins une dizaine d'années et cela peut nécessiter un temps de calcul important. On note cependant qu'il y a des biais qui peuvent apparaître dès les premiers jours de la simulation. Le cadre idéal pour analyser ce genre de biais est d'utiliser des simulations courtes initialisées de type Transpose-AMIP (e.g. [Phillips et al., 2004](#); [Martin et al., 2010](#); [Williams et al., 2013](#)). Le cadre Transpose-AMIP permet d'utiliser un modèle de climat dans un cadre de Prévision Numérique du Temps ([PNT](#)) ; si un biais apparaît rapidement (5, 10 voire 20 jours), il est plus efficace de l'analyser en utilisant des simulations Transpose-AMIP.

Les protocoles 1D, Transpose-AMIP et AMIP, permettent une évaluation des modèles et donc de leurs paramétrisations avant que ces dernières ne soient implémentées dans un cadre plus libre comme le modèle couplé océan-atmosphère, et guider ainsi le développement de la physique des modèles.

## Objectifs et organisation de la thèse

Cette thèse vise à simuler et évaluer le cycle de vie de la convection tropicale dans différentes configurations du modèle ARPEGE-Climat, la finalité étant de pouvoir proposer des pistes d'amélioration de la physique du modèle ARPEGE-Climat. Elle s'articule autour des cinq chapitres suivants :

- Le **chapitre 1** invite à découvrir la circulation moyenne de l'atmosphère, les processus atmosphériques ainsi que l'interaction entre convection et dynamique.
- Le **chapitre 2** décrit les données observées ou réanalysées qui sont utilisées dans cette

---

1. Atmospheric Model Intercomparison Project  
 2. Institut Pierre Simon Laplace  
 3. Sea Surface Temperature  
 4. Madden-Julian Oscillation  
 5. Protocoles unicolumnnes

thèse. Une deuxième partie est consacrée à la description des outils statistiques utilisés et enfin une troisième partie est dédiée à la description de la partie atmosphérique du modèle de climat du CNRM.

- Le **chapitre 3** reprend un article soumis au *Journal of Advances in Modeling of Earth Systems (JAMES)*, qui porte sur l'évaluation de la convection simulée en 1D sur le domaine nord de la campagne CINDY2011/DYNAMO par le modèle ARPEGE-Climat. Il est complété par une deuxième partie qui porte sur une évaluation du modèle ARPEGE-Climat sur le domaine sud de la campagne.
- L'évaluation du modèle sur le cycle de vie de la convection en mode plus libre (3D) mais initialisé toutes les 24 heures fait l'objet du **chapitre 4**. Cette évaluation permet de comprendre l'origine des biais systématiques du modèle et de voir dans quelle mesure les simulations Transpose-AMIP peuvent reproduire les erreurs identifiées en 1D. Une comparaison est également faite avec les simulations AMIP afin de souligner les biais atmosphériques qu'il convient d'analyser en mode Transpose-AMIP. Une dernière partie évalue la capacité d'ARPEGE-Climat à représenter la MJO en termes d'amplitude et de propagation vers le Pacifique.
- Le **chapitre 5** synthétise les conclusions de ce travail et propose quelques perspectives ouvrant de nouveaux horizons à ce travail.

## Chapitre 1

# Convection et circulation tropicale

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Circulation tropicale</b>	<b>6</b>
1.1.1	Définition des régions tropicales	6
1.1.2	Bilan d'énergie du système Terre	6
1.1.3	Circulation mériodienne de Hadley	7
1.1.4	Circulation zonale de Walker	9
1.1.5	L'Oscillation de Madden et Julian	11
<b>1.2</b>	<b>Convection atmosphérique</b>	<b>12</b>
1.2.1	Définition de la convection	12
1.2.2	Instabilité absolue et instabilité conditionnelle	13
1.2.3	Les notions de CAPE et de CIN	14
<b>1.3</b>	<b>Interaction de la convection avec la dynamique de grande échelle</b>	<b>15</b>
1.3.1	Théories de l'interaction convection-dynamique	15
1.3.2	Réponse de la dynamique à un chauffage diabatique	16
1.3.3	Profils de chauffage et d'humidification de l'atmosphère	17
1.3.4	Méthodes d'estimation de $Q_1$ et $Q_2$	18
1.3.5	Profils verticaux de $Q_1$ et $Q_2$	19

---

Ce chapitre est une invitation à la découverte de la circulation atmosphérique des régions tropicales et des processus convectifs. Il discute des propriétés de la convection et de son interaction avec la dynamique de grande échelle. Nous parlerons des effets de la convection sur la grande échelle notamment de la source de chaleur apparente ( $Q_1$ ) et du puits d'humidité apparent ( $Q_2$ ), de la façon dont ils sont déterminés et de ce que dit la forme de leurs profils sur l'organisation de la convection et sur la circulation de l'atmosphère.

## 1.1. Circulation tropicale

### 1.1.1. Définition des régions tropicales

La zone tropicale, généralement désignée comme la région située dans la bande des latitudes 30°S–30°N, couvre environ la moitié de la surface du globe terrestre. En météorologie, cette zone représente la ceinture du globe délimitée par les axes des anticyclones subtropicaux de surface des deux hémisphères, situés en moyenne annuelle vers 30°S et 30°N. Ce domaine météorologique n'est ni figé dans le temps ni dans l'espace, il se déplace vers le nord en été boréal ou vers le sud en été austral en réponse au forçage solaire. Les caractéristiques essentielles des régions tropicales sont liées à la sphéricité de la Terre. Compte tenu de l'inclinaison de l'axe de rotation de la terre (environ 23,27°), les régions tropicales reçoivent en moyenne annuelle, deux fois plus de rayonnement solaire au sommet de l'atmosphère que les régions polaires (e.g. [Vonder Haar and Oort, 1973](#); [Trenberth and Stepaniak, 2003](#); [Trenberth et al., 2009](#)).

### 1.1.2. Bilan d'énergie du système Terre

En l'absence des nuages, l'atmosphère terrestre est quasi-transparente au rayonnement solaire reçu sauf dans les basses couches et à la surface. A l'échelle du globe et à long terme, le bilan radiatif du système Terre reste proche de l'équilibre car la quantité d'énergie reçue du soleil (341  $W\ m^{-2}$  en moyenne annuelle) est égale à la quantité d'énergie renvoyée (Fig. 1.1). Environ 30 % de l'énergie solaire reçue est directement réfléchie vers l'espace par les nuages et les surfaces terrestres (Fig. 1.1). Le reste de l'énergie est absorbé par l'atmosphère et les surfaces (océaniques, continentales et glaciaires) (e.g. [Trenberth et al., 2009](#)). Environ 85 % du rayonnement terrestre reste piégé dans l'atmosphère par les gaz à effet de serre (vapeur d'eau, dioxyde de carbone, méthane, protoxyde d'azote, ozone, etc.) puis absorbé par les surfaces. Les 15 % restants et le rayonnement atmosphérique sont ré-émis vers l'espace et vont contrebalancer environ 70 % du rayonnement solaire reçu.

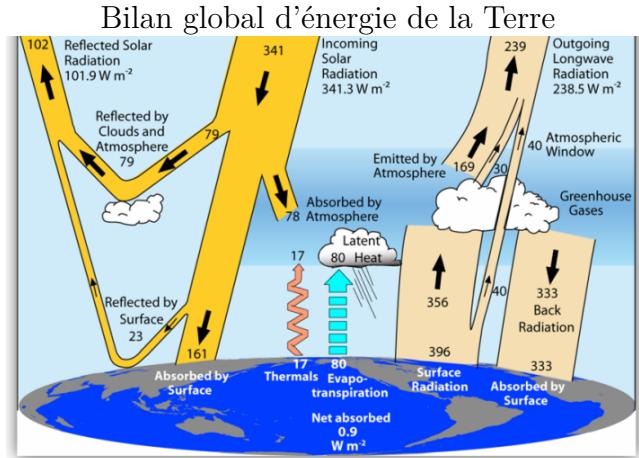


FIGURE 1.1 – Bilan global d'énergie de la Terre de mars 2000 à mai 2004 en  $\text{W m}^{-2}$ . La largeur des flèches est proportionnelle à l'importance du flux d'énergie qu'elles représentent. D'après Trenberth et al. (2009).

### 1.1.3. Circulation méridienne de Hadley

Dans les régions tropicales, il y a un déséquilibre énergétique entre la surface de la Terre (excédentaire) et le sommet de l'atmosphère (déficitaire) (e.g. [Trenberth and Stepaniak, 2003](#)). Une partie de l'excédent d'énergie en surface est redistribuée par les grands mouvements verticaux sous les tropiques (e.g. [Rihel and Malkus, 1958](#)) tandis que la plus grande partie de l'excédent d'énergie est véhiculée par les circulations de grande échelle horizontale qui équilibrivent le bilan énergétique moyen entre les régions tropicales et le reste du globe ([Vonder Haar and Oort, 1973](#); [Trenberth et al., 2009](#)).

Plusieurs études (e.g. [Lichtenberg and Lieberman, 1984](#); [Peixoto and Oort, 1992](#); [Grotjahn, 1993](#); [Döös and Nilsson, 2011](#)) expliquent la circulation méridienne de l'atmosphère à travers la fonction de courant méridienne (donnée ici en coordonnée pression  $p$  (Eq. 1.1) selon [Döös and Nilsson \(2011\)](#)) afin de décrire facilement la moyenne zonale de la circulation atmosphérique méridienne :

$$\Psi(y, p) = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} \oint \int_0^p \frac{v(x, y, p', t)}{g} dp' dx dt \quad (1.1)$$

L'intégration verticale est faite du sommet de l'atmosphère ( $p = 0$ ) au niveau de pression  $p$ .  $\Psi(y, p)$  exprime la moyenne temporelle et zonale du transport entre un niveau de pression  $p$  et le sommet de l'atmosphère.  $-\Psi(y, p)$  est alors le transport entre la surface et un niveau de pression  $p$ .  $v$  désigne la vitesse méridienne,  $t_0$  et  $t_1$  désignent respectivement l'instant initial et final utilisé pour le calcul de la moyenne temporelle,  $g$  est l'accélération de pesanteur,  $p'$  la fluctuation zonale et temporelle de la pression,  $x$  désigne la coordonnée zonale,  $y$  la coordonnée méridienne et  $t$  la coordonnée temporelle.  $\Psi$  est exprimée en Sverdrups ( $\text{Sv}$ ) avec  $1 \text{ Sv} = 10^9 \text{ kg s}^{-1}$ .

La fonction de courant méridienne  $\Psi(y, p)$  permet de visualiser dans un plan 2D (vertical-méridien) la circulation méridienne et elle permet également de distinguer le sens de rotation des cellules (e.g. Fig. 1.2). La figure 1.2 montre dans les régions tropicales, deux cellules de sens contraire, appelées cellules de Hadley ([Hadley, 1735](#)). Si nous considérons par exemple la cellule de Hadley de l'hémisphère Nord, on distingue deux branches, l'une ascendante est située vers  $5^\circ\text{N}$  en moyenne annuelle, et l'autre subsidente est située vers  $35^\circ\text{N}$ . Ces deux branches relient la circulation de surface qui converge vers l'équateur à la circulation divergente en altitude. La

circulation convergente de surface acquiert une composante zonale d'Est (alizés) et celle qui est divergente en altitude acquiert une composante zonale d'Ouest (Jet d'Ouest Sub-Tropical).

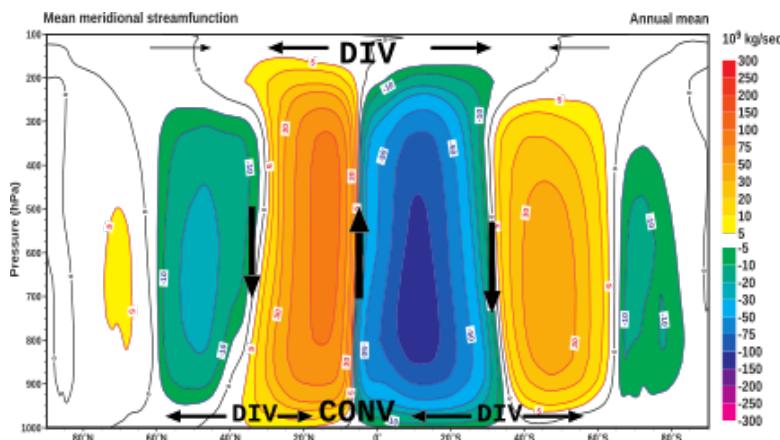


FIGURE 1.2 – Moyenne annuelle de la fonction de courant  $\Psi$  ( $\text{kg s}^{-1}$ ) associée à la circulation de Hadley dans le plan vertical-méridien. Les valeurs positives (circulation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre) sont coloriées en jaune-orange (isolines tous les  $5.10^9 \text{ kg s}^{-1}$  pour les deux premières puis tous les  $10.10^9 \text{ kg s}^{-1}$ ). Les valeurs négatives (circulation dans le sens des aiguilles d'une montre) sont coloriées en vert et bleu. DIV pour divergence et CONV pour convergence. Réanalyses ERA40 (moyenne 1957-2002) ; adapté par [Beucher et al. \(2010\)](#).

On peut aussi retrouver les structures de la circulation méridienne de l'atmosphère en utilisant la température, l'humidité spécifique ou le géopotentiel comme coordonnée verticale (e.g. [Döös and Nilsson, 2011](#)). Cela a pour avantage de montrer les structures de la circulation méridienne en insistant sur le transport d'humidité, de chaleur ou de masse. L'utilisation de la coordonnée verticale température (Fig. 1.3.b) montre des branches ascendantes qui véhiculent la chaleur des basses couches tropicales vers les hautes couches de la troposphère équatoriale. En altitude, les particules d'air se refroidissent en s'éloignant de l'équateur, deviennent plus lourdes et redescendent vers les latitudes 30°. La fonction de courant méridienne en coordonnée humidité (Fig. 1.3.c) ou géopotentiel (Fig. 1.3.d) ne permet de retrouver que les structures de la circulation méridienne des basses couches. En altitude, l'humidité diminue fortement. Lors des ascendances, les particules d'air chargées de vapeur d'eau sont asséchées. En altitude, elles acquièrent de l'énergie potentielle, puis en s'éloignant de l'équateur, elles se refroidissent. Les particules d'air se rechargent ensuite de vapeur d'eau issue de la réévaporation des précipitations et de l'évaporation en surface lors des subsidences dans les latitudes subtropicales.

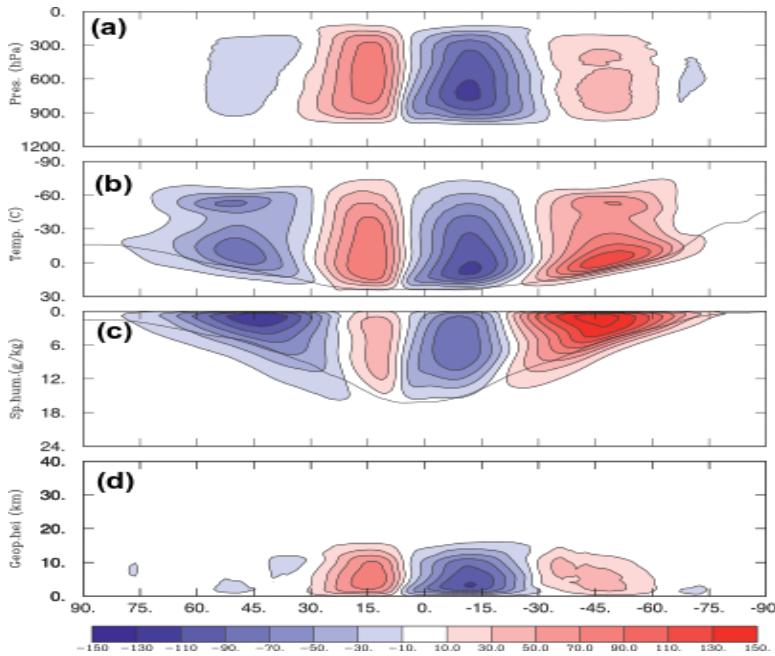


FIGURE 1.3 – Circulation méridienne de l’atmosphère décrite à partir de la fonction de courant méridienne (en  $Sv$ ) exprimée en coordonnée pression (a), température (b), humidité spécifique (c) et du géopotentiel (d). Une ligne de courant tous les 20  $Sv$ ; les valeurs positives correspondent à une circulation dans le sens contraire des aiguilles d’une montre.  $\Psi$  est calculée à partir des réanalyses ERA-Interim. Moyenne 1989-2009. D’après [Döös and Nilsson \(2011\)](#).

#### 1.1.4. Circulation zonale de Walker

Nous avions évoqué dans la section 1.1.2 qu’une partie de l’excédent d’énergie des régions tropicales est absorbée par l’atmosphère, les surfaces océaniques et terrestres (e.g. [Trenberth et al., 2009](#)). Au niveau des océans, l’excédent d’énergie peut être emmagasiné puisque l’océan dispose d’une forte capacité calorique, puis transporté par la circulation thermohaline. Au niveau des continents, l’excédent d’énergie des basses couches ne peut ni être emmagasiné (faible capacité calorifique du sol) ni véhiculé par les sols (faible conduction thermique du sol). Ce contraste thermique entre les océans et les surfaces terrestres induit un gradient de pression et de température qui se traduit par un mouvement ascendant au-dessus du continent et une circulation de grande échelle ([Bjerknes, 1969](#); [Gill, 1980](#)). La redistribution d’énergie s’effectue alors à travers les forts mouvements verticaux qui se mettent en place sur les continents des régions tropicales ([Ramage, 1968](#); [Bjerknes, 1969](#); [Krueger and Winston, 1974](#)). Les connexions entre ces différents pôles convectifs sur les continents (Afrique, Amazonie et sur le continent maritime<sup>1</sup>) forment dans un plan équatorial-vertical, une circulation zonale moyenne (e.g. Fig. 1.4) qu’on appelle circulation de Walker (e.g. [Walker, 1923, 1924](#); [Bjerknes, 1969](#); [Lau and Yang, 2003](#)). Les zones de subsidence sont situées sur les flancs Est des océans Pacifique et Atlantique et sur le bord Ouest de l’océan Indien (Fig. 1.4). Le sens de circulation de la cellule est donné par l’orientation du gradient de température de surface de la mer (SST, Sea Surface Temperature) dirigé vers l’ouest (e.g. [Bjerknes, 1969](#)). Comme l’a souligné [Flohn \(1971\)](#), il existe quatre cellules de Walker qui circulent le long de l’équateur : les cellules du Pacifique,

1. Le continent maritime désigne l’ensemble des îles situées entre les océans Indien et Pacifique à l’Est et à l’Ouest, le continent asiatique et l’Australie au Nord et au Sud.

la cellule de l'Atlantique, la cellule de l'Afrique et la cellule indienne (Fig. 1.4). Ces cellules de Walker se chargent de la redistribution zonale de l'énergie entre les régions terrestres et océaniques (e.g. [Lau and Yang, 2003](#)).

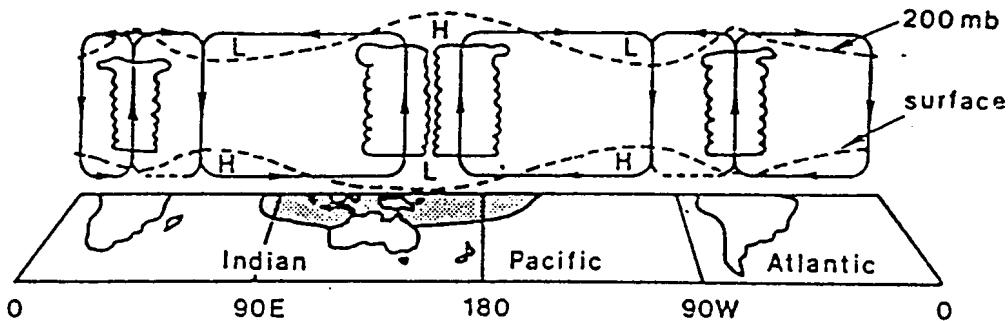


FIGURE 1.4 – *Représentation conceptuelle des circulations de Walker dans un plan équatorial vertical. D'après [Newell \(1979\)](#)*

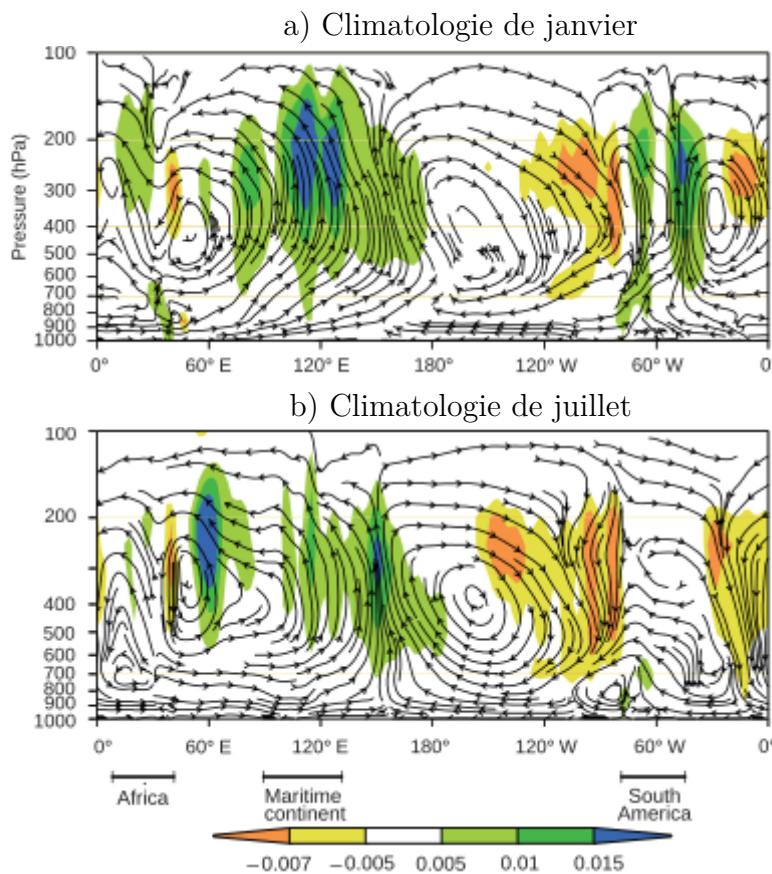


FIGURE 1.5 – *Lignes de courant construites à partir des composantes zonales et verticales (multipliée par 30) du vent divergent le long du plan équatorial. Climatologie de janvier (a) et de juillet (b) à partir de la réanalyse NCEP2 (1949-1999). Les zones de forts mouvements verticaux sont indiquées en couleur ( $m s^{-1}$ ). D'après [Lau and Yang \(2003\)](#).*

Les circulations de Walker sont sujettes d'une part à des variations saisonnières liées au contraste thermique entre les surfaces terrestres et océaniques qui dépend lui-même du cycle

saisonnier du rayonnement solaire incident (e.g. [Lau and Yang, 2003](#)), et d'autre part à des variations interannuelles et intra-saisonnieres à cause de l'influence respective de l'oscillation australe et de l'oscillation de Madden-Julian (voir section ci-après). La figure 1.5.a montre que les pôles convectifs du continent maritime et d'Amérique du sud sont très actifs en janvier (fortes ascendances). En juillet, le pôle convectif sur l'Afrique est très actif, celui du continent maritime reste actif, avec cependant une intensité inférieure à celle du mois de janvier. On note également un décalage vers l'Est des pôles convectifs d'Afrique et du continent maritime en juillet.

### 1.1.5. L'Oscillation de Madden et Julian

L'oscillation de Madden-Julian (MJO) ou oscillation 40–50 jours ([Madden and Julian, 1971, 1972](#)) est le mode dominant de la variabilité intrasaisonnière sous les tropiques. C'est une variabilité de la convection organisée à l'échelle intrasaisonnière et d'échelle planétaire, caractérisée par une propagation vers l'Est à  $\sim 5 \text{ m s}^{-1}$  d'anomalies de vent ([Weickmann et al., 1985](#)) et de précipitations (e.g. [Lin et al., 2008; Hung et al., 2013](#)). La MJO "naît" dans le bassin de l'océan Indien tropical et se propage jusqu'en Indonésie et au bassin du Pacifique occidental (e.g. [Lau and Chan, 1986; Knutson and Weickmann, 1987; Matthews, 2000](#)) voire au-delà si on considère que la signature dynamique ([Ventrice et al., 2013](#)). Dans la figure 1.6, [Wheeler and Hendon \(2004\)](#) montrent à travers un composite de l'anomalie de l'OLR<sup>2</sup> (NOAA<sup>3</sup>) et du vent à 850 hPa (NCEP<sup>4</sup>), la propagation vers l'Est de la MJO. Lors de son passage sur la région Indo-Pacifique, la MJO module la cellule de Walker du continent maritime. On aperçoit un renforcement de l'activité convective pendant les phases dites actives de la MJO (zones grises) et une propagation des cellules convectives vers l'Est. Ces phases actives alternent avec des phases de convection inhibée (phase inactive *suppressed* ou inactive) qui correspondent aux parties hachurées sur la figure 1.6.

A travers la modulation de l'activité convective dans le bassin Indo-Pacifique, la MJO module le chauffage, l'humidité ainsi que les précipitations (cf. partie 1.3) et a un impact sur le climat global ([Zhang, 2005; Lau and Waliser, 2011; Zhang, 2013](#)). La MJO impacte directement la circulation de Walker qui joue un rôle important dans l'équilibre énergétique de l'atmosphère tropicale en "régulant" les échanges d'énergies (e.g. [Steinheimer et al., 2008](#)).

---

2. Outgoing Longwave Radiation

3. National Oceanic and Atmospheric Administration

4. National Centers for Environmental Prediction

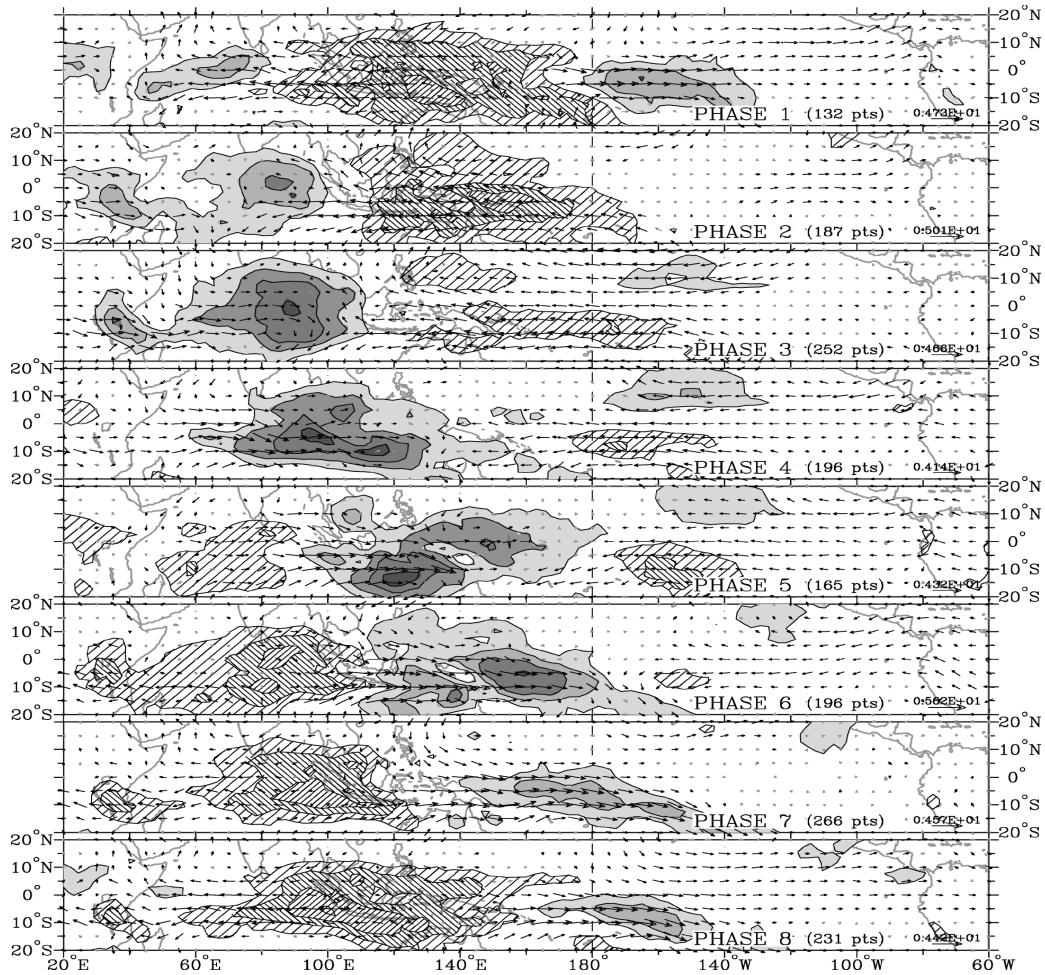


FIGURE 1.6 – Composite de la MJO pendant décembre-février 1979-2001 pour l'OLR et le vent à 850 hPa montrant les 8 phases de la MJO et sa propagation vers l'Est. Le composite est basé sur un indice symétrique par rapport à l'équateur ( $15^{\circ}S$ - $15^{\circ}N$ ), les grisés correspondent à des anomalies négatives ( $-7,5$ ,  $-15$ ,  $-22,5$  et  $-30 W m^{-2}$ ), soit un renforcement de la convection et les parties hachurées à des anomalies positives ( $7,5$ ,  $15$  et  $22,5 W m^{-2}$ ). Les nombres entre parenthèses à gauche correspondent au nombre de jours utilisés pour le calcul des composites de chaque phase. D'après [Wheeler and Hendon \(2004\)](#)

## 1.2. Convection atmosphérique

### 1.2.1. Définition de la convection

En météorologie, la convection est définie comme un ensemble de processus qui se mettent en place lorsque l'air est instable du point de vue de la flottabilité ([Malardel, 2005](#)). C'est un processus multi-échelle qui est souvent associé aux mouvements verticaux à l'origine des cellules nuageuses.

On distingue deux types de convection dans l'atmosphère : la convection sèche qui est associée aux thermiques, ne laissant pas intervenir de changement de phases de l'eau et la convection humide qui, selon son intensité peut donner lieu à de la convection peu profonde (cas des nuages de type cumulus non précipitants) ou à de la convection profonde (cas des cumulus congestus et cumulonimbus). Ainsi, on parle de convection profonde lorsqu'on observe

des mouvements convectifs sur l'ensemble de la troposphère, allant de la couche limite à la tropopause.

### 1.2.2. Instabilité absolue et instabilité conditionnelle

L'équation du mouvement vertical d'une particule s'écrit :

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (1.2)$$

où  $w$  est la vitesse verticale,  $p$  et  $\rho$  désignent respectivement la pression et la masse volumique de l'air,  $g$  est l'accélération de la pesanteur.  $p$  et  $\rho$  peuvent s'écrire :  $p = \bar{p} + p'$  et  $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ . Les termes en  $(\bar{\ })$  désignent les valeurs hydrostatiques ou de grande échelle et les termes en  $(\ )'$  désignent les perturbations de petite échelle.

Pour les mouvements verticaux de grande échelle, le terme d'accélération verticale est d'un ordre de grandeur  $10^{-7}$  fois inférieur à ceux de droite de l'équation et peut être négligé (d'après une analyse en ordre de grandeur de l'équation 1.2). Il y a donc un équilibre entre la force du gradient de pression et la force de flottabilité, i.e. :

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = \bar{\rho}g \quad (1.3)$$

On parle dans ce cas (Eq. 1.3) d'équilibre hydrostatique.

En utilisant la décomposition des variables  $p$  et  $\rho$  en une partie liée à la grande échelle et une partie liée aux perturbations de petite échelle, l'équation 1.2 peut s'écrire :

$$\frac{dw}{dt} = \underbrace{-\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z}}_A - \underbrace{g \left( \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right)}_B \quad (1.4)$$

Dans cette équation 1.4, l'accélération verticale de la particule dépend de la force du gradient de pression (A) et de la force de flottabilité (B). A est la partie non hydrostatique du mouvement vertical et B représente l'action de la gravité sur les anomalies de la masse volumique de l'air.

Le terme de flottabilité peut également s'écrire :

$$\beta = g \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \approx g \frac{\rho'}{\rho_0} \approx -g \frac{\theta'}{\theta_0} \quad (1.5)$$

Où  $\rho_0$  et  $\theta_0$  désignent respectivement la masse volumique et la température potentielle à un état de référence hydrostatique (exemple 1000 hPa) et sachant que dans l'atmosphère  $\rho' \ll \rho_0$  (e.g. [Stevens, 2005](#); [Bechtold, 2017](#)). Le terme de flottabilité (pour l'expression en  $\theta$ ) fait intervenir l'écart  $\theta'$  entre la température potentielle d'une particule ( $\theta$ ) et celle de son environnement ( $\bar{\theta}$ ).

Du point de vue de la flottabilité, l'atmosphère peut être stable pour les particules non saturées et instable pour les particules saturées, on parle alors d'instabilité convective conditionnelle.

L'instabilité convective est souvent définie comme :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial \theta}{\partial z} < 0 & \text{IA : cas de la convection sèche} \\ \frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0 & \text{IC : cas de la convection humide} \\ \frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} < 0 & \text{IC : cas de la convection humide pour les particules à saturation} \end{array} \right. \quad (1.6)$$

**IA** et **IC** désignent respectivement l'instabilité absolue et l'instabilité conditionnelle ;  $\theta$ ,  $\theta_E$  et  $\theta_{ES}$  désignent respectivement la température potentielle, la température potentielle équivalente et la température potentielle équivalente de saturation.

### 1.2.3. Les notions de CAPE et de CIN

L'énergie potentielle disponible à la convection (CAPE - Convective Available Potential Energy) et l'inhibition convective (CIN - Convective INhibition), exprimées en  $J \ kg^{-1}$ , permettent de mesurer la stabilité verticale de la colonne atmosphérique. La **CAPE** représente l'énergie qu'aurait une particule d'air si elle était élevée de son niveau de convection libre (**LFC**<sup>5</sup>) à son niveau de flottabilité neutre (**LNB**<sup>6</sup>) (Fig. 1.7). Elle permet de mesurer le potentiel convectif (ou l'instabilité potentielle) de la colonne atmosphérique. C'est aussi l'énergie qui serait consommée par la convection profonde, dans un cas idéal, sans entraînement d'air environnant au cours de l'ascendance. Elle se calcule comme l'intégrale de la flottabilité :

$$CAPE = \int_{z_{LFC}}^{z_{LNB}} g \left( \frac{T_v^p - T_v^e}{T_v^e} \right) dz \quad (1.7)$$

où  $z_{LFC}$  est l'altitude du **LFC**,  $z_{LNB}$  celle du **LNB**,  $g$  est l'accélération de pesanteur ( $g = 9.81 \ m \ s^{-2}$ ),  $T_v^p$  est la température virtuelle de la parcelle et  $T_v^e$  est celle de l'environnement.

La CAPE étant le travail de la force de flottabilité pouvant être transformé en énergie cinétique, on peut lui associer une vitesse verticale qui représenterait la vitesse maximale atteinte dans les courants ascendants :

$$W_{max} = \sqrt{2 \ CAPE} \quad (1.8)$$

---

5. Level of Free Convection  
6. Level of Neutral Buoyancy

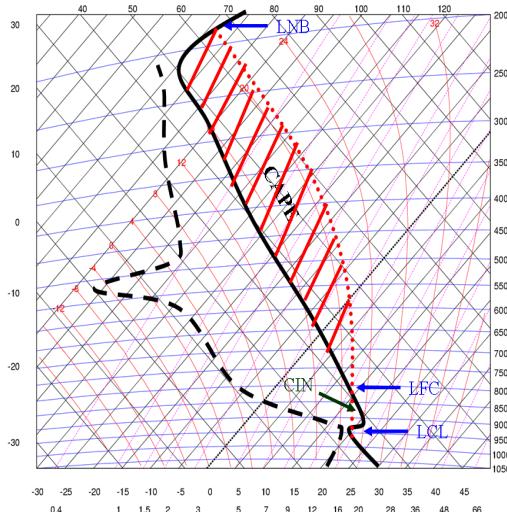


FIGURE 1.7 – Illustration de la CAPE obtenue à partir d'un téphigramme : aire comprise à partir de la base du nuage, entre l'adiabatique humide (pointillé rouge) et la température de l'environnement (noir). le LFC représente le niveau de convection libre, LNB, le niveau de flottabilité neutre et LCL le niveau de condensation. La CIN est la CAPE négative entre le LCL et le LFC. D'après [Bechtold \(2017\)](#).

La CIN est l'énergie qu'il faut fournir à une particule pour qu'elle atteigne son niveau de convection libre (LFC). C'est l'intégration de la zone négative en allant du niveau de condensation au LFC (Fig. 1.7). Elle constitue un frein à l'instabilité.

En pratique, le potentiel convectif de l'atmosphère estimé à partir de la CAPE est généralement surestimé car l'on devrait tenir compte des effets de freinage de la force de pression, des mélanges avec l'air environnant (entraînement de l'air environnant et détraînement d'air nuageux) et du poids des condensats qui influencent de façon significative les vitesses verticales dans les nuages convectifs matures.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéresserons aux propriétés de la convection atmosphérique, plus spécifiquement à celles de la convection humide sous les tropiques.

## 1.3. Interaction de la convection avec la dynamique de grande échelle

### 1.3.1. Théories de l'interaction convection-dynamique

Les interactions entre convection humide et dynamique de grande échelle sont fondamentales pour la compréhension du climat tropical. L'étude de l'interaction entre convection humide et circulation de grande échelle est à la base de plusieurs théories qui ont servi aux formulations des schémas de représentation de la convection humide.

#### 1.3.1.1 L'instabilité-CISK

L'une des premières théories est celle élaborée autour du mécanisme d'instabilité CISK (Conditional Instability of the Second Kind) (e.g. [Ooyama, 1964, 1982](#)) pour expliquer les rétroactions positives entre la convection et la grande échelle. Dérivée de la théorie de [Charney and Eliassen \(1964\)](#), la CISK stipule que la convection génère des gradients de pression et donc

de la convergence de basses couches, sous l'effet des forces de frottements. Cette convergence alimente la convection en chaleur et en humidité et favorise les ascendances ; permettant aux particules d'air d'atteindre leur niveau de convection libre. La convection libère à son tour de la chaleur latente et génère une baisse de pression en surface, ce qui renforce la convergence de basses couches et les ascendances convectives.

### 1.3.1.2 *L'instabilité-WISHE*

Une théorie alternative à la **CISK** appelée **WISHE** (Wind-Induced Surface Heat Exchange) a été proposée par *Emanuel* (1986) et reprise par *Emanuel et al.* (1994). Dans la théorie **WISHE**, l'énergie susceptible d'entretenir la convection et la dynamique de grande échelle associée est fournie par l'augmentation des flux de chaleur sensible et surtout des flux de chaleur latente et non de la convergence d'humidité comme c'est le cas de la **CISK** (e.g. *Emanuel*, 1987; *Neelin et al.*, 1987; *Yano and Emanuel*, 1991). *Emanuel* (1987); *Mapes* (1997) rappellent que la convection au-dessus des océans tropicaux se déclenchent dans la plupart des cas en s'alimentant en vapeur d'eau même en l'absence de convergence de grande échelle dans les basses couches.

### 1.3.1.3 *Le Quasi-équilibre convectif*

Le concept du quasi-équilibre convectif (**CQE**) introduit par *Arakawa and Schubert* (1974), puis repris par *Betts* (1986) et *Emanuel et al.* (1994) suppose que la convection est forcée par son environnement et qu'elle est en équilibre avec les processus de grande échelle. L'hypothèse faite ici est que la réponse de la convection étant très rapide par rapport aux processus de grande échelle, la convection dissipe rapidement l'énergie amenée par la grande échelle. Les ascendances de grande échelle tendent 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. L'augmentation de la **CAPE** est alors consommée par la convection et le refroidissement de la troposphère est compensé par le chauffage dû au dégagement de chaleur latente associée à la convection. La convection s'oppose donc à l'instabilité statique et ajuste le gradient de température au gradient adiabatique humide. Il n'y a donc pas d'accumulation de **CAPE** comme dans la théorie **CISK** (*Emanuel et al.*, 1994).

## 1.3.2. Réponse de la dynamique à un chauffage diabatique

Dans une analyse de l'énergétique de l'atmosphère tropicale, *Rihel and Malkus* (1958) ont montré que la chaleur latente joue le rôle de source de chaleur à la circulation de l'atmosphère tropicale. A travers le dégagement de chaleur latente, le rayonnement et les transports d'énergie de petite échelle, les nuages convectifs génèrent des gradient de température dans l'atmosphère qui contrôlent la circulation de grande échelle, contrôlent la distribution de l'eau et de l'énergie et par là, la convection humide. Par ces processus, les nuages convectifs gouvernent plusieurs aspects du climat tropical ainsi que sa variabilité, plus particulièrement la structure et l'intensité des circulations de Hadley/Walker (e.g. *Gill*, 1980; *Hartmann et al.*, 1984), les moussons (e.g. *Chou and Neelin*, 2003; *Roehrig et al.*, 2013), les ondes équatoriales couplées à la convection (e.g. *Kiladis et al.*, 2009) ou l'oscillation de Madden Julian (e.g. *Zhang et al.*, 2013; *Zhang*, 2013; *Klingaman et al.*, 2015a). Parmi les études pionnières sur l'interaction convection-circulation grande échelle de l'atmosphère, on peut citer celle de *Gill* (1980) qui présente la circulation grande échelle comme la réponse analytique d'un forçage diabatique idéalisé. Les travaux de *Gill* (1980) ont permis de comprendre les principales caractéristiques de la circulation atmosphérique tropicale. Ils ont retrouvé de façon un peu grossière les structures de la circulation méridienne

de Hadley (Fig. 1.8.a) et la circulation zonale de Walker (Fig. 1.8.b) mais aussi la structure des vents de surface, en réponse au chauffage diabatique (ici, le cas de chauffage symétrique) induit par la convection.

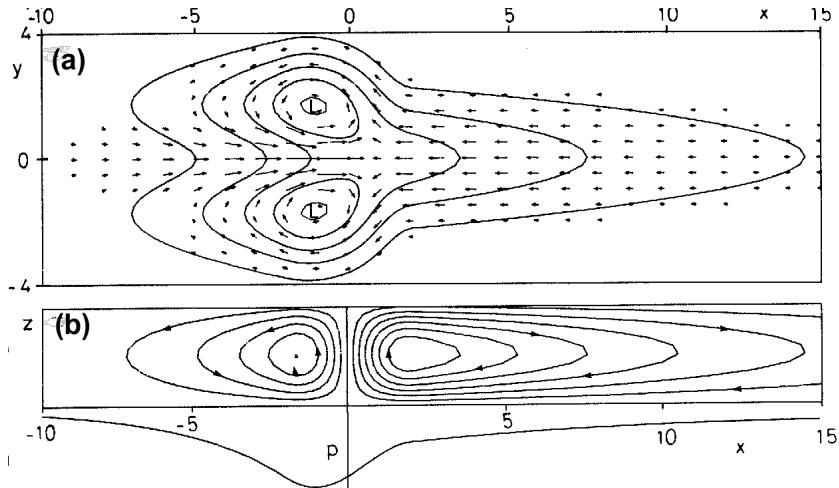


FIGURE 1.8 – Lignes de courant illustrant la circulation en réponse à un chauffage symétrique par rapport à l'équateur. Structure des alizés et circulation de Hadley (a) et circulation zonale de Walker (b). D'après Gill (1980)

### 1.3.3. Profils de chauffage et d'humidification de l'atmosphère

La convection affecte largement la circulation de grande échelle à travers le chauffage diabatique dû au dégagement de chaleur latente et à travers les processus radiatifs. Elle modifie la structure thermodynamique de l'environnement (température et humidité). Cette modification intervient d'une part à travers le mélange de l'air environnant (entraînement) et d'autre part à travers le détraînement des condensats nuageux (e.g. [Ooyama, 1971](#); [Gray, 1972](#); [Yanai et al., 1973](#); [Arakawa and Schubert, 1974](#)). Bien que les mouvements ascendants à l'échelle des nuages convectif tendent à refroidir et humidifier l'atmosphère du fait des gradients verticaux de température potentielle et d'humidité, à grande échelle, la convection a principalement pour effet de chauffer et assécher la colonne atmosphérique, en lien avec les changements de phase de l'eau et la production de précipitation. On peut aussi noter un rôle des courants convectifs subsidents qui tendent à refroidir et humidifier la basse troposphère par évaporation des précipitations. [Yanai et al. \(1973\)](#) définissent les effets de la convection sur la grande échelle sur trois variables de grande échelle à savoir la source de chaleur apparente  $Q_1$ , le puits d'humidité apparent  $Q_2$  et la source de quantité de mouvement apparente  $Q_3$ .  $Q_1$  correspond au refroidissement/réchauffement par la somme des dégagements de chaleur latente et de redistribution de la température par les mouvements convectifs.  $Q_2$  correspond à l'assèchement/humidification par la somme des processus diabatiques affectant la vapeur d'eau et de redistribution de la vapeur d'eau par les mouvements convectifs.

Les études pionnières (e.g. [Reed and Recker, 1971](#); [Nitta, 1972](#); [Yanai et al., 1973](#)) ont défini une méthode permettant de mesurer les tendances locales et les advections de grande échelle à partir des données de radiosondage. Ces termes sont ensuite utilisés pour déduire le transport de chaleur, de vapeur d'eau ou de quantité de mouvement par la convection. Ces méthodes ont été revisitées par des auteurs comme [Ogura and Cho \(1973\)](#); [Nitta \(1975\)](#); [Johnson \(1976\)](#); [Nitta \(1977\)](#) afin de quantifier ces trois grandeurs physiques de façon plus concise. Les termes

$Q_1$ ,  $Q_2$  et  $Q_3$  sont définis sur une échelle caractéristique allant d'une dizaine à une centaine de kilomètres.  $Q_1$  est estimé à partir du bilan d'énergie,  $Q_2$  à partir du bilan d'eau et  $Q_3$  à partir du bilan de quantité de mouvement. Ils sont donnés par les équations d'évolution de la température (Eq. 1.9), de l'humidité spécifique (Eq. 1.10) et de l'intensité du vent horizontal moyen (Eq. 1.11).

$$Q_1 = \frac{1}{C_p} \left( \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + \vec{V} \bullet \vec{\nabla} \bar{s} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{s}}{\partial p} \right) = Q_{rad} + Q_{lat} - \frac{1}{C_p} \frac{\partial \overline{\omega' s'}}{\partial p} \quad (1.9)$$

$$Q_2 = \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \vec{V} \bullet \vec{\nabla} \bar{q} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} = -\frac{L_v}{C_p} \left( Q_{lat}^{vap} - \frac{\partial \overline{\omega' q'}}{\partial p} \right) \quad (1.10)$$

$$\vec{Q}_3 = \frac{\partial \vec{\overline{V}}_h}{\partial t} + \vec{V} \bullet \vec{\nabla} \vec{\overline{V}}_h + \bar{\omega} \frac{\partial \vec{\overline{V}}_h}{\partial p} = -\frac{\partial \overline{\omega' \vec{V}_h}}{\partial p} \quad (1.11)$$

où  $s$  désigne l'énergie statique sèche ( $s = C_p T + gz$ ),  $q$  l'humidité spécifique,  $\vec{V}_h$  le vent horizontal,  $\omega$  la vitesse verticale en coordonnée pression,  $C_p$  la capacité calorifique à pression constante et  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation.  $Q_{rad}$  désigne le taux de chauffage dû aux processus radiatifs, tandis que  $Q_{lat}$  représente le relâchement de chaleur latente due aux changements de phases de l'eau.  $Q_{lat}^{vap}$  n'inclue que les changements de phase de l'eau impliquant la vapeur d'eau. Les barres ( $\bar{\phantom{x}}$ ) dénotent les moyennes en espace et en temps sur un domaine dit de grande échelle et les primes ( $\prime$ ) désignent l'écart par rapport à ces moyennes. A noter que nous avons pris la convention d'exprimer  $Q_2$  en  $g \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$

L'équation de  $Q_1$  (Eq. 1.9) montre qu'il se décompose en trois termes dont le premier représente les processus radiatifs, le deuxième représente les processus liés aux changements de phase de l'eau et le troisième représente la redistribution verticale de la température par les mouvements convectifs.  $Q_2$  (Eq. 1.10) ne fait intervenir que deux termes dont le premier est lié aux changements de phases de la vapeur d'eau et un terme de redistribution verticale par les mouvements convectifs. Dans la suite de la thèse, nous nous intéresserons uniquement à  $Q_1$  et  $Q_2$ .

### 1.3.4. Méthodes d'estimation de $Q_1$ et $Q_2$

Vu le rôle important du chauffage diabatique, du puits d'humidité et leur répartition sous les tropiques, des efforts ont été réalisés pour estimer ces grandeurs physiques, les documenter et les comprendre. En effet, on ne peut pas mesurer directement un taux de chauffage ou un puits d'humidité comme on le fait pour la température, l'humidité, le vent, etc. Il est donc nécessaire de les estimer à partir des grandeurs physiques mesurables.  $Q_1$  et  $Q_2$  peuvent être déterminés par la méthode des résidus respectivement à partir du bilan de température et de la vapeur d'eau issues des données de radiosondage (e.g. [Reed and Recker, 1971](#); [Yanai et al., 1973](#); [Johnson, 1976](#); [Thompson Jr et al., 1979](#)), à partir des réanalyses (e.g. [Sardeshmukh, 1993](#)) ou des sorties de modèles (e.g. [Nigam et al., 2000](#)), en utilisant des approches telles que la méthode d'intégration linéaire (e.g. [Yanai et al., 1973](#)), la méthode des grilles ([Ciesielski et al., 2003](#)) ou la méthode variationnelle (e.g. [Zhang and Lin, 1997](#)). Une deuxième méthode consiste à estimer les termes à droite des équations (1.9) et (1.10) (chaleur latente et sensible,

chauffage radiatif), séparément à partir des observations issues des mesures radars ou in situ (e.g. *Houze*, 1982, 1989; *Schumacher et al.*, 2004; *Shige et al.*, 2004; *Tao et al.*, 2006; *Shige et al.*, 2008). Cette deuxième méthode nécessite la connaissance des propriétés radiatives et microphysiques des systèmes convectifs. On peut également déduire ces propriétés à partir de la modélisation de haute résolution (e.g. CRM<sup>7</sup> - *Tao et al.*, 1990) et les utiliser pour estimer  $Q_1$  et  $Q_2$ .

Dans la littérature, plusieurs campagnes (e.g. *Reed and Recker*, 1971; *Yanai et al.*, 1973, 1976; *Nitta and Esbensen*, 1974; *Nitta*, 1977; *Thompson Jr et al.*, 1979; *McBride et al.*, 1989; *Frank et al.*, 1996) dont certaines récentes (e.g. *Ciesielski et al.*, 2014), ont été menées pour répondre aux questions d'estimation de  $Q_1$  et  $Q_2$ . Les configurations des zones de campagne ainsi que les méthodes de calcul utilisées pour estimer  $Q_1$  et  $Q_2$  varient selon les campagnes. Les grandeurs  $Q_1$  et  $Q_2$  étant représentatives d'un grand domaine, couvert par des stations de radiosondages, disposées soit en configuration polygonale (e.g. *Yanai et al.*, 1976), quadrilatérale (e.g. *Nitta*, 1975; *Ciesielski et al.*, 2014) ou hexagonale (e.g. *Nitta*, 1977).

Dans le cadre de cette thèse, les profils de chauffage ou d'humidification issus des données de la campagne CINDY2011/DYNAMO<sup>8</sup> (décrise dans le chapitre 2) sont un bon moyen d'évaluation de la capacité de la nouvelle physique du modèle du CNRM à reproduire certaines propriétés de la convection sous les tropiques.

### 1.3.5. Profils verticaux de $Q_1$ et $Q_2$

La forme des profils moyens de  $Q_1$  et  $Q_2$  et leur évolution sont essentielles pour comprendre la circulation de grande échelle sous les tropiques (e.g. *Hartmann et al.*, 1984). Plusieurs études ont été réalisées afin de comprendre la façon dont les propriétés (forme et distribution) des profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  contrôlent plusieurs aspects de la circulation de grande échelle sous les tropiques (e.g. *Hartmann et al.*, 1984; *DeMaria*, 1985; *Sui and Lau*, 1989; *Mapes and Houze Jr*, 1995; *Wu et al.*, 2000; *Chiang et al.*, 2001; *Lin*, 2004). Les profils de chauffage de type convectif ("middle-heavy") et stratiforme ("top-heavy") (*Houze*, 1989), caractérisés respectivement par un maximum de chauffage dans la moyenne troposphère (Fig. 1.9.A, "Deep Convective") et dans la haute troposphère (Fig. 1.9.B, "Stratiform") permettent de reproduire différentes circulations (e.g. *Wu et al.*, 2000; *Dearden*, 2006). En utilisant un cadre idéalisé, *Hartmann et al.* (1984) ont montré que le profil de chauffage de type stratiforme (MC) (Fig. 1.9.B), associé aux systèmes convectifs matures, est important pour reproduire certaines caractéristiques de la circulation de Walker (Fig. 1.9.C.b) comme l'inclinaison des cellules de Walker par rapport à la verticale. En effet, le profil stratiforme permet de retrouver l'inclinaison des cellules de Walker. Des études récentes, dont *Schumacher et al.* (2004), ont également confirmé que la circulation atmosphérique tropicale est sensible aux variations des profils de chauffage de type stratiforme. Le chauffage de type "peu-profond" ("bottom-heavy") avec un maximum dans les basses couches joue un rôle important pour la convergence en basses couches des régions tropicales (*Lindzen and Nigam*, 1987; *Chiang et al.*, 2001; *Back and Bretherton*, 2009). *Wu* (2003) et *Zhang and Hagos* (2009) ont souligné le rôle de ce type de profil dans le maintien des circulations atmosphériques tropicales où l'humidification des basses couches induit des rétroactions positives sur la convection et qui peuvent être importantes pour la MJO (*Zhang and Mu*, 2005a; *Li et al.*, 2009). Plus récemment, l'importance du profil de chauffage a été souligné dans la formation et

7. Cloud-Resolving Model

8. Cooperative Indian Ocean Experiment on Intraseasonal Variability in Year 2011-DYNamic of the Madden-Julian Oscillation

le maintien de la mousson ouest africaine (e.g. [Chadwick et al., 2017](#)) ou dans les processus des ondes d'Est africaines (e.g. [Poan et al., 2015](#)).

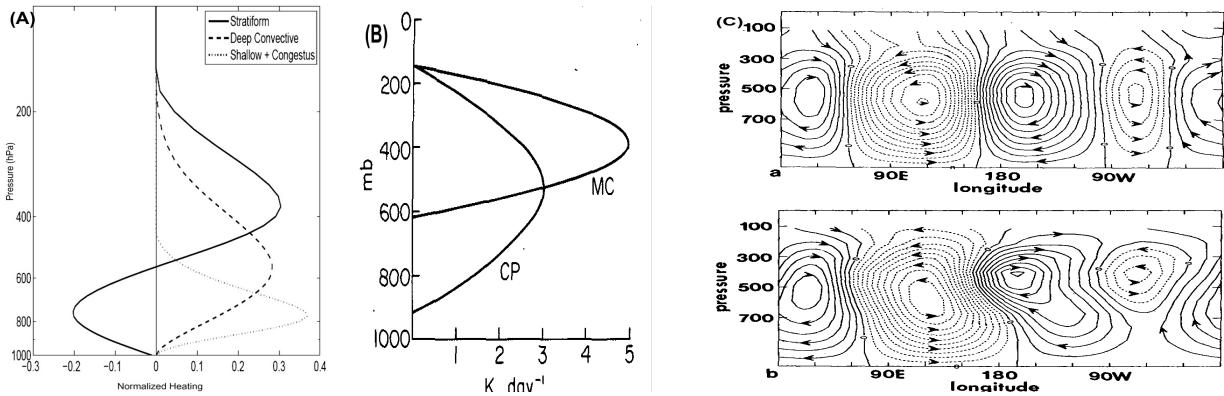


FIGURE 1.9 – (A) Profils de chauffage diabatique idéalisé pour différents types de nuages. D'après [Schumacher et al. \(2007\)](#). (B) profils de chauffage diabatique idéalisé pour le cas "stratiforme" (MC) et le cas "profond" (CP) et (C) circulation de Walker associée au type de chauffage MC (a) et CP (b) ; d'après [Hartmann et al. \(1984\)](#)

Dans une étude récente, [Johnson et al. \(2015\)](#) ont montré que les altitudes des pics maximum de  $Q_1$  et de  $Q_2$  peuvent donner une indication sur le type de convection : lorsque les deux pics sont à la même altitude et se situent vers 400 hPa (e.g. type top-heavy, Fig. 1.10.a), cela reflète une convection organisée (e.g. type MJO). Lorsque les deux pics sont décalés avec le maximum de  $Q_1$  situé vers 400 hPa et le maximum de  $Q_2$  situé à un niveau plus bas (e.g. type bottom-heavy) (Fig. 1.10.b), cela peut refléter une convection non-organisée comme lors du passage de la ZCIT.

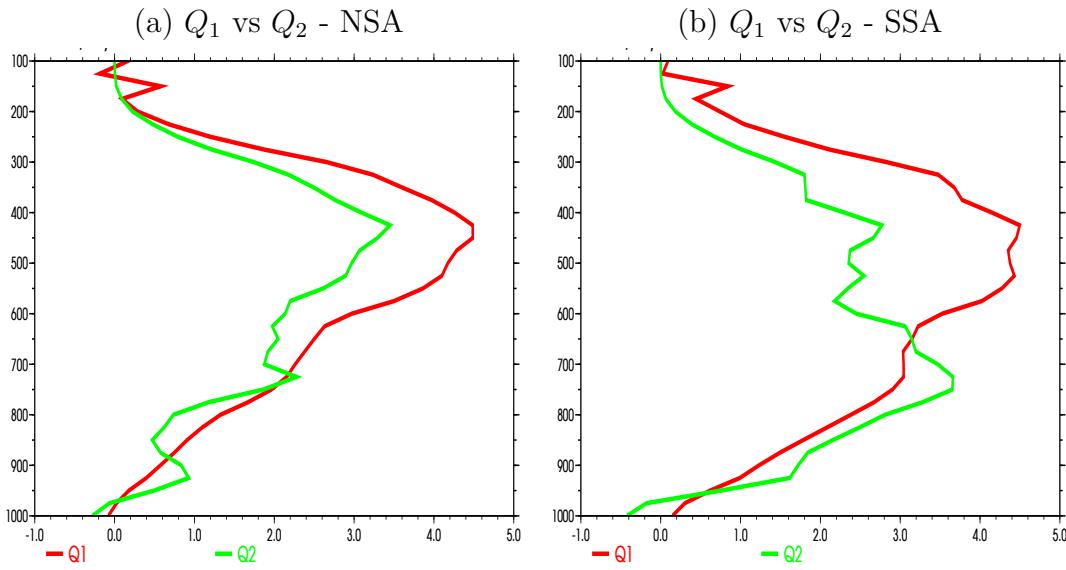


FIGURE 1.10 – Profils moyens de  $Q_1$  (rouge) et  $Q_2$  (vert) en K/jour pendant CINDY2011/DYNAMO sur le NSA (a) et SSA (b). Moyenne sur la période du 1er octobre au 30 novembre 2011. D'après [Johnson et al. \(2015\)](#)

[Schumacher et al. \(2004\)](#) ont montré que les variations régionales de l'altitude maximale du chauffage diabatique ont un impact sur la circulation de grande échelle. Par exemple au-dessus

du Pacifique tropical Ouest, le maximum de chauffage se trouve vers 400 hPa (environ 7 km) (*Reed and Recker, 1971*) alors qu'au-dessus de l'Atlantique tropical Est, le profil de chauffage est du type "bottom-heavy" et son maximum se situe vers 600 hPa (environ 4 km).

De nombreuses études dont *Mapes and Houze Jr (1995)*; *Schumacher et al. (2004)* et *Zhang and Hagos (2009)* se sont intéressés à la structure verticale des chauffages dans les régions tropicales et à leur variabilité. Elles sont motivées par l'idée d'identifier les structures de chauffage qui sont communes aux différents régimes convectifs tropicaux et essentielles pour la circulation tropicale. En appliquant une analyse statistique sur une série des données de  $Q_1$  estimées à partir des observations de campagne de mesure, *Zhang and Hagos (2009)* ont montré qu'il existe deux modes dominants sous les tropiques, qui expliquent environ 85% de variance des profils de  $Q_1$  (Fig. 1.9A). Le premier est lié à la convection profonde avec un maximum de chauffage vers 600 hPa. Le second mode est lié à la partie stratiforme des nuages convectifs à l'état mature. Ce deuxième mode montre une structure bimodale avec un premier pic de variabilité dans les basses couches (vers 800 hPa) qui illustre un refroidissement lié aux précipitations sous les nuages stratiformes et un second pic de variabilité en altitude (vers 400 hPa) qui est lié au chauffage au niveau des enclumes des nuages convectifs à l'état mature.

#### CE QU'IL FAUT RETENIR DU CHAPITRE 1

- La convection désigne l'ensemble des mouvements internes de l'atmosphère se produisant lorsque l'air devient instable du point de vue de la flottabilité.
- Elle induit des transferts verticaux de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement qui contribuent à la circulation atmosphérique de grande échelle.
- Elle est particulièrement active dans la ceinture tropicale où elle contribue aux circulations climatologiques de Hadley et Walker, mais aussi à la variabilité climatique à de multiples échelles spatio-temporelles.
- A l'échelle intra-saisonnière, la variabilité tropicale est dominée par l'oscillation de Madden-Julian qui voit la formation et la propagation vers l'Est d'amas convectifs associés à de fortes précipitations, en particulier sur l'océan Indien et l'ouest du Pacifique.
- Si les interactions convection-dynamique restent encore mal comprises, de nombreux travaux soulignent l'importance des profils verticaux de chauffage ( $Q_1$ ) et d'humidification ( $Q_2$ ) de l'atmosphère liée à la convection.
- Ces profils ne sont pas directement observables mais peuvent être déduits de campagnes de mesure ou d'analyses atmosphériques assimilant suffisamment d'observations.
- L'amélioration des performances des modèles de prévision du temps et du climat passe notamment par une meilleure représentation de ces profils et de leurs effets sur la dynamique de grande échelle.



## Chapitre 2

# Données de validation et méthodologie

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Données de validation</b>	<b>24</b>
2.1.1	La campagne CINDY2011/DYNAMO	24
2.1.2	Les observations CINDY2011/DYNAMO et jeux de données dérivés	26
2.1.3	Les données TROPFLUX	27
2.1.4	Les analyses du CEPMMT	27
2.1.5	Les réanalyses ERA-Interim	28
2.1.6	Les données TRMM	28
<b>2.2</b>	<b>Description du modèle ARPEGE-Climat</b>	<b>29</b>
2.2.1	La partie dynamique du modèle	30
2.2.2	Les paramétrisations physiques de la version 6 du modèle ARPEGE	34
<b>2.3</b>	<b>Protocole des simulations utilisées</b>	<b>39</b>
2.3.1	La méthodologie 1D	39
2.3.2	Les simulations 1D	40
2.3.3	Les simulations AMIP	41
2.3.4	Les simulations Transpose-AMIP	41
<b>2.4</b>	<b>Outils statistiques</b>	<b>42</b>
2.4.1	Outils statistiques de base	42
2.4.2	Calcul de fonction de densité de probabilité	43
2.4.3	L'Analyse en Composantes Principales	43

Ce chapitre a pour objectif de décrire les données observées, les analyses et les réanalyses utilisées pour la validation du modèle tout en insistant sur la campagne CINDY2011/DYNAMO. Une description du modèle du CNRM ainsi que des différentes configurations utilisées y sera également donnée. Pour finir, nous présentons des outils et méthodes utilisés au cours de la thèse pour analyser les simulations et comprendre les défauts du modèle.

## 2.1. Données de validation

### 2.1.1. La campagne CINDY2011/DYNAMO

La campagne DYNAMO<sup>1</sup> est la composante américaine de l'expérience CINDY<sup>2</sup> qui est une campagne internationale menée dans le bassin de l'océan Indien tropical durant la période octobre-décembre 2011 (Fig. 2.1, *Johnson and Ciesielski*, 2013; *Ciesielski et al.*, 2014). Elle avait pour objectif d'améliorer notre connaissance des processus qui jouent un rôle déterminant dans l'initiation de la MJO dans l'océan Indien (*Johnson and Ciesielski*, 2013; *Ciesielski et al.*, 2014; *Johnson et al.*, 2015), afin de mieux représenter la MJO dans les modèles de climat et PNT, et de mieux la prévoir jusqu'aux échéances subsaisonnieres. En effet, de nombreuses études ont montré que la plupart des GCM ne parviennent pas à bien simuler la MJO, notamment sa propagation vers l'est (e.g. *Sperber et al.*, 1997; *Inness et al.*, 2001; *Lin et al.*, 2008; *Hung et al.*, 2013), les anomalies positives de vent en surface et les structures verticales de la MJO (e.g. *Sperber*, 2003; *Klingaman et al.*, 2015a). Les aspects de la MJO que la campagne CINDY2011/DYNAMO vise à documenter en priorité sont : la structure et l'évolution des nuages, leur interaction avec la grande échelle et les interactions air-mer.

Les données collectées pendant la campagne permettent de documenter les bilans d'eau et d'énergie à l'échelle de deux quadrilatères d'environ  $800 \times 800 \text{ km}^2$  chacun, l'un se situant au nord de l'équateur (NSA, Northern Sounding Array) et l'autre au sud (SSA, Southern Sounding Array) (Fig. 2.1). La période CINDY2011/DYNAMO est caractérisée par deux types de régimes convectifs : des événements MJO au nord et de la convection moins organisée et influencée par la ZCIT au sud (*Johnson and Ciesielski*, 2013; *Johnson et al.*, 2015), (Fig. 2.2).

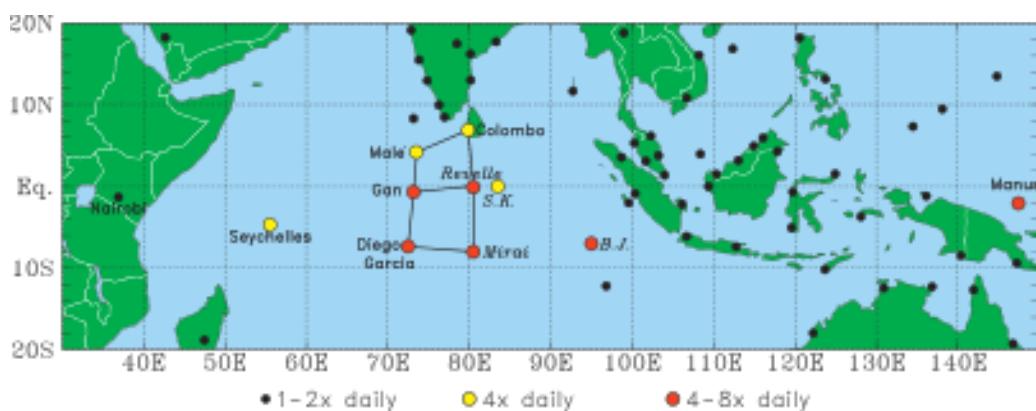


FIGURE 2.1 – Domaine de la campagne CINDY2011/DYNAMO qui s'est déroulée sur la période octobre-décembre 2011 dans l'océan Indien tropical. En jaune, les points où le sondage est effectué 4 fois par jour et en rouge ceux où il est effectué 8 fois par jour. Sur les sites en noir, le sondage est réalisé 1 à 2 fois par jour. D'après *Johnson and Ciesielski* (2013).

- 
1. DYNAmic of the Madden-Julian Oscillation
  2. Cooperative Indian Ocean Experiment on Intraseasonal Variability in Year 2011

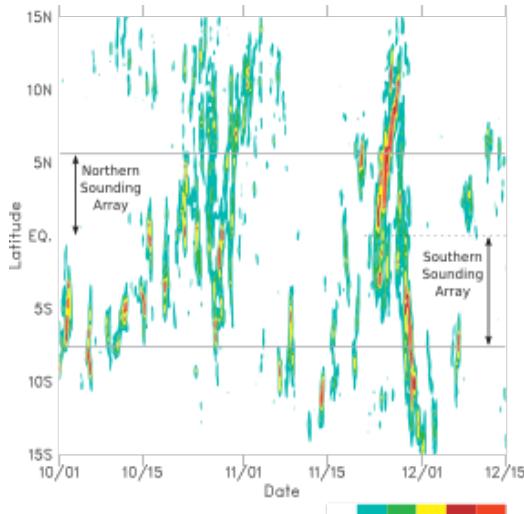


FIGURE 2.2 – Evolution des précipitations TRMM 3B42 ( $\text{mm jr}^{-1}$ ) sur la période 1 octobre-15 décembre 2011. Moyenne zonale sur  $72^{\circ}$ - $80^{\circ}$ E. Les latitudes correspondant aux domaines NSA et SSA sont indiquées. D'après [Johnson and Ciesielski \(2013\)](#)

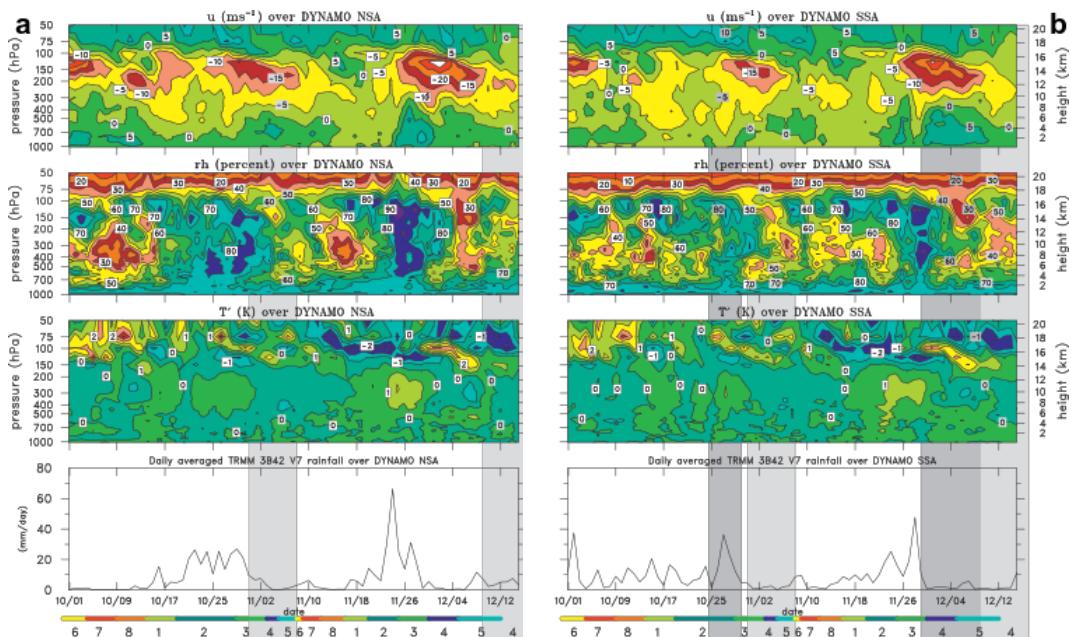


FIGURE 2.3 – Evolution temporelle au-dessus de la zone NSA (a) et de la zone SSA (b) des moyennes journalières du vent zonal ( $\text{m s}^{-1}$ ), de l'humidité relative (%), de l'anomalie de température (K), et des précipitations TRMM 3B42 ( $\text{mm jour}^{-1}$ ) pendant CINDY2011/DYNAMO. La barre colorée tout en bas désigne les phases de la MJO que représentent les couleurs et les chiffres. D'après [Johnson and Ciesielski \(2013\)](#).

En analysant les champs de vent zonal ( $u$ ), d'humidité relative ( $rh$ ), d'anomalies de température ( $T'$ ) et de précipitations (TRMM) moyennés spatialement sur les deux domaines de la campagne (Fig. 2.3.a (NSA) et 2.3.b (SSA)), [Johnson and Ciesielski \(2013\)](#) ont montré que le signal de la MJO (en termes d'humidité et de précipitation) est présent sur le NSA. Le signal de la MJO est très faible au-dessus de la zone SSA. Sur la zone NSA, on distingue nettement des

phases d'humidification dans les basses couches qui précèdent les phases de fortes précipitations en octobre et en novembre et une alternance entre phase sèche et phase humide. Sur la zone SSA, il y a des épisodes fréquents d'humidification qui montrent une persistance de la ZCIT (*Johnson and Ciesielski, 2013*) et une plus faible modulation par la MJO.

### 2.1.2. Les observations CINDY2011/DYNAMO et jeux de données dérivés

Les données CINDY2011/DYNAMO sont dérivées des radiosondages effectués pendant la campagne CINDY2011/DYNAMO, des mesures radars ainsi que des mesures réalisées à partir des bouées fixes ou dérivantes (données RAMA<sup>3</sup>/NOAA) pour les flux de surface air-mer. *Ciesielski et al. (2014)* ont dérivé les champs atmosphériques de base (vent, température, humidité) et les termes des bilans d'eau et d'énergie (e.g. vitesse verticale, advections horizontales, termes de chauffage et d'humidification  $Q_1$  et  $Q_2$ ) à l'échelle des deux quadrilatères de la campagne (NSA et SSA). Les champs atmosphériques de base (vent zonal et méridien, température et humidité) sont interpolés sur une grille  $1^\circ \times 1^\circ \times 25 \text{ hPa}$  en utilisant une interpolation multi-quadratique (*Nuss and Titley, 1994; Ciesielski et al., 1997*). Les bilans d'eau et d'énergie sont calculés à chaque point de grille suivant *Yanai et al. (1973)*, tout en prenant en compte les processus liés à la glace (condensation solide, sublimation, fusion) (*Johnson et al., 2015*). Ces termes sont ensuite moyennés sur chacun des deux quadrilatères (NSA et SSA).

Plusieurs versions de données CINDY2011/DYNAMO ont été mises au point à l'université de l'État du Colorado (CSU : *Colorado State University*). La qualité de ces données a été préalablement contrôlée à l'aide de méthodes simples consistant à confronter les radiosondages les uns aux autres afin de détecter les valeurs suspectes (*Ciesielski et al., 2012*), et de méthodes plus complexes utilisant des algorithmes de contrôle automatique comme dans *Loehrer et al. (1996)*. Certaines données (e.g. vent, température et pression) sont de très bonne qualité (*Nash et al., 2011*). D'autres, comme l'humidité de basses couches, ont subi plusieurs corrections à cause des petites erreurs induites par les instruments de mesures (*Vaisala, 2011*) ou de celles dues aux changements d'instruments (*Wang et al., 2013*).

Les versions de données les plus récentes (versions 3a et 3b), disponibles sur le site du CSU ([http://johnson.atmos.colostate.edu/dynamo/products/array\\_averages/](http://johnson.atmos.colostate.edu/dynamo/products/array_averages/)), sont utilisées dans ce travail. Ces données couvrent toute la période de la campagne (1 octobre à 31 décembre 2011). Cependant, les deux premiers mois (octobre - novembre) sont de meilleure qualité (*Johnson and Ciesielski, 2013; Ciesielski et al., 2014*) car, au cours du mois de décembre, deux navires de recherche impliqués dans la campagne l'ont quittée ; le premier navire, le Mirai, dès début décembre et le second navire de recherche, le Revelle vers mi-décembre.

Les données sont disponibles au pas de temps tri-horaire et sur 40 niveaux verticaux allant du sol à 50 hPa. La version de données 3a utilise uniquement les observations de la campagne CINDY2011/DYNAMO tandis que la version 3b est complétée par les analyses opérationnelles du CEPMMT dans les régions où les observations sont moins denses. Les analyses du CEPMMT ne sont utilisées que lorsque, sur une grille de  $5^\circ \times 5^\circ$ , il n'y a aucune observation dans  $4,5^\circ \times 4,5^\circ$  partie de cette grille. On note que les données CINDY2011/DYNAMO sont en grande partie assimilées (~95 %) dans le système de production des analyses du CEPMMT (*Johnson and Ciesielski, 2013*). Nous avons vérifié que la moyenne de différentes variables sur toute la période de la campagne et sur chacun des quadrilatères est très similaire d'une version à l'autre. Nous avons fait le choix d'utiliser dans cette étude la version 3b afin de maximiser la taille de notre échantillon statistique. Rappelons que les termes  $Q_1$  et  $Q_2$  ne sont pas calculés directement à

---

3. Research Moored Array for African–Asian–Australian Monsoon Analysis Prediction

l'échelle des quadrilatères, ils sont calculés en chaque point de grille puis moyennés à l'échelle des quadrilatères.

*Johnson and Ciesielski* (2013) ont aussi estimé des précipitations à partir du bilan d'eau et d'énergie. Les précipitations estimées à partir du bilan d'énergie intégré sur la verticale sont calculées en utilisant la tendance, et les advections d'énergie statique sèche, le  $Q_1$  dérivé des observations, les flux de chaleur sensible dérivés des produits TropFlux (cf. 2.1.3) et le chauffage radiatif net issu des produits CERES<sup>4</sup> (*Wielicki et al.*, 1996). Les précipitations estimées à partir du bilan d'eau sont calculées en utilisant l'évaporation issue des produits TropFlux. Les précipitations estimées à partir du bilan d'eau sont très cohérentes avec les précipitations TRMM.

### 2.1.3. Les données TROPFLUX

Les données TropFlux (*Praveen Kumar et al.*, 2012) couvrent toute la région tropicale comprise entre 30°S et 30°N. Elle fournissent une estimation des flux de chaleur latente et sensible au pas de temps journalier et à une résolution de 1°x 1° sur les océans tropicaux. Les flux de chaleur latente et sensible sont calculés à partir d'une formulation bulk basée sur l'algorithme COARE v3 (*Fairall et al.*, 2003). COARE utilise en entrée, les paramètres météorologiques de surface. Ces données d'entrée sont dérivées des réanalyses ERA-Interim (*Dee and Uppala*, 2009) pour les champs météorologiques de surface (vent à 10m, température de l'air à 2m et humidité relative de l'air à 2m) et des données du WHOI<sup>5</sup> pour la température de la surface de la mer (SST). Ces données d'entrée sont préalablement contrôlées et corrigées en les comparant aux données des bouées tropicales (GTMBA<sup>6</sup>). Une dépendance des flux au *gustiness* qui est fonction de la SST est également introduite afin de prendre en compte les effets de méso-échelle dans les régimes de fortes SSTs (*Cronin et al.*, 2006a,b). Les flux de chaleur latente et sensible TropFlux ainsi obtenus sont cohérents avec les observations des bouées RAMA pendant la campagne CINDY2011/DYNAMO (*Johnson et al.*, 2015).

### 2.1.4. Les analyses du CEPMMT

L'analyse est la représentation de l'atmosphère à un instant donné, la plus proche possible de la réalité. Elle est élaborée à l'aide d'un algorithme d'assimilation de données combinant de manière optimale une prévision à courte échéance (généralement 6h) et l'ensemble des observations disponibles. Les techniques d'assimilation de données comportent plusieurs variantes allant de l'interpolation optimale (e.g. *Lorenc*, 1986) aux techniques variationnelles 3D et 4D-Var (*Thepaut and Courtier*, 1991; *Zupanski*, 1993). L'analyse correspond à l'état initial utilisé pour l'intégration du modèle de prévision numérique. La qualité des analyses opérationnelles s'améliore régulièrement grâce notamment à l'assimilation de nouvelles observations. Elle est étroitement liée à la densité et à la nature des observations assimilées.

Le modèle numérique du Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (CEPMMT) correspond au système IFS (Integrated Forecast System) qui fournit un état analysé de l'atmosphère toutes les 6 heures. Les analyses sont disponibles au pas de temps de 6 heures et interpolées à la résolution de 0.5°x 0.5°. Dans cette thèse, nous utilisons l'analyse du modèle opérationnel du CEPMMT qui repose sur un algorithme variationnel 4D intégrant plusieurs millions d'observations conventionnelles et satellites. Elles sont utilisées pour initialiser les

4. Clouds and Earth's Radiant Energy Systems

5. Woods Hole Oceanographic Institution

6. Global Tropical Moored Buoy Array

simulations courtes pendant la période de la campagne CINDY2011/DYNAMO puis pour établir des comparaisons avec les sorties du modèle ainsi que les observations CINDY2011/DYNAMO.

#### 2.1.5. Les réanalyses ERA-Interim

Une réanalyse consiste à refaire des analyses sur une longue période temporelle (typiquement plusieurs dizaines d'années) avec un système de prévision du temps figé (i.e. système d'assimilation de données et modèle physique figés), généralement le plus récent au moment du démarrage de la réanalyse, de manière à construire une reconstitution historique homogène<sup>7</sup> de la circulation atmosphérique qui permet de décrire la structure et l'évolution de l'atmosphère.

Les réanalyses sont de meilleure qualité depuis les années 1970, à partir du moment où une grande quantité d'observations satellites a pu être injectée dans les systèmes d'assimilation. Elles ont une bonne qualité au-dessus des continents des latitudes tempérées de l'hémisphère nord, où l'on dispose d'un grand nombre d'observations in situ. Sous les tropiques et au-dessus des océans, ces observations in situ sont malheureusement moins nombreuses et plus aléatoires : la réanalyse y est moins contrainte et donc de moindre qualité (*Kalnay et al., 1996*).

La réanalyse ERA-Interim (*Dee et al., 2011*) utilisée dans notre étude est produite par le CEPMMT. ERA-Interim est étendue sur la période 1979-2016. Elle utilise une version du modèle opérationnel de la fin 2006 (cycle 31r1/2, T255) et un système d'assimilation 4D-Var. Les réanalyses utilisées dans ce travail sont disponibles sur une grille horizontale de 0,75°x 0,75° sur 31 niveaux de pression. ERA-Interim est utilisée ici sur la période 1979–2011 en moyenne mensuelle. Les données utilisées dans le cadre de cette étude ont été interpolées (interpolation bilinéaire) sur la grille d'ARPEGE-Climat qui est de 1,4°x 1,4° à l'équateur.

#### 2.1.6. Les données TRMM

Une mission de la NASA<sup>8</sup> dénommée TRMM<sup>9</sup> exploite un satellite géostationnaire et des satellites héliosynchrones pour l'observation des précipitations dans la bande tropicale entre 30°S – 30°N. Le produit TRMM 3B42 version 7 (*Huffman et al., 2007*) fournit une estimation des précipitations à partir de l'algorithme TMPA<sup>10</sup> qui combine différents types de données à partir des capteurs de précipitations radar (TPR<sup>11</sup>), micro-ondes (TMI<sup>12</sup>) et visible/infrarouge (VIS/IR) des satellites géostationnaires et héliosynchrones (*Simpson et al., 1996; Jobard, 2001*).

L'algorithme TMPA se base sur trois étapes qui consistent à calibrer et combiner des estimations de précipitations micro-ondes, créer des estimations de précipitations infrarouges à partir des estimations micro-ondes et combiner ces deux types d'estimations. Le produit TRMM 3B42 version 7 inclut une dernière étape de correction basée sur les données mensuelles du GPCP<sup>13</sup> et données in-situ (*Huffman et al., 1997, 2009*). Le produit TRMM 3B42 v7 est disponible à une résolution 0,25°x 0,25° et au pas de temps tri-horaire.

---

7. Une réanalyse ne peut être totalement homogène. Elle est homogène en termes de modèle physique et du système d'assimilation qui sont figés, cependant elle est hétérogène du fait de l'évolution temporelle des réseaux d'observations. Une réanalyse n'utilisera pas toujours le même nombre et le même type d'observations au cours de la période couverte.

8. National Aeronautics and Space Administration

9. Tropical Rainfall Measurement Mission

10. TRMM Multi-satellite Precipitation Analysis

11. TRMM Precipitation Radar

12. TRMM Microwave Instrument

13. Global Precipitation Climatology Project

## 2.2. Description du modèle ARPEGE-Climat

ARPEGE est un modèle global de circulation générale. C'est un modèle spectral à dynamique semi-lagrangienne et ayant pour coordonnée verticale, la coordonnée pression hybride  $\eta$  décrite dans la partie (2.2.1.4). Le modèle ARPEGE est développé conjointement par Météo-France et le CEPMMT pour la prévision numérique du temps. La version climat d'ARPEGE (ARPEGE-Climat) a été développée dans les années 90 ([Déqué et al., 1994](#)) et constitue la composante atmosphérique du modèle "système-terre" du CNRM couplant les différentes composantes du système climatique (atmosphère, océan, végétation, glace de mer). Le développement du modèle et de sa physique (paramétrisation des processus non résolus à l'échelle de la maille du modèle) font l'objet de collaborations entre les différents groupes de recherche du CNRM, le CEPMMT et l'IPSL<sup>14</sup>. La version du modèle ARPEGE-Climat utilisée dans cette thèse est ARPEGE-Climat 6.2 (qui sera nommée plus simplement ARPEGE-Climat dans le reste du manuscrit sauf dans l'article présenté dans le chapitre 3), utilisée dans plusieurs études récentes ([Couvreur et al., 2015](#); [Michou et al., 2015](#); [Leroux et al., 2016](#); [Martin et al., 2016](#)). Les différences majeures entre cette version d'ARPEGE et celle qui a servi à l'exercice CMIP5 (ARPEGE 5.2) ([Volodkoire et al., 2013](#)) résident surtout dans les paramétrisations des processus physiques et la résolution verticale (e.g. 91 vs 31 niveaux). ARPEGE 6.2 utilise une physique pronostique (schéma de turbulence, de convection et de microphysique) et vise une utilisation commune pour la prévision numérique du temps et le climat tandis qu'ARPEGE 5.2 utilise une physique diagnostique. Le tableau Tab. 2.1 synthétise les évolutions des paramétrisations entre ARPEGE 5.2 et d'ARPEGE 6.2.

---

14. Institut Pierre-Simon Laplace

Processus physiques	Physique diagnostique (5.2)	Physique pronostique (6.2)
Convection peu profonde	Pas de schéma spécifique, en partie résolue via les schémas de convection et de turbulence	Schéma pronostique PCMT ( <a href="#">Guérémy, 2011</a> ; <a href="#">Piriou et al., 2007</a> )
Convection profonde	( <a href="#">Bougeault, 1985</a> )	Schéma pronostique PCMT ( <a href="#">Guérémy, 2011</a> ; <a href="#">Piriou et al., 2007</a> )
Turbulence	Equation diagnostique de la TKE ( <a href="#">Ricard and Royer, 1993</a> )	Equation pronostique de la TKE ( <a href="#">Cuxart et al., 2000</a> )
Longueur de mélange	Profil quadratique ( <a href="#">Lenderink and Holtslag, 2004</a> )	Longueur de mélange de ( <a href="#">Bougeault and Lacarrere, 1989</a> )
Nuages	PDF ( <a href="#">Bougeault, 1981</a> )	PDF ( <a href="#">Bougeault, 1981</a> )
Microphysique	Schéma diagnostique de ( <a href="#">Smith, 1990</a> )	Schéma pronostique ( <a href="#">Lopez, 2002</a> )
Rayonnement	Schéma du CEP (Cycle31) ( <a href="#">Fouquart and Bonnel, 1980</a> ; <a href="#">Mlawer et al., 1997</a> )	Schéma du CEP (Cycle37) ( <a href="#">Fouquart and Bonnel, 1980</a> ; <a href="#">Mlawer et al., 1997</a> )
Orographie sous maille (Ondes de gravité)	( <a href="#">Lott and Miller, 1997</a> ; <a href="#">Lott, 1999</a> )	( <a href="#">Lott and Miller, 1997</a> ; <a href="#">Lott, 1999</a> )
Surface	Surfex V5.2	Surfex V8

TABLEAU 2.1 – *Principales caractéristiques des paramétrisations physiques d'ARPEGE utilisées pour CMIP5 (version 5.2) et la version 6.2 d'ARPEGE.*

### 2.2.1. La partie dynamique du modèle

Les modèles atmosphériques comme ARPEGE-Climat sont constitués d'un système d'équations non linéaires qui décrivent l'évolution de l'atmosphère. Les équations du modèle sont généralement écrites sous la forme :

$$\frac{dX}{dt} = A(X) + F(X) \quad (2.1)$$

où  $X$  est la variable pronostique dont on cherche à déterminer l'évolution.  $A$  désigne la contribution dynamique (i.e celle qui est explicitement résolue par la maille du modèle, aussi appelée processus adiabatique) et  $F$  la contribution des paramétrisations physiques (i.e. les processus non résolus par la maille du modèle, encore appelés processus diabatiques). Les processus explicitement résolus par le modèle dépendent des hypothèses que l'on fait sur les équations du modèle. Cela donne lieu à toute une hiérarchie de modèles allant des modèles dits "complètement compressibles" i.e sans aucune approximation, aux modèles quasi-géostrophiques (pour les écoulements de grande échelle) en passant par les modèles anélastiques et les modèles hydrostatiques. Le modèle ARPEGE repose sur une hypothèse géométrique qui est l'approximation de la couche mince et sur un certain nombre d'hypothèses phénoménologiques telles que la loi des gaz parfaits ou l'approximation hydrostatique. La partie dynamique résout les équations primitives (l'équation du mouvement, l'équation de continuité et l'équation de la thermodynamique) sur une grille tridimensionnelle à l'échelle du globe. Ces équations sont données ci-dessous sous

la forme eulérienne et en coordonnée pression hybride  $\eta$  avec  $\eta = \eta(p, p_s)$  où  $p_s$  est la pression de surface et  $p$  la pression à un niveau donné.

$$\begin{cases} \eta(0, p_s) = 0 \\ \eta(p_s, p_s) = 1 \\ \frac{\partial \eta}{\partial p}(p_s, p_s) > 0 \end{cases} \quad (2.2)$$

Equation du mouvement (conservation du moment angulaire) :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \underbrace{2\Omega \times \vec{v}}_{\text{Coriolis}} + \underbrace{\nabla \Phi}_{\text{force de pression}} = -g \underbrace{\frac{\partial \eta}{\partial p} \frac{\partial \vec{F}_v}{\partial \eta}}_{Q_3} + \vec{S}_v + \vec{K}_v \quad (2.3)$$

Equation de continuité (conservation de la masse) :

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right) + \nabla \cdot \left( \vec{v} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) = -g \frac{\partial F_p}{\partial \eta} \quad (2.4)$$

Equation thermodynamique (conservation de l'énergie totale) :

$$\frac{dT}{dt} - \underbrace{kT \frac{\omega}{p}}_{\text{conversion}} = - \underbrace{\frac{g}{c_p} \frac{\partial \eta}{\partial p} \frac{\partial F_h}{\partial \eta}}_{Q_1} + S_h + K_h \quad (2.5)$$

Equation de conservation de la vapeur d'eau :

$$\frac{dq_v}{dt} = -g \underbrace{\frac{\partial \eta}{\partial p} \frac{\partial F_{q_v}}{\partial \eta}}_{Q_2} + S_{q_v} + K_{q_v} \quad (2.6)$$

Pour les termes à droite des équations (2.3), (2.5) et (2.6),  $F$  désigne le terme des flux verticaux,  $S$  le terme source et  $K$  le terme de diffusion horizontale respectivement du mouvement, de l'enthalpie et de l'humidité.  $F_p$  désigne le flux de masse dans l'équation (2.4).

Hormis les hypothèses faites dans la partie dynamique, la résolution de ces équations va dépendre des caractéristiques de la géométrie du modèle, de la coordonnée verticale choisie, des caractéristiques du relief résolu par la grille du modèle, des méthodes numériques et des variables retenues pour décrire l'état de l'atmosphère.

La résolution numérique des équations du modèle nécessitent d'abord que ces dernières soient discrétisées sur une grille d'espace et de temps. Cette approche numérique permet de réduire le nombre illimité de degrés de liberté du système à résoudre en le découplant en un nombre fini de petites boîtes (Fig. 2.4) pour un nombre fini d'instants.

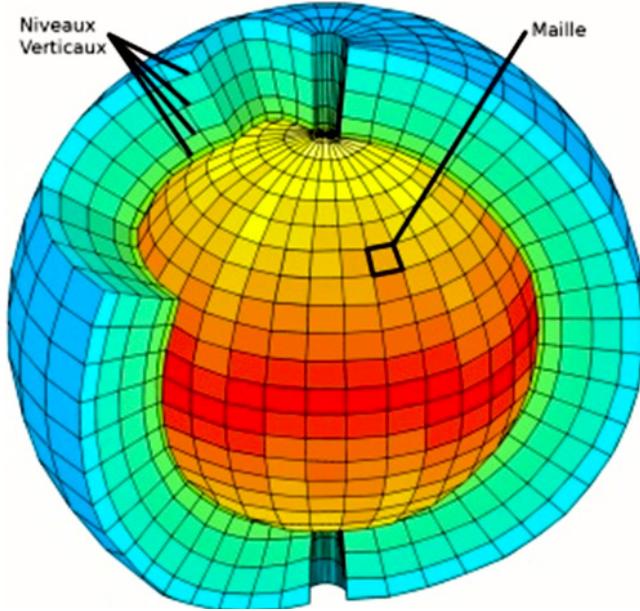


FIGURE 2.4 – Représentation schématique de la discréétisation horizontale et verticale de l'atmosphère. Source : Météo-France

### 2.2.1.1 Discréétisation spatiale

Dans le modèle ARPEGE-Climat, les champs sont représentés selon la méthode spectrale sous la forme d'une décomposition en harmoniques sphériques :

$$X(\lambda, \phi) = \sum_{m=-N}^N \sum_{n=|m|}^N X_n^m H_n^m(\lambda, \phi)$$

où  $\lambda$  désigne la longitude,  $\phi$  la latitude,  $m$  le nombre d'onde zonal,  $n$  le nombre d'onde global,  $X_n^m$  le coefficient spectral du champ  $X$  et  $H_n^m$  l'harmonique sphérique correspondante. En pratique, la décomposition est limitée à un nombre fini d'harmoniques (troncature)  $N$ . ARPEGE utilise une troncature triangulaire. Cette version du modèle utilise un maillage horizontal de troncature triangulaire T127 soit 1,4° de résolution horizontale à l'équateur ( $\sim 150$  km). Des détails sur la grille optimale servant au calcul des coefficients spectraux sont donnés dans le manuel descriptif du modèle ARPEGE 6.2 (source : <http://www.umr-cnrm.fr/IMG/pdf/arp62ca.pdf>).

### 2.2.1.2 Discréétisation temporelle

La discréétisation temporelle utilise un schéma centré semi-implicite de type *saute-mouton* (*leapfrog*). L'introduction du schéma semi-implicite dans l'équation [2.1] nécessite une linéarisation de l'opérateur  $A$  qui se décompose en une partie linéaire  $A_l$  et une partie non linéaire  $F$ . On obtient alors la discréétisation suivante :

$$\frac{X^{t+\Delta t} - X^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = A_l(X^t) + F(X^{t-\Delta t}) + \frac{\beta}{2}(X^{t+\Delta t} - 2X^t + X^{t-\Delta t}) \quad (2.7)$$

où  $t$  est le temps courant,  $\Delta t$  le pas de temps du modèle ( $\Delta t = 900$ s).  $\beta$  est un paramètre de la stabilité du schéma.  $\beta = 0$  correspond à une formulation explicite et  $\beta = 1$  correspond à une formulation implicite.

### 2.2.1.3 Discrétisation semi-lagrangienne

En utilisant une formulation semi-lagrangienne, l'équation d'évolution temporelle d'une variable  $X$  s'écrit :

$$\frac{dX}{dt} = \dot{X} \quad (2.8)$$

Le modèle ARPEGE-Climat utilise un schéma semi-lagrangien à deux niveaux temporels : la valeur de la variable  $X$  à l'instant  $t + \Delta t$  au point de grille  $F$  est égale à la valeur de  $X$  à l'instant  $t$  au point origine  $O$  ( $O$  n'est pas nécessairement un point de grille).

$$X_F(t + \Delta t) = X_O(t)$$

Pour un pas de temps, la méthode semi-lagrangienne est plus coûteuse que la méthode eulérienne mais elle a l'avantage de permettre l'utilisation de pas de temps plus grands car son critère de stabilité (critère de Lipschitz) est moins sévère que la condition de Courant–Friedrichs–Lewy.

### 2.2.1.4 Discrétisation verticale

La coordonnée verticale  $\eta$  utilisée est une coordonnée hybride qui suit le relief et se confond avec la coordonnée pression dans les niveaux supérieurs. Elle est définie comme la pression à l'intervalle de la couche  $\tilde{l}$  du modèle sous la forme :

$$p_{\tilde{l}} = A_{\tilde{l}} + B_{\tilde{l}} p_s$$

$A_{\tilde{l}}$  et  $B_{\tilde{l}}$  sont des constantes définissant les niveaux de pression  $p_l$  aux interfaces entre les  $L$  couches du modèle ( $p_1 = p_s$  et  $p_{L+1} = 0$ ).

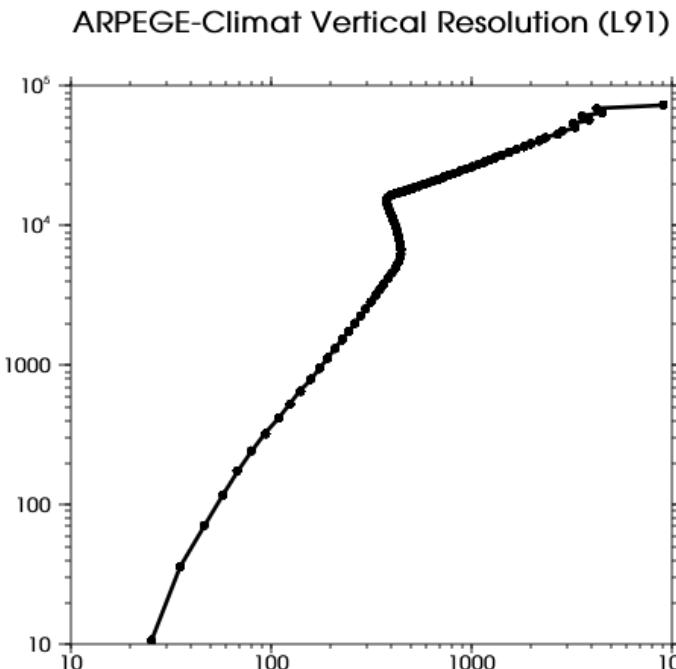


FIGURE 2.5 – Discrétisation verticale d'ARPEGE. En abscisse la résolution verticale (m) et en ordonnée l'altitude (m). Échelle logarithmique.

L'atmosphère est divisée en  $L = 91$  couches avec environ 12 niveaux dans le premier kilomètre et environ 52 niveaux en-dessous des 20 kilomètres.

### 2.2.2. Les paramétrisations physiques de la version 6 du modèle ARPEGE

Les phénomènes d'échelle inférieure à la maille du modèle sont décrits à l'aide de paramétrisations physiques. Ces processus physiques jouent un rôle significatif dans l'évolution de l'atmosphère mais ne peuvent pas être pris en compte dans la partie dynamique du modèle. Les paramétrisations physiques vont donc décrire l'effet moyen, sur une maille, des processus non résolus par la dynamique du modèle. Ainsi, elles vont permettre de calculer les termes d'échange de chaleur avec l'extérieur, la chaleur latente libérée lors des changements de phase de l'eau et l'effet moyen des flux turbulents liés aux processus de petite échelle. Les phénomènes d'échelle sous-maille paramétrisés dans ARPEGE-Climat sont :

- Le rayonnement
- Les processus de condensation et de nuages
- Les processus turbulents et diffusion
- Les précipitations et la microphysique
- Les différents types de convection (sèche, peu profonde et profonde)
- Les ondes de gravité générées par le relief sous-maille ou la convection
- Les interactions avec la surface (i.e les flux)
- L'évolution des variables de surface

Nous allons décrire ici les paramétrisations d'ARPEGE les plus pertinentes pour cette thèse.

#### 2.2.2.1 Le schéma de rayonnement

La paramétrisation du rayonnement dans ARPEGE se base sur deux hypothèses :

- les spectres liés au rayonnement terrestre et solaire sont déconnectés ;
- les flux montants et les flux descendants sont séparés.

Le taux de chauffage (ou refroidissement) radiatif ( $Q_{rad}$ ) est calculé comme la divergence du flux radiatif net  $F$  :

$$Q_{rad} = \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{rad} = - \frac{g}{C_p} \frac{\partial F}{\partial p} \quad (2.9)$$

où  $F$  est le flux net, i.e.  $F = F^\uparrow + F^\downarrow$  avec  $F^\uparrow$  somme des flux de rayonnement montants et  $F^\downarrow$  celle des flux de rayonnement descendants. Le flux total est  $F = F_{LW} + F_{SW}$  qui est la somme des flux radiatif solaire ( $F_{SW}$ ) et atmosphérique ou infrarouge ( $F_{LW}$ ).  $C_p$  est la capacité calorifique à pression constante de l'air humide.

La composante infrarouge du rayonnement (*Longwave*) est basée sur le schéma de transfert radiatif RRTM (Rapid Radiation Transfer Model) développée par [Mlawer et al. \(1997\)](#) et adaptée au modèle ARPEGE-Climat par [Morcrette et al. \(2001\)](#). Ce schéma utilise une méthode

dite en  $k$ -corrélation qui permet une représentation des émissivités et transmittances spectrales dans 16 bandes différentes.

La composante du rayonnement solaire (*Shortwave*) est développée par [Fouquart and Bonnel \(1980\)](#); elle correspond au schéma à 6 bandes utilisé dans le cycle Cy28r3 du modèle du CEPMMT. Ces 6 bandes comprennent 3 intervalles spectraux dans le proche infra-rouge afin de mieux décrire les propriétés optiques des nuages et 3 intervalles spectraux pour la partie ultraviolet et visible. Ce schéma de la partie shortwave du rayonnement résout l'équation du transfert radiatif et intègre les flux de rayonnement sur tout le spectre SW compris entre 0,2 et 4  $\mu\text{m}$ .

Dans ARPEGE 6.2, les deux schémas de transfert radiatif sont appelés toutes les heures.

Les espèces radiativement actives d'ARPEGE-Climat sont : la vapeur d'eau  $H_2O$ , le dioxyde de carbone  $CO_2$ , l'ozone  $O_3$ , le méthane  $CH_4$ , le protoxyde d'azote  $N_2O$ , le trichlorofluorométhane  $CFC11 (CCl_3F)$ , le dichlorodifluorométhane  $CFC12 (CCl_2F_2)$  et les aérosols.

### 2.2.2.2 Le schéma de turbulence

Le schéma de turbulence d'ARPEGE-Climat suit l'approche de [Cuxart et al. \(2000\)](#) qui décrit l'évolution de l'énergie cinétique turbulente  $\bar{e}$  (TKE, Turbulent Kinetic Energy) grâce à un schéma pronostique d'ordre 1,5. La longueur de mélange utilisée est non locale et basée sur [Bougeault and Lacarrere \(1989\)](#). Ce schéma de turbulence diagnostique également les variations de petites échelles de la température et du contenu en eau qui sont utilisées dans le schéma des nuages et permet de calculer la couverture nuageuse et le contenu en eau condensée des nuages ([Ricard and Royer, 1993](#)). L'équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente est donnée par :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = [Advect.] - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{e}' \omega')}_{Diff_{vert.}} - \underbrace{\left[ \bar{u}' \omega' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \bar{v}' \omega' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]}_{P_{dyn.}} - \underbrace{\beta \bar{\omega}' \theta'_{vl}}_{P_{ther.}} - \underbrace{C_e \frac{\bar{e} \sqrt{\bar{e}}}{L_e}}_{Diss} \quad (2.10)$$

Le terme d'advection étant négligé, l'évolution de l'énergie cinétique turbulente (TKE) moyenne au sein d'une maille du modèle est la somme de 4 termes qui sont : le terme de diffusion ou de mélange verticale ( $Diff_{vert.}$ ) qui traduit les variations de la TKE induit par les processus turbulents, le terme de production dynamique ( $P_{dyn.}$ ) qui traduit l'impact de cisaillement vertical du vent zonal et méridien,  $P_{ther.}$  est le terme de production thermique et le dernier terme est celui de dissipation ( $Diss$ ).

### 2.2.2.3 Le schéma de microphysique

Le schéma de microphysique est basé sur les travaux de [Lopez \(2002\)](#). Il décrit grâce à des équations pronostiques, les masses spécifiques de l'eau nuageuse et des précipitations (solide et liquide). Les condensats nuageux sont issus du schéma de nuages et sont utilisés par le schéma de microphysique pour plusieurs processus dont l'auto-conversion solide et liquide, la sédimentation, la fusion, l'évaporation, la collection. [Bouteloup et al. \(2011\)](#) ont développé une approche probabiliste pour la sédimentation permettant l'utilisation de pas de temps plus longs.

Les processus physiques décrits par les schéma de [Lopez \(2002\)](#) sont basés sur une formula-

tion "bulk". Les équations régissant ces processus sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{q}_l}{\partial t} = +C_l - A_l - COL_{l/r} - COL_{l/s} - F_l \\ \frac{\partial \bar{q}_i}{\partial t} = +C_i - A_i - COL_{i/s} - F_i \\ \frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} = -E_r + A_l + COL_{l/r} - F_r \\ \frac{\partial \bar{q}_s}{\partial t} = -E_s + A_i + COL_{i/s} + COL_{l/s} - F_s \end{array} \right. \quad (2.11)$$

$\bar{q}_l, \bar{q}_i, \bar{q}_r, \bar{q}_s$  sont respectivement le contenu en eau liquide des nuages, le contenu en glace des nuages, le contenu en pluie et le contenu en neige. Les processus de condensation  $C_l$  et  $C_i$  sont des termes sources de contenu en eau des nuages (liquide et solide). Les processus d'évaporation et de chute ( $E_r, E_s, F_r$  et  $F_s$ ) sont des termes puits du contenu en pluie (pluie et neige). Les termes d'auto-conversion  $A_l$  et  $A_i$  et les termes de "collection"  $COL_{l/r}, COL_{i/s}$  et  $COL_{l/s}$  transforment une espèce en une autre.

$$\left\{ \begin{array}{ll} COL_{l/r} & \text{accrétion} : \text{collection d'eau liquide nuageuse par la pluie} \\ COL_{i/s} & \text{agrégation} : \text{collection de glace du nuage par la neige} \\ COL_{l/r} & \text{accumulation} : \text{collection d'eau liquide nuageuse par la neige} \end{array} \right. \quad (2.12)$$

#### 2.2.2.4 Le schéma de convection

Dans la section 1.2, nous avons défini la convection comme une réponse à une instabilité conditionnelle. Dans le cas d'une instabilité absolue ( $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$ ), on parle de convection sèche ; lorsqu'il y a instabilité conditionnelle non saturée ( $\frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0$ ), on parle de convection humide et lorsqu'il y a instabilité conditionnelle saturée, on parle de convection profonde.

Cette notion de convection convection sèche, peu profonde et profonde a donné lieu à différents types de schémas qui traitent la convection dans les modèles de climat. Les travaux pionniers sur le développement des paramétrisations de la convection ont commencé avec les travaux de [Manabe et al. \(1965\)](#); [Kuo \(1965\)](#); [Arakawa and Schubert \(1974\)](#) et de [Betts \(1986\)](#) quelques années plus tard. Ces développements se regroupent en deux grandes familles à savoir les schémas d'ajustement convectifs (e.g. [Manabe et al., 1965](#); [Betts, 1986](#); [Kuo, 1965](#)) et les schémas à flux de masse (e.g. [Arakawa and Schubert, 1974](#); [Bougeault, 1985](#); [Tiedtke, 1989](#); [Kain and Fritsch, 1990, 1993](#); [Emanuel, 1991](#); [Bechtold et al., 2001](#)). Le schéma de convection du modèle ARPEGE-Climat est un schéma en flux de masse.

##### – Schémas à flux de masse convectif

[Arakawa and Schubert \(1974\)](#) ont proposé une décomposition de la colonne de l'atmosphère en une partie ascendante et une partie subsidente. Le concept de flux de masse consiste à diviser la maille du modèle en une partie convective et une partie correspondant à l'environnement puis à exprimer le flux turbulent vertical d'une grandeur donnée comme une somme des contributions des différentes régions à ce flux. Les schémas à flux de masse sont très utilisés dans les modèles actuels (e.g. [Bougeault, 1985](#); [Tiedtke, 1989](#); [Kain and Fritsch, 1990, 1993](#); [Emanuel, 1991](#); [Bechtold et al., 2001](#)).

Généralement, les schémas de convection suivent trois étapes selon [Bechtold et al. \(2012\)](#) :

- La première étape consiste à définir la condition de déclenchement qui indique quand et où apparaît la convection. Cette condition peut être satisfaite selon une ou plusieurs conditions : l'instabilité du profil vertical de température mesurée par la CAPE, la CIN, la convergence d'humidité, etc.
- La deuxième étape consiste à déterminer la contribution convective aux sources  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_{3u}$  et  $Q_{3v}$  qui résultent des mouvements convectifs.
- La troisième étape consiste à déterminer l'intensité convective dans la maille à travers l'hypothèse de fermeture.

– ***Le schéma de convection d'ARPEGE-Climat***

Un nouveau schéma de convection appelé PCMT (Prognostic Condensates, Microphysics and Transport), basé sur les travaux de [Piriou et al. \(2007\)](#) et [Guérémy \(2011\)](#), a été implémenté dans le modèle ARPEGE-Climat afin de traiter de manière continue la convection sèche, peu profonde et profonde. Le schéma PCMT utilise une équation pronostique de la vitesse verticale pour décrire l'ascendance suivant les travaux de [Simpson and Wiggert \(1969\)](#) (Eq.[2.13]). Cette équation pronostique introduit un effet mémoire de la convection. PCMT propose une séparation de la microphysique convective, du transport vertical et des échanges d'énergie, d'humidité et des espèces microphysiques. La microphysique convective est en effet "externalisée" du schéma de convection et est totalement cohérente avec la microphysique de grande échelle traitée par le schéma de [Lopez \(2002\)](#). La microphysique pronostique introduit également une mémoire dans le schéma de convection qui dispose de ses propres condensats. Le schéma PCMT se déclenche dès lors que sa vitesse verticale est positive :

$$\frac{\partial \omega_u}{\partial t} = \underbrace{\omega_u \frac{\partial \omega_u}{\partial p}}_{\text{advection}} - \underbrace{\frac{\rho g^2}{1 + \gamma} \left( \frac{T_{vu} - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} \right)}_{\text{flottabilité}} + \underbrace{(\epsilon_t + \epsilon_0 + K_d) \omega_u^2}_{\text{entrainement + drag.}} \quad (2.13)$$

où  $\omega_u$  est la vitesse verticale de l'ascendance en coordonnée pression,  $T_{vu}$  est la température virtuelle au sein de l'ascendance,  $\bar{T}_v$  est la température virtuelle moyenne de la maille considérée,  $\epsilon_t$  le taux d'entraînement turbulent,  $\epsilon_0$  le taux d'entraînement organisé et  $K_d$  le coefficient de friction aérodynamique (ou drag).

Les termes à droite de l'égalité expriment le transport vertical de la vitesse verticale (advection), la flottabilité, l'entraînement ( $\epsilon_0 \omega_u^2 + \epsilon_t \omega_u^2$ ) et le drag aérodynamique ( $K_d \omega_u^2$ ). Les deux premiers termes de droite (advection et flottabilité) contribuent à l'augmentation de la vitesse verticale de l'ascendance tandis que les termes d'entraînement et de drag contribuent à diminuer la vitesse verticale de l'ascendance.

L'entraînement et le détraînement organisés sont basés sur l'approche de tri de flottabilité de [Bretherton et al. \(2004a\)](#) qui utilise une fonction de densité de probabilité uniforme pour tous les mélanges entre ascendance convective et environnement. L'entraînement turbulent est une fonction de la vitesse verticale de l'ascendance qui permet un fort entraînement pour les faibles ascendances (convection peu profonde) et un faible entraînement pour les ascendances les plus fortes (régimes de convection profonde). Le schéma PCMT utilise une fermeture en CAPE avec un temps de relaxation proportionnel au temps nécessaire à une particule en état

de flottabilité positive pour parcourir le trajet allant de la base au sommet d'un nuage convectif. Plus de détails sont donnés dans [Guérémy \(2011\)](#) ainsi que [Piriou et al. \(2007\)](#).

### 2.2.2.5 Le schéma de surface : SURFEX

ARPEGE-Climat utilise un schéma de surface externalisé : **SURFEX**<sup>15</sup> ([Masson et al., 2013](#)). Ce schéma simule les échanges entre la surface et l'atmosphère et fournit les flux à l'interface au modèle atmosphérique ARPEGE-Climat. Dans **SURFEX**, la surface est découpée en différentes parties dont la surface continentale, les océans et les lacs. Si une maille comprend plusieurs types de surface, une moyenne est effectuée en fonction de la fraction de chaque type de surface. Dans le cadre de cette thèse, le domaine de la campagne est situé sur des points de mer.

Les flux de surface océanique sont calculés en utilisant une formulation "bulk" basée sur l'algorithme **COARE** 3.0 ([Fairall et al., 2003](#)). Les paramétrisations "bulk" sont dérivées d'une approche similaire à celle de Monin-Obukhov ([Liu et al., 1979](#)). Les formulations bulk permettent de relier les flux turbulents aux variables atmosphériques moyennes en surface. Il s'agit de la température de surface, du vent à 10m, de la température et de l'humidité de l'air à 2m. Les expressions "bulk" des flux turbulents de chaleur sensible et latente sont définies respectivement par :

$$H = \overline{\rho_a} C_{pa} \overline{w' \theta'} = -\overline{\rho_a} C_{pa} u_* \theta_* \quad (2.14)$$

$$L_v E = \overline{\rho_a} L_v \overline{w' q'} = -\overline{\rho_a} L_v u_* q_* \quad (2.15)$$

avec  $\rho_a$  la masse volumique de l'air,  $u$  la vitesse du vent en  $m s^{-1}$ ,  $w$  la vitesse verticale,  $q$  l'humidité spécifique de l'air ( $kg/kg$ ),  $C_{pa}$  la capacité calorifique de l'air,  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation de l'eau. Pour une variable  $X$ ,  $X'$  désigne sa fluctuation par rapport à la moyenne  $\bar{X}$ . Les variables  $u_*$ ,  $\theta_*$  et  $q_*$  désignent des échelles caractéristiques pour la vitesse, la température et l'humidité selon la théorie de Monin-Obukhov.

L'algorithme **COARE** 3.0 ([Fairall et al., 2003](#)) repose sur le calcul itératif des longueurs caractéristiques  $u_*$ ,  $\theta_*$  et  $q_*$ , exprimées en fonction des coefficients neutres à 10 mètres.

Les coefficients d'échanges neutres sont :

$$C_{H10m} = C_{H10m} (\Delta u_{10m}) \quad (2.16)$$

$$C_{E10m} = C_{E10m} (\Delta u_{10m}) \quad (2.17)$$

Les coefficients d'échanges réels sont calculés en fonction des échelles caractéristiques lorsque leur critère d'arrêt est atteint :

$$C_H = \frac{u_* \theta_*}{\Delta u \Delta \theta} \quad (2.18)$$

$$C_E = \frac{u_* q_*}{\Delta u \Delta q} \quad (2.19)$$

---

15. SURFace EXternalisée

On peut alors écrire les équations (2.14) et (2.15) en fonction des variables moyennes de l'atmosphère et des coefficients d'échanges :

$$H = -\overline{\rho_a} C_{pa} C_H (\overline{u} - \overline{u_s}) (\overline{\theta} - \overline{\theta_s}) \quad (2.20)$$

$$L_v E = -\overline{\rho_a} L_v C_E (\overline{u} - \overline{u_s}) (\overline{q} - \overline{q_s}) \quad (2.21)$$

## 2.3. Protocole des simulations utilisées

### 2.3.1. La méthodologie 1D

Une des méthodes pour guider le développement des modèles de climat est de procéder à la recherche des processus à l'origine de certains défauts. Les simulations réalisées à partir des **GCM** sont souvent difficiles à interpréter à cause des équilibres qui se mettent en place entre la dynamique et la physique ou entre différents processus physiques. Ces différents équilibres font en sorte que lorsque des développements sont réalisés sur une ou un ensemble des paramétrisations des processus physiques, il est difficile de dissocier les impacts réels apportés par une paramétrisation d'un processus isolé des impacts dûs aux rétroactions entre différents processus ou entre la dynamique et la physique. Des travaux pionniers ont permis de mettre en place des cadre simples permettant de tester une ou un ensemble de paramétrisations ([Lord, 1982](#); [Kao and Ogura, 1987](#); [Grell et al., 1991](#); [Betts, 1986](#)) avant leur implémentation dans un **GCM**.

#### 2.3.1.1 Le test semi-pronostique

[Lord \(1982\)](#); [Kao and Ogura \(1987\)](#); [Grell et al. \(1991\)](#) ont mis en place un cadre simple appelé **test semi-pronostique** qui consiste à isoler une colonne de l'atmosphère (on considère le **GCM** comme un ensemble de colonnes atmosphériques disposées de façon à couvrir toute la surface de la terre, et interagissant les unes avec les autres par le biais de la dynamique) et lui imposer la dynamique à partir des observations. On note que dans le cadre semi-pronostique, on prescrit aussi bien la dynamique de grande échelle que les tendances des autres processus physiques (excepté la tendance de la paramétrisation physique considérée évidemment). Cette méthode consiste alors à ne tester qu'une seule paramétrisation. Il n'y a ni rétroaction avec la dynamique, ni avec les autres processus physiques et il n'y a également aucune rétroaction entre deux pas de temps consécutifs.

#### 2.3.1.2 Le modèle uni-colonne

Une approche similaire au test semi-pronostique, appelée modèle uni-colonne (en anglais **SCM** pour Single Column Model) a été développée par [Betts \(1986\)](#). On peut également prescrire la dynamique et les tendances des autres processus physiques à la colonne atmosphérique isolée. Il y a cependant une différence notable avec le test semi-pronostique, car dans le cadre **SCM**, lorsqu'on prescrit la dynamique et/ou les tendances physiques à un pas  $t_0$ , les résultats ainsi obtenus sont à leur tour utilisés pour prévoir la variable pronostique au pas de temps suivant et ainsi de suite ; il y a donc une interdépendance entre les pas de temps successifs. Le **SCM** présente l'avantage de tester un ensemble de paramétrisations, ce qui réduit certaines

contraintes et permet de prendre en compte les rétroactions entre les processus physiques. Le fait qu'on impose les advections de température et d'humidité, et la vitesse verticale constraint fortement les bilans d'eau et d'énergie de la colonne (i.e. les intégrales verticales de  $Q_1$  et  $Q_2$ ), les seuls degré de liberté qui restent étant les flux de surface, les gradients verticaux, les profils de  $Q_1/Q_2$  et leur variabilité. On note que la dynamique étant prescrite, le résultat du SCM ne permet pas d'analyser les rétroactions de la dynamique sur la physique.

Dans une étude, [Randall and Cripe \(1999\)](#) ont discuté des méthodes alternatives de forçage des [SCM](#) à partir des tendances des advections de grande échelle déduites des observations.

#### *– Prescription de l'advection totale*

La première méthode consiste à calculer l'advection totale à partir des observations (e.g. [Redelsperger et al., 2000](#); [Bechtold et al., 2000](#)) et la prescrire au [SCM](#). Pour fixer les idées, si nous prenons le cas de la tendance de l'humidité :

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = - \left( \overline{\vec{V}_h} \bullet \vec{\nabla} \bar{q} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} \right)_{obs} + Q_2 \quad (2.22)$$

$q$  représente l'humidité et  $Q_2$  le terme des tendances physiques. Le terme entre parenthèse étant la tendance de l'advection totale. Dans ce cas où l'on force en advection totale, les biais sur la tendance d'humidité imputables à l'advection verticale d'humidité ne seront pas pris en compte.

#### *– Prescription de l'advection horizontale et de la vitesse verticale*

La deuxième méthode consiste à prescrire l'advection horizontale pour prendre en compte les effets de la dynamique horizontale et prescrire la vitesse verticale qui permettra au [SCM](#) de recalculer sa "propre" advection verticale.

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = - \left( \overline{\vec{V}_h} \bullet \vec{\nabla} \bar{q} \right)_{obs} - \bar{\omega}_{obs} \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} + Q_2 \quad (2.23)$$

La prescription de l'advection horizontale de  $q$  permettra à la tendance de  $q$  due à l'advection verticale de dépendre du profil de  $q$  prévu comme c'est le cas dans la nature et comme dans le cas d'un modèle 3D. C'est cette méthode de forçage qui sera utilisée dans nos simulation 1D.

### 2.3.2. Les simulations 1D

Les simulations 1D utilisées couvrent la période CINDY2011/DYNAMO (1er octobre au 31 décembre 2011). Les profils initiaux (température, humidité et vent horizontal) utilisés sont issus des données CINDY2011/DYNAMO version 3b. Ces profils sont interpolés sur les 91 niveaux du modèle. Ils sont complétés par les réanalyses ERA-Interim ([Dee et al., 2011](#)) au-delà du niveau 50 hPa (limite des données CINDY2011/DYNAMO) et par l'atmosphère standard ([Coesa, 1976](#)) au dessus de 1 hPa. Le modèle est forcé en advection horizontale de température et d'humidité et en vitesse verticale de grande échelle. Au-delà du niveau 50 hPa, les advections horizontales sont nulles. Le vent est *nudgé* vers le profil moyen du quadrilatère utilisé avec un temps de rappel de 3 heures. Au dessus de 50 hPa, les profils de température et d'humidité sont également *nudgés*. La pression est imposée en surface.

Deux configurations sont utilisées en 1D pour le forçage en surface. Il y a d'abord celle utilisant un forçage en [SST](#) (SST-Setup) pour évaluer les biais du modèle atmosphérique et les flux de surfaces produits par [SURFEX](#) et la simulation forcée par les flux de surface TropFlux (flux

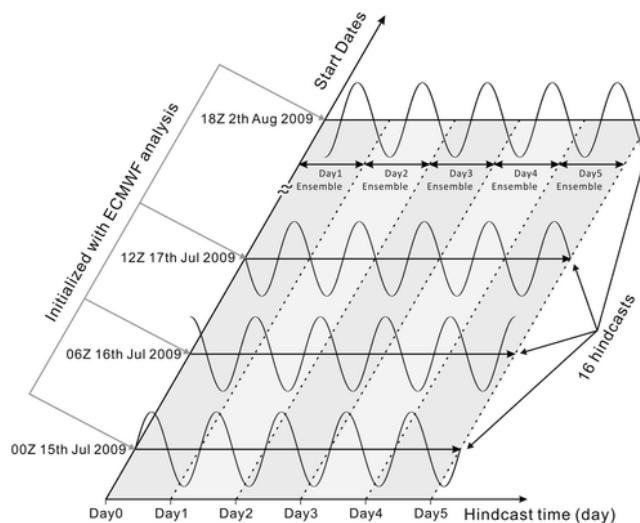
de chaleur latente et sensible) qui permet de se concentrer uniquement sur les biais du modèle atmosphérique. Des tests de sensibilité sur la date d'initialisation ont montré que les résultats des simulations 1D obtenus sont robustes quelque soit la date d'initialisation du modèle.

### 2.3.3. Les simulations AMIP

Comme nous l'avons évoqué en (2.3.1), le protocole 1D ne permet pas de prendre en compte les rétroactions de la dynamique de grande échelle sur la physique, les advections horizontales étant imposées. Pour pouvoir analyser ces rétroactions, il est donc nécessaire de réaliser des simulations avec un protocole "plus" libre, comme c'est le cas des simulations 3D **AMIP**. Le protocole **AMIP** ([Gates et al., 1999](#)) désigne des expériences des modèles atmosphériques forcés par des moyennes mensuelles de **SST** observées. Ces simulations s'étendent sur la période 1979–2011. Une simulation **AMIP** (T127,L91) d'une année nécessite généralement 2 à 3 heures de temps de calcul.

### 2.3.4. Les simulations Transpose-AMIP

Le protocole Transpose-AMIP permet l'utilisation d'un modèle de climat dans un cadre de prévision numérique du temps. Il constitue un outil pertinent pour analyser l'origine des biais du modèle grâce à l'analyse de leur mise en place. Le protocole est particulièrement intéressant pour les biais qui sont associés à des processus rapides ([Martin et al., 2010](#); [Phillips et al., 2004](#)), et ainsi permettre d'identifier les défauts des paramétrisations concernées. Cette méthode a été employée dans la littérature avec succès dans plusieurs études pour analyser les biais de température de surface sur les continents ([Klein et al., 2006](#)), les biais de précipitations sous les tropiques ([Martin et al., 2010](#)), les biais de nuages ([Bodas-Salcedo et al., 2008](#); [Williams and Brooks, 2008](#)), les biais de MJO ([Xavier et al., 2015](#)). Le protocole Transpose-AMIP présente aussi l'avantage d'être moins gourmand en temps de calcul.



**FIGURE 2.6 – Diagramme schématique de la méthode Transpose-Amip. Sur l'axe de gauche sont reportées les dates d'initialisation, sur celui du bas les échéances et à droite le nombre des hindcasts. D'après [Ma et al. \(2014\)](#)**

Nous avons effectué 92 rétro-prévisions (hindcasts) qui permettent de couvrir les trois mois de la campagne CINDY2011/DYNAMO. Chaque hindcast est une prévision jusqu'à échéance

20 jours, initialisée à 00h00 UTC<sup>16</sup>.

Les conditions initiales, atmosphériques et de surface, sont particulièrement importantes pour les simulations Transpose-AMIP car les erreurs sur les conditions initiales ont une influence directe sur les erreurs à courte échéance et peuvent donc compliquer l'identification des erreurs dans la physique du modèle. Dans la plupart des études menées avec la méthode Transpose-AMIP, l'atmosphère est initialisée par des analyses ou réanalyses ([Ma et al., 2014](#); [Phillips et al., 2004](#); [Williams et al., 2013](#); [Xie et al., 2012](#)). L'initialisation de la surface joue un rôle important dans la modélisation des flux de surface et de la couche limite. Les méthodes d'initialisation de la surface utilisées dans la littérature sont :

1. Initialisation à partir des champs produits par un système d'assimilation tel que celui du [CEPMMT](#)
2. Initialisation à partir d'une climatologie appropriée (e.g., [GSPW2](#)<sup>17</sup>)
3. Initialisation à partir d'une méthode de nudging (méthode qui consiste à faire une relaxation de la variable du modèle vers une variable imposée) telle que décrite par [Boyle et al. \(2005\)](#).
4. Initialisation à partir d'une simulation "offline" du modèle de surface forcé par des observations.

Dans le cas de notre travail, l'initialisation de l'atmosphère est faite à partir des analyses du [CEPMMT](#) et celle de la surface est faite par la méthode *offline*.

## 2.4. Outils statistiques

### 2.4.1. Outils statistiques de base

#### 2.4.1.1 Calcul des moyennes

Les données utilisées dans notre étude sont fournies à des résolutions spatiales et temporelles différentes (e.g. 15 min, 3h, 6h, 24h, 1 mois). Dans cette étude qui s'intéresse généralement aux profils moyens de l'atmosphère, nous sommes amenés à effectuer des moyennes temporelles, spatiales ou spatio-temporelles selon le type de diagnostic à réaliser. Toutes les données utilisées dans ce travail sont de ce fait ramenées à la même fréquence temporelle (ou moyennées sur une même période) avant les éventuelles comparaisons modèles versus observations ou entre les différentes configurations du modèle. Il en est de même pour les moyennes spatiales ou spatio-temporelles. La plupart des moyennes sont simplement effectuées de façon arithmétique.

#### 2.4.1.2 Calcul des biais moyens

Soit une série d'observations  $(o_t)_{t=1,2,\dots,N}$  et une série simulée correspondante  $(m_t)_{t=1,2,\dots,N}$ , initialisées à partir des observations ( $m_1 = o_1$ ). Le biais moyen  $b$  de la série simulée est défini comme la moyenne sur la période  $T$  de l'écart entre  $m_t$  et la donnée de référence  $o_t$  :

$$b = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^N (m_t - o_t) = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^N e_t \quad (2.24)$$

---

16. Coordinated Universal Time

17. Global Soil Wetness Project 2

### 2.4.1.3 Calcul de composites

Soit un ensemble de phases  $i = 1, \dots, k$ , chacune définie par un sous-ensemble  $\Omega_i$  de  $1, \dots, N$  :

$$1, \dots, N = \bigcup_{i=1}^k \Omega_i \quad (2.25)$$

Le composite d'une variable  $X$  pour la phase  $i$  s'écrit :

$$X_i = \frac{1}{\#\Omega_i} \sum_{t \in \Omega_i} X_t \quad (2.26)$$

### 2.4.2. Calcul de fonction de densité de probabilité

Pour analyser les fréquences d'occurrence ou les distributions de certaines variables ( $Q_1, Q_2$ , flux de chaleur, etc), nous avons procédé au calcul de PDF<sup>18</sup>. Les PDFs sont tout simplement calculées comme des fréquences d'occurrence. L'échantillon est divisé en un nombre d'intervalles (bins) dont la longueur dépend du type de variables considérées (e.g.  $0,5 \text{ K day}^{-1}$  pour  $Q_1$ ,  $0,2 \text{ g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$  pour  $Q_2$ , etc.). La PDF correspond alors à la probabilité pour que la valeur de la variable soit comprise dans l'un des intervalles que nous avons définis. Pour les PDFs verticales ( $Q_1$  et  $Q_2$ ), les fréquences d'occurrences sont calculées à chaque niveau vertical et elles sont indépendantes d'un niveau à un autre.

Par exemple :

$$P(x_i < X < x_i + bin) = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^N n_i \quad (2.27)$$

$bin$  est la longueur de l'intervalle que nous avons défini et  $N$  le nombre d'intervalles définis dans la série de taille  $S$  i.e.  $N = \frac{S}{bin}$ ,  $n_i$  est le nombre d'éléments contenus dans l'intervalle  $[x_i, x_i + bin]$ .

### 2.4.3. L'Analyse en Composantes Principales

L'Analyse en Composantes Principales (ACP) ou Empirical Orthogonal Functions (EOFs) est une méthode d'analyse statistique couramment utilisée en sciences de l'atmosphère. Elle est bien adaptée au traitement des données spatio-temporelles. Son utilisation est motivée par le fait que la taille de l'espace des données à analyser constitue une difficulté pour l'étude de l'atmosphère. Cette méthode a été utilisée en météorologie dès les années 1940 (*Obukhov, 1947; Fukuoka, 1951; Lorenz, 1956*).

#### 2.4.3.1 Principe et calcul de l'ACP

L'ACP consiste à simplifier un espace de grande dimension en dégageant de l'ensemble des données, des directions privilégiées selon lesquelles la variance est maximale (e.g. *Hannachi and O'Neill, 2001*). Ces directions servent d'axes d'un espace réduit décrivant une part importante de la variabilité des données. L'extraction de ces modes de variabilité dominants s'effectue sans compromettre la variabilité de la variable à étudier (e.g. *Pavan et al., 2000*).

---

18. Probability Density Function

Pour appliquer l'**ACP** sur un champ pendant une période donnée, on range les données dans une matrice bidimensionnelle  $M$ , de manière à avoir pour chaque colonne la série temporelle des données en un niveau  $i$ , et pour chaque ligne le champ de valeurs au temps  $j$ . Les données sont centrées (en retirant aux champs leur moyenne temporelle sur la période d'étude).

La matrice  $M$  a une dimension  $n \times l$ , où  $n$  est la dimension temporelle et  $l$  la dimension de l'espace (dans notre cas, le nombre de niveaux verticaux). L'analyse consiste à trouver les valeurs propres et vecteurs propres de la matrice de covariance de  $M$ ,  $R = {}^t M \times M$ . L'utilisation de l'ACP est basée sur l'interprétation de la matrice  $R$  de covariance de même que les différents facteurs obtenus à la suite du traitement des données. Le choix des axes principaux tient compte de la réduction du nombre de facteurs.

On appellera *EOF* les vecteurs propres (de dimension  $l$ ) de l'analyse en composante principale, et les composantes principales (de dimension  $n$ ) sont les séries temporelles des coordonnées associées à ces vecteurs. Les *EOFs* sont orthogonaux entre eux.

En classant les valeurs propres par ordre décroissant et en retenant uniquement les  $N$  premières *EOF*, on peut écrire :

$$M(i, j) \approx \sum_{k=1}^N \alpha_k(j) \cdot EOF_k(i) \quad (2.28)$$

où  $\alpha_k(j)$  désigne la valeur à l'instant  $j$  de la  $k^{ième}$  composante principale. Les valeurs propres évaluent la part de variance expliquée par le vecteur propre (*EOF*) correspondant.

Dans cette thèse, l'ACP est appliquée sur les profils tri-horaires de  $Q_1$  et  $Q_2$  et chaque profil est pondéré par l'épaisseur de la couche qu'il représente.

**CE QU'IL FAUT RETENIR DU CHAPITRE 2**

- La campagne CINDY2011/DYNAMO a permis de documenter finement l'évolution de l'atmosphère tropicale et des flux de surface au-dessus de l'océan Indien pendant trois phases actives de la MJO observées entre le 1er octobre et le 31 décembre 2011.
- Les profils verticaux de  $Q_1$  et  $Q_2$  ont notamment pu être estimés précisément sur les trois premiers mois de la campagne et peuvent nous permettre d'évaluer la convection tropicale simulée par le modèle ARPEGE-Climat.
- Ce modèle est doté d'un schéma de convection en flux de masse original dans la mesure où il traite à la fois de la convection profonde et peu profonde, il met en œuvre une équation pronostique de la vitesse verticale de l'ascendance, et il traite la microphysique convective de manière cohérente avec le schéma microphysique de grande échelle.
- Trois protocoles sont mis en œuvre pour évaluer le modèle ARPEGE-Climat : une configuration uni-colonne où l'advection horizontale, la vitesse verticale et les flux de surface (ou la SST) sont prescrits, une configuration tridimensionnelle où le modèle est utilisé en mode prévision avec une dynamique plus ou moins contrainte selon l'échéance, et une configuration tridimensionnelle non initialisée (mode AMIP seulement piloté par les SST observées) où la physique et la dynamique interagissent librement et évoluent dans un espace des phases dont les propriétés statistiques sont plus ou moins proches des propriétés observées.
- Ces configurations incrémentales permettent en théorie de mieux comprendre l'origine et la mise en place des biais systématiques diagnostiqués en mode AMIP.
- L'application de cette stratégie à la campagne CINDY2011/DYNAMO a notamment pour but d'évaluer la capacité du modèle à reproduire le cycle de vie de la convection tropicale, ainsi que son organisation et sa propagation dans le cadre de l'oscillation de Madden-Julian.
- Il s'agit d'une évaluation "orientée processus", basée sur des outils statistiques mais nous permettant de relier les erreurs systématiques à des processus physiques spécifiques et ainsi de guider les futurs développements du modèle.



## Chapitre 3

# Modélisation unicolonne de la convection pendant CINDY2011/DYNAMO

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Représentation de la convection par APEGE-Climat pendant CINDY2011/ DYNAMO - Résumé de Abdel-lathif et al. (2018) . . . . .</b>	<b>48</b>
<b>3.2</b>	<b>Single-column modeling of convection during CINDY2011/ DYNAMO field campaign with the CNRM climate model version 6 . . . . .</b>	<b>49</b>
3.2.1	Introduction . . . . .	50
3.2.2	The CINDY/DYNAMO field campaign . . . . .	52
3.2.3	The CNRM-CM version 6 model . . . . .	54
3.2.4	General behavior of CNRM-SCM6 over NSA . . . . .	57
3.2.5	Analyses of the simulated $Q_1$ and $Q_2$ profiles . . . . .	59
3.2.6	Mean profiles of $Q_1$ and $Q_2$ during active and suppressed phases . . . . .	59
3.2.7	Life cycle of convection during CINDY/DYNAMO . . . . .	63
3.2.8	Summary and discussions . . . . .	72
3.2.9	Appendix A : CNRM-SCM6 simulation of NSA convection forced by observed SSTs . . . . .	73
<b>3.3</b>	<b>Complément de l'article Abdel-lathif et al. (2018) : Evaluation d'ARPEGE-Climat sur le quadrilatère Sud (SSA) . . . . .</b>	<b>77</b>
3.3.1	Evaluation de CNRM-SCM6 forcé par les SSTs . . . . .	77
3.3.2	Evaluation d'ARPEGE-Climat (1D) forcé par les flux de surface (CONTROL) . . . . .	78
3.3.3	Analyse des profils de $Q_1$ et $Q_2$ observés et simulés . . . . .	78

Sur la base de A.Y. Abdel-lathif, R. Roehrig, I. Beau et H. Douville, 2018, Single-column modeling of convection during CINDY2011/DYNAMO field campaign with the CNRM climate model version 6 soumis à JAMES, ce chapitre évalue la capacité du modèle ARPEGE-Climat en mode 1D à représenter les caractéristiques de la convection sur le domaine NSA de la campagne CINDY2011/DYNAMO. Les résultats montrent qu'une partie des biais thermodynamiques du modèle sont dus à une sous-estimation de l'évaporation en surface qui contribue aussi à limiter l'altitude du maximum de chauffage convectif. La suite de l'étude porte sur l'étude de la variabilité des profils de chauffage. Une évaluation du modèle en termes de bilan d'eau et d'énergie est aussi présentée afin de faire le lien avec les biais thermodynamiques. Un complément à cet article prolonge l'analyse sur le domaine sud (SSA) de la campagne.

### **3.1. Représentation de la convection par APEGE-Climat pendant CINDY2011/ DYNAMO - Résumé de Abdel-lathif et al. (2018)**

Dans l'article Abdel-lathif et al. (2018), la capacité du modèle du CNRM à représenter les propriétés de la convection en 1D pendant la campagne CINDY2011/DYNAMO est évaluée. Nous avons utilisé la nouvelle version de la composante atmosphérique du modèle du CNRM (ARPEGE-Climat) qui utilise une physique pronostique (turbulence, microphysique et convection) et dispose du schéma de convection PCMT qui a la particularité de traiter à la fois les convections sèche, peu profonde et profonde. Cette version du modèle est également utilisée dans plusieurs travaux récents (e.g., [Couvreur et al., 2015](#); [Michou et al., 2015](#); [Leroux et al., 2016](#); [Martin et al., 2016](#)). Cette physique a été décrite en section 2.2.2.

Le modèle est évalué dans le contexte de la campagne CINDY2011/DYNAMO pendant laquelle des données de qualité ont été récoltées afin d'étudier la variabilité intra-saisonnière du bilan d'eau et d'énergie de l'océan Indien tropical. Le domaine de la campagne a été subdivisé en deux parties avec une zone au nord de l'équateur (NSA) qui a vu le passage de trois événements MJO (mi-octobre, mi-novembre et mi-décembre) et une zone au sud de l'équateur où la convection n'était pas bien organisée et influencée par le passage de la ZCIT. Dans cet article, nous ne présentons que les résultats de la zone NSA. Des résultats de la zone SSA sont présentés en complément de cet article.

Le modèle est évalué dans un premier temps avec une configuration forcée par les SST observées (SST-Setup). Cette simulation SST-Setup montre une forte sous-estimation du flux d'évaporation en surface. On note la présence d'un fort biais froid en altitude (vers 200 hPa) durant toute la période de la campagne, amplifié pendant les phases actives de MJO. On note également un biais sec vers 850 hPa au-dessus de la couche limite. Les profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  montrent une sous-estimation de l'intensité ainsi que de l'altitude de la convection.

L'évaluation du modèle dans la configuration forcée par les flux de surface (CONTROL) montre que la majeure partie des biais froids et secs (excepté pendant la première phase *suppressed*) est imputable à la sous-estimation des flux de surface. Néanmoins, le modèle reste froid en moyenne sur les trois mois. Des tests de sensibilité ont été réalisés afin de comprendre l'origine du biais de flux de chaleur en surface. La sous-estimation de l'évaporation en surface peut être due à la variabilité sous-maille du vent (non résolue par le 1D) car les deux quadrilatères de la campagne CINDY2011/DYNAMO semblent trop grands ( $\sim 800 \times 800 \text{ km}^2$ ) pour le protocole 1D forcé par les SST.

Une décomposition des termes de tendances physiques des bilans d'énergie et d'humidité a

été effectuée afin de comprendre les processus à l'origine de certains défauts du modèle.

La deuxième partie de l'article est consacrée à l'analyse de la variabilité des profils de  $Q_1$  et  $Q_2$ . Le modèle arrive à reproduire cette variabilité du profil de  $Q_1$ . Cependant, celle du profil de  $Q_2$  reste un défi. Le modèle sous-estime l'occurrence des profils d'humidification associés à de la convection peu profonde de type congestus.

La dernière partie de l'étude est consacrée à une analyse statistique des profils de chauffage et d'humidification basée sur une analyse en composantes principales. Celle-ci permet de définir des régimes convectifs et de construire un cycle de vie "idéalisé" de la convection dans les observations et dans le modèle. L'analyse des composites de  $Q_1$  selon ce cycle de vie montre que le modèle reproduit assez bien les transitions « convection peu profonde – convection profonde – nuage convectif mature avec partie stratiforme » en termes de chauffage diabatique. On note cependant un fort refroidissement en haut de la troposphère pendant les régimes stratiformes, une convection moins intense dans le modèle et qui ne monte pas assez haut et une forte discontinuité des profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  au niveau des phases mixtes eau–glace. L'évaluation des biais du modèle selon le cycle de vie de  $Q_1$  montre qu'une grande partie des biais thermodynamiques (température et humidité) interviennent pendant les phases actives de la convection.

### **3.2. Single-column modeling of convection during CINDY2011/DYNAMO field campaign with the CNRM climate model version 6**

#### **Abstract**

A Single Column Model (SCM) approach is used to assess the CNRM climate model (CNRM-CM) version 6 ability to represent the properties of the apparent heat source ( $Q_1$ ) and moisture sink ( $Q_2$ ) as observed during the 3-month CINDY2011/DYNAMO field campaign, over its Northern Sounding Array (NSA).

The performance of the CNRM SCM is evaluated in a constrained configuration in which the latent and sensible heat surface fluxes are prescribed, as, when forced by observed sea surface temperature, the model is strongly limited by the underestimate of the surface fluxes, most probably related to the SCM forcing itself. The model exhibits a significant cold bias in the upper troposphere, near 200 hPa, and strong wet biases close to the surface and above 700 hPa.

The analysis of the  $Q_1$  and  $Q_2$  profile distributions emphasizes the properties of the convective parameterization of the CNRM-CM physics. The distribution of the  $Q_2$  profile is particularly challenging. The model strongly underestimates the frequency of occurrence of the deep moistening profiles, which likely involve misrepresentation of the shallow and congestus convection.

Finally, a statistical approach is used to objectively define atmospheric regimes and construct a typical convection life cycle. A composite analysis shows that the CNRM SCM captures the general transition from bottom- to mid- to top-heavy convective heating. Some model errors are shown to be related to the stratiform regimes. The moistening observed during the shallow and congestus convection regimes also requires further improvements of this CNRM-CM physics.

### 3.2.1. Introduction

The interactions between moist convection and the large-scale dynamics are fundamental to the tropical climate. Through latent heat release, radiative processes and small-scale transport of energy, convective clouds generate temperature gradients in the atmosphere, which, in turn, drives large-scale circulations, controlling the distribution of energy and moisture, and thus that of moist convection. These interactions are also probably one of the most central problems in weather forecast and climate modeling. The complexity of processes arising from convective clouds governs many aspects of the tropical climate and its variability, in particular the structure and strength of the Hadley/Walker circulations (e.g., [Gill, 1980](#); [Hartmann et al., 1984](#)) and monsoonal circulation ([Chou and Neelin, 2003](#); [Roehrig et al., 2013](#)) or the properties of synoptic-to-intraseasonal disturbances such as convectively-coupled equatorial waves ([Kiladis et al., 2009](#)) or the Madden-Julian Oscillation (MJO, [Zhang, 2013](#); [Klingaman et al., 2015a](#)). This interactions probably also exert a strong control on climate sensitivity (e.g., [Sherwood et al., 2015](#)).

The large-scale effect of convection, and more generally of small-scale processes, is commonly described through two variables, namely the “apparent heat source”  $Q_1$  and the “apparent moisture sink”  $Q_2$ , which can be seen as the residuals of the energy and moisture budgets computed at a given scale ([Yanai et al., 1973](#)). They are thus defined with regards to some large scale (usually a few 10s to 100s kms), following :

$$Q_1 = \frac{1}{C_p} \left( \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + \vec{V} \bullet \vec{\nabla} \bar{s} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{s}}{\partial p} \right) = Q_{rad} + Q_{lat} - \frac{1}{C_p} \frac{\partial \bar{\omega}' s'}{\partial p} \quad (3.1)$$

and

$$Q_2 = \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \vec{V} \bullet \vec{\nabla} \bar{q} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} = -\frac{C_p}{L_v} Q_{lat}^{vap} - \frac{\partial \bar{\omega}' q'}{\partial p} \quad (3.2)$$

where  $s$  is the dry static energy,  $q$  the specific humidity,  $\vec{V}$  the horizontal wind,  $\omega$  the vertical velocity in pressure coordinates,  $C_p$  the heat capacity at constant pressure and  $L_v$  the latent heat of vaporization.  $Q_{rad}$  describes the heating rate due to radiative processes, while  $Q_{lat}$  represents latent heat release due to water phase changes.  $Q_{lat}^{vap}$  is very close to  $Q_{lat}$ , but includes only water phase changes involving water vapor. Bars denote horizontal averages over a large domain and primes indicate deviation from those averages. Note here that, in contrast to [Yanai et al. \(1973\)](#), the convention for  $Q_2$  is to consider it as an apparent moisture source, i.e. as a moisture tendency, which will ease its interpretation.

Several studies investigated how the properties of the heating profile  $Q_1$  control several aspects of the large-scale circulation of the tropics (e.g., [Gill, 1980](#); [Geisler, 1981](#); [Hartmann et al., 1984](#); [DeMaria, 1985](#); [Sui and Lau, 1989](#); [Wu et al., 2000](#); [Chiang et al., 2001](#); [Lin, 2004](#)). The pioneering work of [Gill \(1980\)](#) highlighted the zonal asymmetry of the dynamical response to a given heating localized near the Equator (having some similarities with the Walker circulation) and the role of the generated equatorial waves in shaping this response. [Hartmann et al. \(1984\)](#) demonstrated that top-heavy heating profiles, associated with mature convective systems, were crucial in shaping the observed Walker circulation. Consistently, [Schumacher et al. \(2004\)](#) also found significant sensitivity of the tropical circulation to variations in the stratiform-convective heating fraction. [Wu \(2003\)](#) and [Zhang and Hagos \(2009\)](#) emphasized the role of bottom-heavy profiles in driving shallow overturning circulation, for which the associated

low-level moisture convergence induces a positive feedback on convection, possibly important for the MJO (*Zhang and Mu*, 2005b; *Li et al.*, 2009). More recently, *Zermeño-Díaz and Zhang* (2013) suggested that a lack of lower tropospheric diabatic heating over Amazonia could play an important role in the systematic westerly bias of current climate models in the tropical Atlantic (*Richter et al.*, 2014).

Given the importance of the diabatic heating and moistening distributions in the tropics, many efforts have been made to estimate, document, simulate and understand them. Several field campaigns (e.g., *Reed and Recker*, 1971; *Yanai et al.*, 1973; *Nitta and Esbensen*, 1974; *Thompson Jr et al.*, 1979; *Johnson*, 1984; *McBride et al.*, 1989; *Frank et al.*, 1996) provided invaluable in situ estimates of  $Q_1$  and  $Q_2$  using sounding observations across a given array. Methods for computing these estimates use the above energy and water budgets to compute  $Q_1$  and  $Q_2$  as residuals, using various approaches : line integral methods (e.g., *Yanai et al.*, 1973), gridded methods (e.g., *Ciesielski et al.*, 2003) or variational methods (e.g., *Zhang and Lin*, 1997). Ground-based or satellite radar observations, using some conceptual model of convective systems can also provide direct estimates of  $Q_1$  and  $Q_2$  (e.g., *Schumacher et al.*, 2004; *Shige et al.*, 2004; *Tao et al.*, 2006; *Shige et al.*, 2008).

Using these observations, a number of studies attempted to extract and document the prevailing structures of  $Q_1$ , and more rarely that of  $Q_2$  (e.g., *Zhang and Hagos*, 2009; *Hagos et al.*, 2010). Often based on (sometimes rotated) principal component analysis, they found that the linear combination of two vertical profiles is sufficient to describe most of the variability of  $Q_1$  profiles. The combination of a deep and baroclinic mode, sometimes referred to as a shallow mode, allows to capture the three prevailing vertical structures of  $Q_1$  involving convection, namely (i) a top-heavy, stratiform-like heating peaking near 400 hPa, possibly associated with cooling in the low levels near 700 hPa, (ii) a bottom-heavy heating with a maximum near 700 hPa and (iii) a middle-heavy heating peaking near 500-600 hPa (e.g., *Schumacher et al.*, 2004; *Zhang and Hagos*, 2009). These prevailing structures are argued to correspond to distinct populations of precipitating systems, involving shallow cumulus and congestus clouds with warm rain occurring below the melting level, and isolated convective cells or more organized convective systems involving cold microphysics processes, stratiform regions and possibly evaporation of rain in the lower troposphere (e.g., *Houze*, 1982; *Johnson and Young*, 1983). The most probable structural evolution of  $Q_1$  takes the form of a sequence from bottom- to mid- to top-heavy profiles, preceded and followed by deep tropospheric radiative cooling (*Zhang and Hagos*, 2009). Surprisingly, this structural evolution exists on various time and space scales from convective systems to intraseasonal disturbances (*Benedict et al.*, 2013) or monsoonal circulations (e.g., *Poan et al.*, 2015), and might be considered as the building blocks of the large-scale organization of tropical convection (*Mapes et al.*, 2006).

Because of their significance for the tropical climate, properties of  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles (e.g., vertical structure, intensity, frequency of occurrence, transitions) need to be carefully handled by climate and weather forecast model physics. Based on the large piece of work described above, especially the approach proposed in *Zhang and Hagos* (2009), we propose here to address this issue for the new physics of the CNRM Climate Model (CNRM-CM), in which a new convective scheme has been developed and integrated for the past ten years (*Piriou et al.*, 2007; *Guérémy*, 2011). The scheme makes use of a unified approach aiming at better representing transitions between dry, shallow and deep convective regimes. The CINDY2011/DYNAMO (Cooperative Indian Ocean Experiment on Intraseasonal Variability in Year 2011 - DYNAmic of the Madden-Julian Oscillation) field campaign (hereafter abbreviated as CINDY/DYNAMO, *Johnson and Ciesielski*, 2013; *Ciesielski et al.*, 2014) and the associated set of high-quality in

situ observations provide a nice opportunity for addressing this objective in a single-column model (SCM) framework. It allows us to show that the new CNRM-CM version 6 physics is able to capture the first order features of the life cycle of convection observed over a few days. They are further analyzed in the present work, in order to identify possible guidelines for future developments.

The paper is organized as follows. Section 3.2.2 describes the data collected during or derived from the CINDY/DYNAMO field campaign and used in the present analysis. Section 3 presents the CNRM-CM version 6 physics and the SCM setup. Section 3.2.4 documents the main model biases of the CINDY/DYNAMO SCM simulation. The representation of the main properties of  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles and of the most frequent convection life cycle is addressed in Section 3.2.5 and 3.2.7, respectively. A summary and discussions are given in Section 3.2.8.

### 3.2.2. The CINDY/DYNAMO field campaign

#### 3.2.2.1 Overview

The CINDY/DYNAMO field campaign was conducted over the tropical Indian Ocean from October to December 2011 and aims at improving our knowledge on processes at play during the initiation of the MJO in that region ([Yoneyama et al., 2013](#)). One specific objective of the campaign was to document the moisture and energy budgets over two arrays (approximately 800 x 800 km each - Fig. 1a) and their intraseasonal variability : one was located north of the Equator (Northern Sounding Array – NSA) and one south of the Equator (Southern Sounding Array – SSA). The domains of the campaign were mostly constrained by the locations of suitable facilities on islands and atolls ([Johnson and Ciesielski, 2013](#)).

The period sampled by the CINDY/DYNAMO campaign experienced distinct convective regimes in the northern and southern arrays ([Johnson and Ciesielski, 2013](#); [Johnson et al., 2015](#)). Over SSA, convection was not well organized and mainly modulated by the InterTropical Convergence Zone (ITCZ) activity. In contrast, over NSA, TRMM precipitation estimates (Fig. 3.1b, more information about TRMM precipitation in section 3.2.2.2) emphasizes the passage of three enhanced rainfall events. The first and second active phases (16 October - 3 November, 18 November - 1 December) were classified as MJO events ([Yoneyama et al., 2013](#); [Achuthavarier et al., 2016](#)). The third one (10-25 December) has a less coherent propagation and is not characteristic of MJO disturbances. In the following, we mostly focus on convection observed at the NSA.

Before convectively-active phases, Sea Surface Temperatures (SSTs) are high (Fig. 3.1c, more information about the SST dataset in section 3.2.2.2), a gradual buildup in lower-tropospheric moisture is observed below a weak large-scale subsidence (Figs. 3.2a, b). It is followed by a more rapid moistening of the mid-to upper troposphere just before convection starts to deepen (Fig. 3.2a – see also [Johnson et al. \(2015\)](#)). During convectively-active phases, SSTs rapidly cool, most likely through enhanced cloud cover, rainfall and convective cold pools. Strong large-scale upward motion occurs and moistens the mid-to-upper troposphere (Fig. 3.2b) balanced by drying through condensation and precipitation processes (Fig. 3.2d)

#### 3.2.2.2 CINDY/DYNAMO observations

Based on the soundings performed during the 3-month field campaign, [Ciesielski et al. \(2014\)](#) derived basic fields (wind, temperature and humidity) and the various terms of the mass, energy and water budgets (e.g., vertical velocity, horizontal advectons,  $Q_1$ ,  $Q_2$ ) at the scale of the NSA and SSA. The basic atmospheric fields were objectively analyzed onto a 1° x 1° x 25 hPa grid

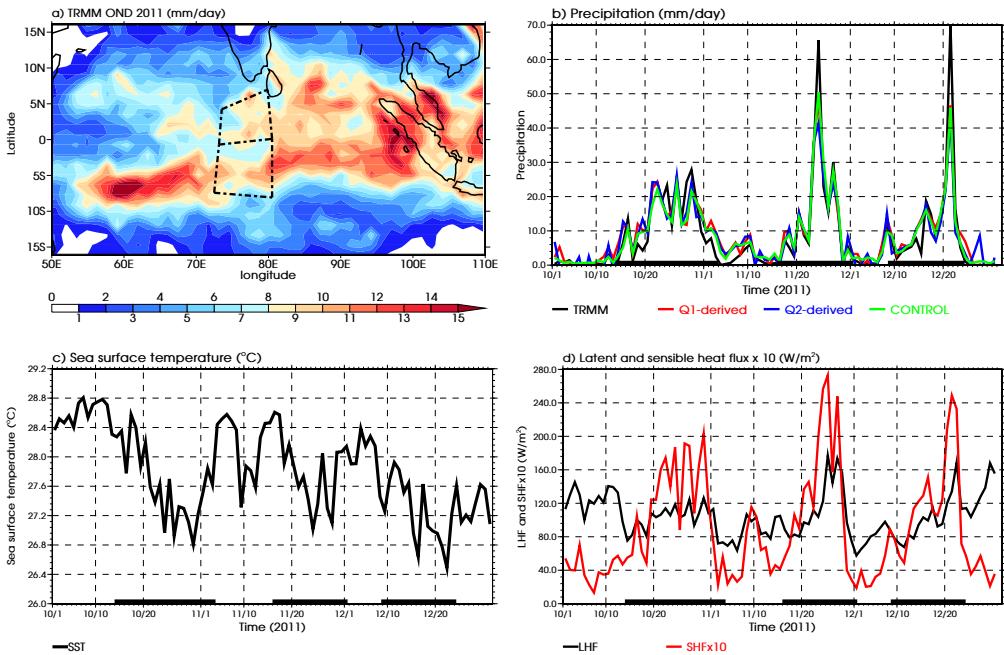


FIGURE 3.1 – (a) TRMM precipitation averaged over the Indian Ocean during the CINDY/DYNAMO field campaign period from 1 October 2011 to 31 December 2011 (in  $\text{mm day}^{-1}$ ). The North and South Sounding Arrays are indicated with the dashed lines. Time series of (b) TRMM (black), CSU  $Q_1$ -derived (red), CSU  $Q_2$ -derived (blue) and the CNRM-SCM6 CONTROL simulation (green) daily precipitation ( $\text{mm day}^{-1}$ ), (c) daily WHOI SST ( $^{\circ}\text{C}$ ) and (d) daily TropFlux latent (black line) and sensible (red line - multiplied by 10) heat fluxes (in  $\text{W m}^{-2}$ ) over NSA from 1 October to 31 December 2011. The three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis.

using a multi-quadratic interpolation. Then at each grid point, mass, energy and water budgets were computed following [Yanai et al. \(1973\)](#), including ice processes ([Johnson et al., 2015](#)). These fields were then averaged over the two large-scale sounding arrays.

In the present study, we use the version 3b of the Colorado State University (CSU) dataset, in which the CSU quality-controlled sounding observations are supplemented with operational ECMWF analyses in data sparse regions. Data are provided at a 3-hour timescale. Over NSA, which is the main focus of the present work, the R/V Revelle was offshore from 7 December 2011. Therefore we choose to use this version 3b of the dataset. We have verified that the results presented hereafter are not sensitive to the dataset used (version 3a or 3b) or the period considered (2 or 3 months).

### *Sea surface temperature and surface fluxes*

The observed daily SSTs over the NSA (Fig. 3.1c) is obtained from the Woods Hole Oceanographic Institution (WHOI). They are obtained through optimal interpolation of the TRMM Microwave Imager (TMI) data. The TMI SST are originally available at  $0.25^\circ$ , daily resolution and captures very satisfactorily intraseasonal SST variations in highly convective regions (e.g., [Duvel and Vialard, 2007](#)). The NSA surface turbulent fluxes come from the WHOI TropFlux product ([Praveen Kumar et al., 2012](#)), which provides  $1^\circ \times 1^\circ$  daily estimates of sensible and latent heat fluxes over the tropical oceans, using the bias-corrected ERA-Interim ([Dee and Uppala, 2009](#)) surface wind, temperature and moisture fields as an input to the COARE 3.0 algorithm ([Fairall et al., 2003](#)). Surface wind speed is further corrected for mesoscale gustiness at high SST regimes ([Cronin et al., 2006b,a](#)). TropFlux sensible and latent heat fluxes are then averaged over the NSA. The reliability and the accuracy of surface fluxes from TropFlux product was compared to bulk fluxes at the R/V Revelle also based on the COARE 3.0 algorithm. The daily surface sensible and latent heat fluxes values show generally good agreement throughout much of the 3-month period (See [Johnson et al. \(2015\)](#)).

### *TRMM and budget-derived rainfall*

The TRMM 3B42 Version 7 provides rainfall estimates at a 3-hourly timescale, and a  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$  spatial resolution ([Huffman et al., 2007](#)). It combines microwave measurements from the TRMM radar as well as infrared brightness temperature from geostationary satellites. The vertically-integrated energy and moisture budgets, supplemented with the TropFlux surface turbulent fluxes and the CERES column net radiation flux divergence provide (budget-derived) rainfall estimates. The strong agreement between TRMM rainfall estimates and those computed from the moisture ( $Q_2$ -derived) and energy ( $Q_1$ -derived) budgets highlights an independent evaluation of the high quality of the diagnosed budgets at the scale of NSA. Note however that due to the use of independent datasets,  $Q_1$ - or  $Q_2$ -derived precipitation can sometimes be negative. We do not consider these unphysical values in the following and set them to zero.

### **3.2.3. The CNRM-CM version 6 model**

#### **3.2.3.1 Physical parameterizations**

In the present study, we use a preliminary version of the atmospheric component of the new CNRM climate model version 6, developed by the CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques). This prototype is similar to the one used in several recent studies (e.g., [Couvreur et al., 2015](#); [Michou et al., 2015](#); [Leroux et al., 2016](#); [Martin et al., 2016](#)). Further

tuning is still under way to prepare the final version to be used for instance in the framework of the sixth phase of the Coupled Model InterComparison Project (CMIP6, [Eyring et al., 2016](#)). Compared to CNRM-CM5 ([Volodioire et al., 2013](#)), CNRM-CM version 6 consists of a major update of most atmospheric parameterizations.

The “large-scale” microphysics scheme is based on the work of [Lopez \(2002\)](#). It describes, with prognostic equations, the mass fractions of cloud water, cloud ice, rainfall and snow. Cloud condensates are computed by the stratiform cloud scheme (see below) and the microphysics scheme then accounts for several processes : liquid and solid autoconversion, sedimentation, melting, evaporation, aggregation, collection and riming. [Bouteloup et al. \(2011\)](#) developed a probabilistic approach for the sedimentation, which allows the use of longer time-steps.

The turbulence scheme now follows the approach of [Cuxart et al. \(2000\)](#), which describes the turbulent kinetic energy with a 1.5-order scheme prognostic equation. The mixing length is non-local and based on [Bougeault and Lacarrere \(1989\)](#). The turbulence scheme also diagnoses the subgrid variances of temperature and total water, which are then used in the PDF-based cloud scheme to compute the amount of cloud cover and cloud water ([Ricard and Royer, 1993](#)).

A new convection scheme, called Prognostic Condensates, Microphysics and Transport (PCMT), has been implemented, based on the work of [Piriou et al. \(2007\)](#) and [Guérémy \(2011\)](#). It is meant to represent in a unified way dry, shallow and deep convection and proposes to clearly separate convective microphysics from the vertical transport and lateral exchanges of energy, moisture and microphysical species. In contrast to most convective schemes, the microphysical processes are here represented by a rather complex microphysics scheme, outside the convective scheme itself. The latter thus only computes its water condensate, according to its cloud model, and passes it to a microphysics scheme fully consistent (i.e. the same) with that used for the large-scale component described earlier. The prognostic microphysics also introduces memory in the convective scheme, as the latter has its own condensates. The vertical updraft is described using a prognostic equation for the updraft vertical velocity, following the work of [Simpson and Wiggert \(1969\)](#). It includes an aerodynamic drag, organized and turbulent entrainment/detrainment and a virtual mass parameter in the buoyancy term. Organised entrainment and detrainment is based on the buoyancy sorting approach of [Bretherton et al. \(2004b\)](#) using a uniform probability density function for all mixtures between the convective updraft and its environment. Turbulent entrainment is a function of the updraft vertical velocity to allow strong entrainment for the weaker updrafts of shallow convection and less entrainment for the strong updrafts of deep convection. Finally, the scheme uses a CAPE closure with a relaxation timescale proportional to the time needed by a buoyant parcel to travel from the base to the top of the convective cloud. Further details about the convective updraft can be found in [Guérémy \(2011\)](#).

The longwave radiation scheme is based on the Rapid Radiation Transfer Model (RRTM, [Mlawer et al. \(1997\)](#)). The shortwave component was developed by [Fouquart and Bonnel \(1980\)](#) and corresponds to the 6-band shortwave scheme used in the cycle Cy28r3 of the ECMWF model ([Morcrette et al., 2008](#)). Both the longwave and shortwave schemes are called every hour. At the surface, turbulent fluxes are computed with the COARE 3.0 iterative bulk parameterization ([Fairall et al., 2003](#)).

### **3.2.3.2 Setup of the CNRM-CM version 6 single column model (CNRM-SCM6)**

The CNRM-CM version 6 single column model (CNRM-SCM6) runs on 91 vertical levels from the surface to about 80 km (about 12 levels in the first kilometer and 52 levels below 60 kilometers), with 15-minute time-step.

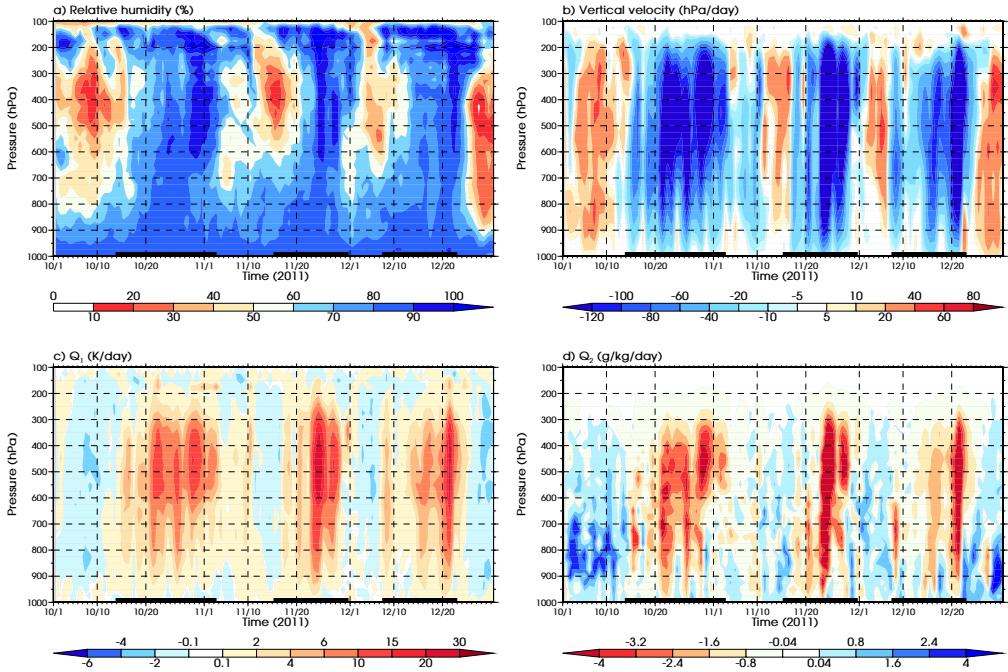


FIGURE 3.2 – Time series of (a) relative humidity (%), (b) vertical velocity ( $\text{hPa day}^{-1}$ ), (c) apparent heat source ( $\text{K day}^{-1}$ ) and (d) apparent moisture source ( $\text{g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$ ) profiles over NSA, from 1 October to 31 December. The data are from the CSU dataset. The three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis.

The single column simulation is performed over the 3-month period from 1 October to 31 December 2011. Initial profiles (temperature, specific humidity, zonal and meridional wind) and forcings are from the CSU version 3b CINDY/DYNAMO NSA dataset described in section 3.2.2.2. The SCM is forced by the horizontal advectons of temperature and moisture (Fig. 3.3) and the large-scale vertical velocity (Fig. 3.2b). The model thus computes its own vertical advection of energy and moisture. Horizontal wind profiles are nudged towards the mean NSA vertical profile with a 3-hour timescale. Above 50 hPa (upper limit of the CSU dataset), vertical profiles of temperature, moisture and wind are supplemented by ERA-Interim reanalysis (Dee et al., 2011), and above 1 hPa, we use the 1976 U.S. standard atmosphere profile (Coesa, 1976). Above 50 hPa, horizontal advection and vertical velocity are set to zero and temperature, moisture and wind are nudged towards the extended profiles with a 3-hour timescale. All profiles are linearly interpolated on the 91 vertical model levels.

At the surface, the time evolution of surface pressure is imposed to the SCM. The SCM is run either forced by observed SSTs (Setup-SST simulation) or by TropFlux NSA-averaged sensible and latent heat fluxes (CONTROL simulation). In the following, we only focus on the CONTROL simulation. In the Setup-SST simulation, the performance of CNRM-SCM6 appears strongly limited by the underestimate of surface evaporation. Appendix A briefly discusses the result of the Setup-SST simulation and how two features might be at play in driving the underestimate of surface evaporation and the associated large cold and dry biases, namely (i) the rather large horizontal scale of the NSA ( $\sim 800$  km) compared to a usual climate model grid scale ( $\sim 100$  km) and the associated sub-array synoptic and mesoscale variability and (ii) some inconsistency between the surface wind observed during CINDY/DYNAMO and that used in TropFlux surface flux computations (used for the derivation of the NSA heat and moisture

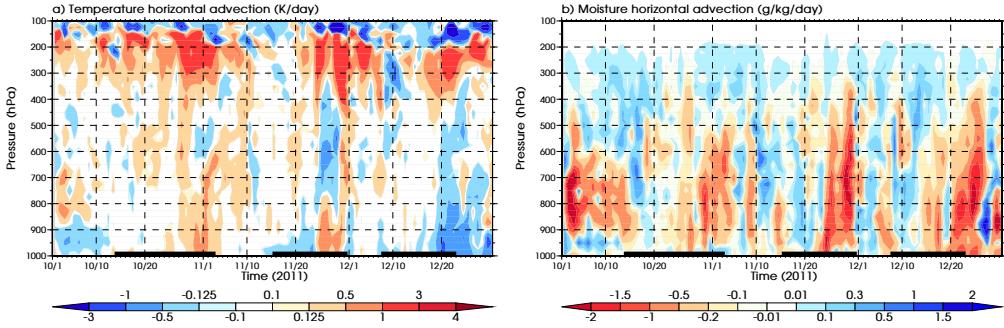


FIGURE 3.3 – *Horizontal advection of (a) temperature ( $K\ day^{-1}$ ) and (b) humidity ( $g\ kg^{-1}\ day^{-1}$ ) profiles, over NSA, from 1 October to 31 December 2011. The data are from the CSU dataset. The three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis.*

budgets).

As the SCM is run over a long period and reaches quasi equilibrium, some sensitivity tests to the initial date and profiles were carried out. They show that the results discussed hereafter robustly document the statistical behavior of CNRM-SCM6 during the CINDY/DYNAMO campaign.

### 3.2.4. General behavior of CNRM-SCM6 over NSA

This section aims to evaluate the behavior of CNRM-SCM6 in simulating the thermodynamical properties of NSA during the CINDY/DYNAMO campaign. CNRM-SCM6 captures well the time sequence of daily precipitation over NSA (Fig. 3.1b) and its mean value over the period ( $8.7\ mm\ day^{-1}$ , to be compared to the TRMM  $8.4\ mm\ day^{-1}$  or  $Q_2$ -derived  $8.6\ mm\ day^{-1}$ ). It is expected, as after a short adjustment of a few days, the SCM reaches quasi equilibrium with the large-scale forcing and produces precipitation following the destabilization of the column by the large-scale forcing.

In average over the 3-month period, CNRM-SCM6 exhibits on average a cold and moist bias in most of the troposphere (thick red lines on Figs. 3.4b and 3.4d). The cold bias reaches  $-1\ K$  in the low and mid-level troposphere and increases to almost  $-2\ K$  in the upper troposphere near  $200\ hPa$ . The wet bias has two peaks, one near to the surface where it reaches  $1.5\ g\ kg^{-1}$  and a second one near  $500\ hPa$  with a value of about  $1\ g\ kg^{-1}$ . The top of the boundary layer is slightly too dry by about  $-0.3\ g\ kg^{-1}$ . In terms of relative humidity (Fig. 3.4f), the cold and moist biases yield a strong wet bias above  $850\ hPa$ . In the upper troposphere, the relative humidity is overestimated by 20 to 30 %. The magnitude of these biases is well above the difference between the version 3a and 3b of the CSU CINDY/DYNAMO NSA dataset (dashed blue line on Figs. 3.4b, 3.4d and solid blue line on Fig. 3.4f).

Across the 3-month period, these biases exhibit quite a large variability (Figs. 3.4a and 3.4c). In fact, CNRM-SCM6 has a warm bias during the second and third active periods, especially in the upper troposphere (Fig. 3.4a) : the cold bias set up during the first 15-day suppressed phase is almost canceled after the first MJO event. The other suppressed phases also tend to cool the upper troposphere, which might indicate a lack of convective activity during these periods. The cold bias, when present, remains located in the upper troposphere, above  $400\ hPa$  (Fig. 3.4a and 3.4b). Regarding the moisture profile, CNRM-SCM6 has a dry bias below  $600\ hPa$  during approximately the first month, before deriving to a strong moist bias, especially close

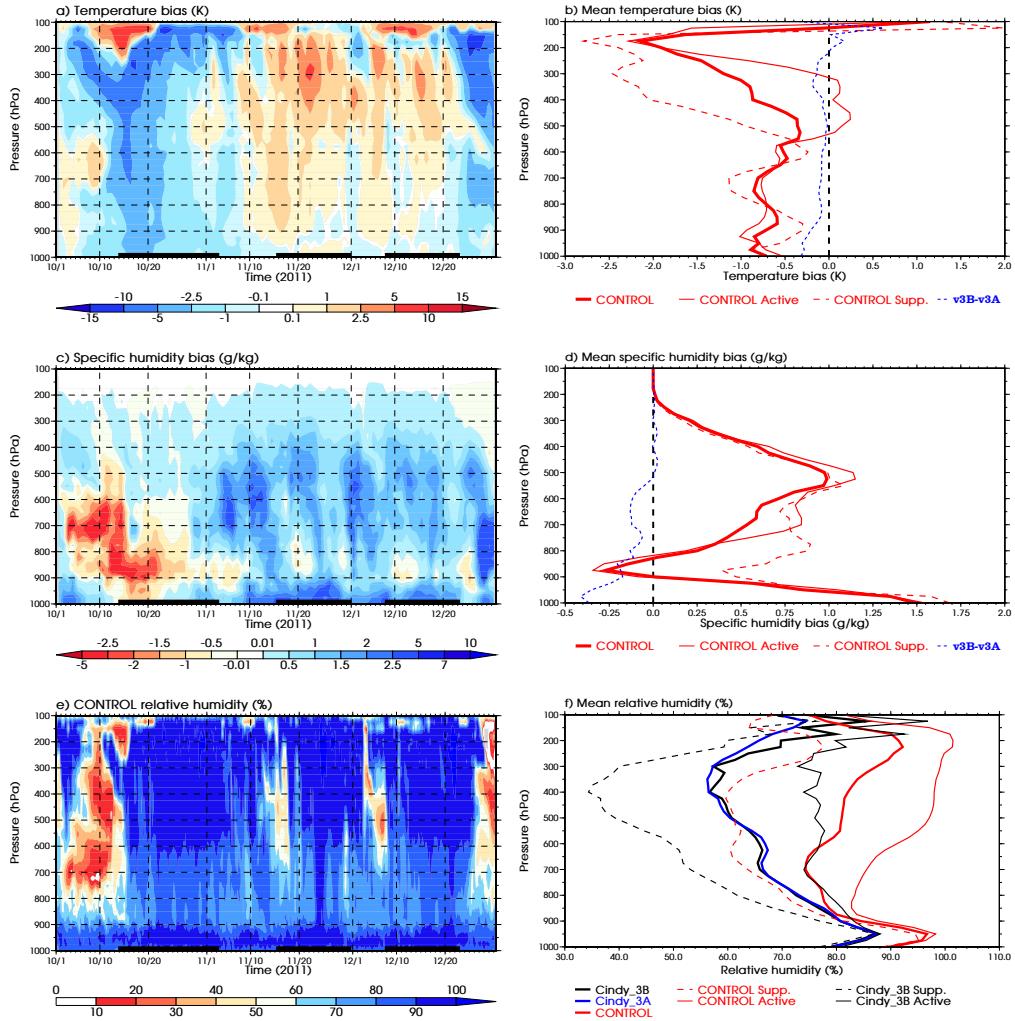


FIGURE 3.4 – Time series of (a) temperature bias ( $K$ ) (c) specific humidity bias ( $g\ kg^{-1}$ ), and (e) relative humidity (%) profiles of the CONTROL simulation. On the right panel, averages over the period from 1 October to 31 December 2011 are shown for (b) the temperature bias ( $K$ ), (d) the specific humidity bias ( $g\ kg^{-1}$ ) and (f) relative humidity (%). The average values over the whole period, active phases and suppressed phases are shown with the thick, thin and dashed red lines, respectively. Note that the three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis on panels (a), (c) and (e). On panels (b) and (d), the difference between the CSU CINDY/DYNAMO datasets version 3b and version 3a is shown with the dashed blue line. On panel (f), CSU CINDY/DYNAMO datasets version 3b and 3a are shown with the solid black and blue lines, respectively.

to the surface and above 800 hPa (Fig. 3.4c). In the boundary layer, this is possibly related to inability of the CNRM-SCM6 physics to sufficiently export moisture upwards, while above, the CNRM-SCM6 seems unable to dry enough the mid and upper troposphere. The next sections investigate in more detail the origin of the CONTROL biases, through an analysis of  $Q_1$  and  $Q_2$  properties and their relationships to the life cycle of convection.

### 3.2.5. Analyses of the simulated $Q_1$ and $Q_2$ profiles

In the present section, we investigate the representation of mean properties of  $Q_1$  and  $Q_2$  vertical profiles. The objective is to further understand the origin of the main biases pointed out in the previous section in the CONTROL simulation : cold bias in the troposphere, especially in its upper part, tri-modal structure of the mean specific humidity bias. In particular, the contributions to  $Q_1$  and  $Q_2$  from each physical parameterizations are documented, to better interpret the processes at play and provide some hypotheses about the origin of model biases. We use the following decomposition :

$$Q_1 = Q_1^{conv} + Q_1^{pbl} + Q_1^{rad} + Q_1^{lscp} + Q_1^{other} \quad \text{with} \quad Q_1^{rad} = Q_1^{SW} + Q_1^{LW} \quad (3.3)$$

and

$$Q_2 = Q_2^{conv} + Q_2^{pbl} + Q_2^{lscp} \quad (3.4)$$

where  $Q_1^{conv}$  and  $Q_2^{conv}$  stand for the temperature and moisture tendencies due to convection processes (dry, shallow and deep in the present case),  $Q_1^{pbl}$  and  $Q_2^{pbl}$  for those due to turbulent processes,  $Q_1^{lscp}$  and  $Q_2^{lscp}$  for those due to large-scale condensation and evaporation processes.  $Q_1^{rad}$  includes the shortwave and longwave radiative heating and  $Q_1^{other}$  the tendencies due to other processes such as gravity waves.  $Q_1^{other}$  is negligible in the present case and thus excluded from the analysis.

### 3.2.6. Mean profiles of $Q_1$ and $Q_2$ during active and suppressed phases

Time series of observed  $Q_1$  and  $Q_2$  (Figs. 3.2c and 3.2d) emphasize strong tropospheric heating and drying in the mid- and upper troposphere during convectively-active phases, and weak cooling and mid-level moistening during suppressed phases. Therefore, these two regimes are addressed separately.

On average during active phases,  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles peak approximately at the same altitude, near 400-500 hPa (Figs. 3.5a and 3.5e), with values of about  $8 \text{ K day}^{-1}$  and  $-2.3 \text{ g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$ , respectively. In the model, these peaks are the signature of deep convective heating and drying (Fig. 3.5c and 3.5g), partly compensated by large-scale evaporation, most probably of condensed water and rainfall formed in the convective updrafts and detrained in the convective environment. The common location of  $Q_1$  and  $Q_2$  maxima indicates significant stratiform rainfall (e.g., [Luo and Yanai, 1984](#); [Johnson et al., 2015](#)). The top-heavy  $Q_1$  vertical profile is also characteristic of mature convective systems (e.g., [Hartmann et al., 1984](#); [Schumacher et al., 2004](#)). As expected from the weak temperature gradients in the free troposphere in the tropics, the convective heating is mainly balanced by large-scale vertical advection of temperature (Fig. 3.5a). Temperature horizontal advection is slightly negative in the upper troposphere and might be related to uncertainties in the estimate of the NSA large-scale divergence. The convective drying is also mostly balanced by the moistening of the large-scale vertical advection

of humidity. However, in the low and mid-troposphere, drying ( $-0.5 \text{ g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$  – Fig. 3.5e) by horizontal advection plays a significant role.

In contrast, during suppressed phase,  $Q_1$  profile (Fig. 3.5b) exhibits a significant cooling above 600 hPa, reaching a maximum value of  $-0.6 \text{ K day}^{-1}$  near 200 hPa, associated with longwave radiative cooling (Fig. 3.5d). Below 200 hPa, the net cooling results from a radiative cooling further enhanced by large-scale evaporative cooling and partly compensated by convective heating (Fig. 3.5d). Below 700 hPa, turbulent upward moisture transport moistens the top of the boundary layer. Right above, large-scale evaporation of convective cloud condensates takes over (Fig. 3.5f and 3.5h). As during active periods, diabatic heating and moistening are partially balanced by the large-scale advection of temperature and humidity, respectively. Horizontal advection is now of greater magnitude, especially the moisture horizontal advection, which becomes comparable to vertical advection and strongly dries NSA.

CNRM-SCM6 captures to first order, the structure of the mean  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles and their contrasts between active and suppressed periods (Figs. 3.5a, 3.5b, 3.5e, 3.5f). However, the simulated  $Q_1$  underestimates the heating in the upper troposphere near 200 hPa during active phases (Fig. 3.5a). There, a convective heating that is not deep enough and an overestimate of cloud cover (not shown) enhancing the longwave cooling at their top are likely at play (Fig. 3.5c). During suppressed phases, a strong cooling by vertical advection occurs near 150 and 250 hPa (Fig. 3.5b). These are consistent with the cold biases identified earlier (Fig. 3.4b). A sharp peak in the  $Q_1$  profile is also noticed near 550 hPa (Fig. 3.5a), which approximately corresponds to the  $0^\circ\text{C}$  isotherm. This sharp peak occurs in both the large-scale cooling and the convective heating (Fig. 3.5c) and therefore is most likely related to the microphysics scheme, which is the same for the two parameterizations. As a result of the biased temperature profile during the suppressed periods, vertical advection of temperature between 600 and 300 hPa is underestimated and contributes to propagating the upper-troposphere cold bias downward (see also Fig. 3.4a). Finally, note that CNRM-SCM6 significantly underestimates the diabatic heating around 700 hPa, possibly indicating a lack of congestus convective activity.

The details of the  $Q_2$  bias profile seem more difficult to capture (Figs. 3.5e and 3.5f). During active periods, CNRM-SCM6 overestimates the drying at the top of the boundary layer near 900 hPa and in the upper troposphere around 400 hPa, and underestimates the convective drying between 850 and 650 hPa, consistently with the wet bias at these levels (Fig. 3.4d). During suppressed phases, the model captures rather well the lower troposphere moistening, but tends to slightly underestimate it near 500 hPa, possibly misrepresenting the congestus convection regime, and possibly missing some detrainment of convective cloud condensates there (Fig. 3.5h).

### 3.2.6.1 Distributions of $Q_1$ and $Q_2$ profiles

The performance of CNRM-SCM6 to reproduce heating and moistening profile average properties does not indicate which atmospheric regime might be misrepresented by the model. The following subsection analyses the frequency of occurrence of  $Q_1$  and  $Q_2$  values at each vertical levels. The histograms of 3-hourly  $Q_1$  and  $Q_2$  are computed independently at each vertical level, using bins of  $0.5 \text{ K day}^{-1}$  for  $Q_1$  (Figs. 3.6a, 3.6b, 3.6c, 3.6d) and  $0.2 \text{ g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$  for  $Q_2$  (Figs. 3.6e, 3.6f, 3.6g and 3.6h).

During the convectively-active phases, the distribution of observed  $Q_1$  and  $Q_2$  strongly varies with altitude (Figs. 3.6a and 3.6e), from being quite symmetric with weak variance near the surface and the top of the troposphere, to being strongly skewed towards large heating and drying rates in the mid- and upper troposphere. For instance, the  $Q_1$  maximum near 400 hPa

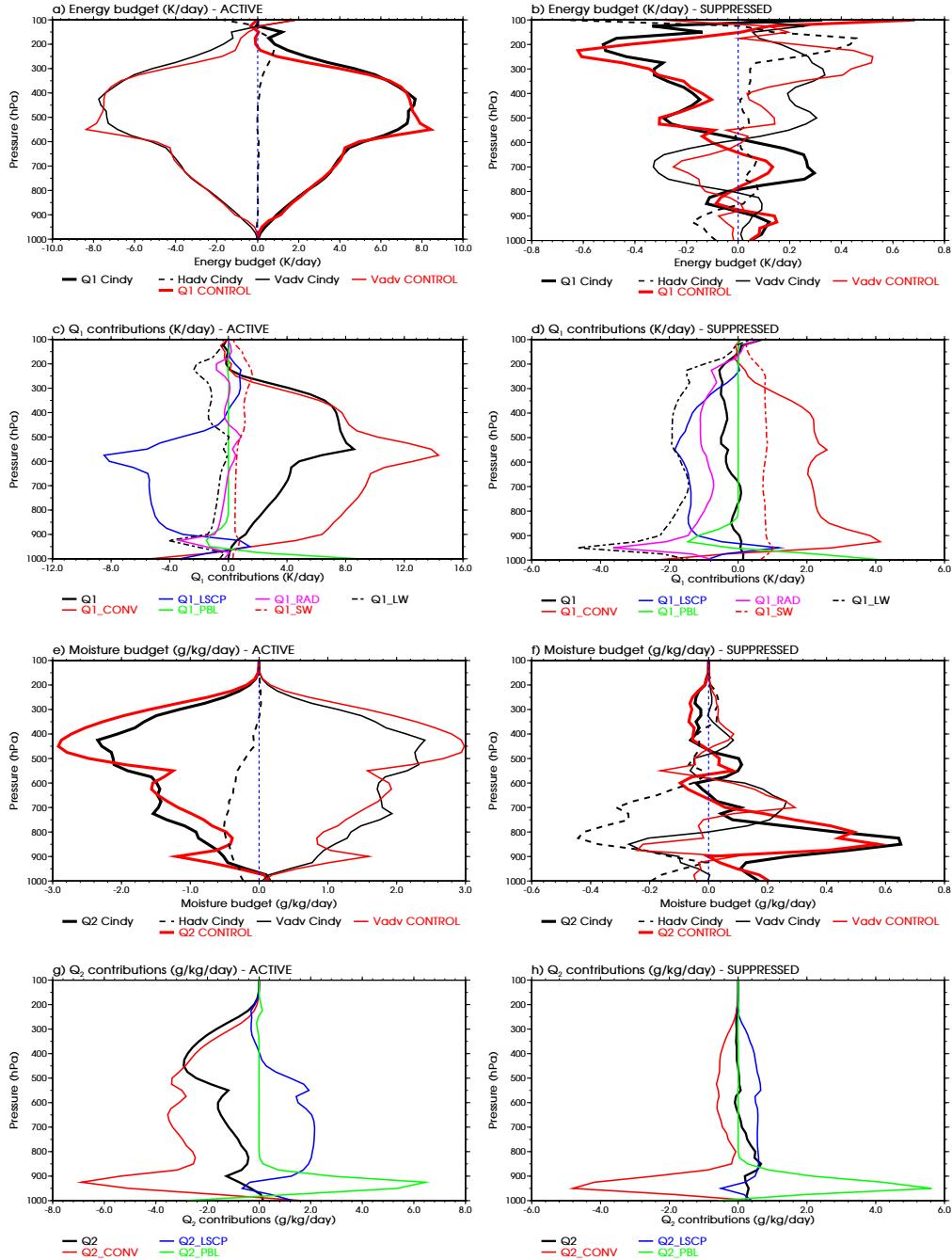


FIGURE 3.5 – Energy budget averaged during (a) active and (b) suppressed phases ( $K \ day^{-1}$ ). The NSA observations are indicated with black lines and the CNRM-SCM6 CONTROL simulation with red lines;  $Q_1$ , the horizontal temperature advection and the vertical potential temperature advection are indicated with thick, dashed and thin lines, respectively. Note that the vertical potential temperature advection is multiplied by  $\pi = \left(\frac{p}{1000}\right)^{R/C_p}$  to be consistent with  $Q_1$ . Contributions to  $Q_1$  from various processes are shown, during (c) active and (d) suppressed phases : convection (solid red line), large-scale condensation and evaporation (solid blue line), turbulence processes (solid green line), radiative heating (solid pink line), longwave radiative heating (dashed black line), shortwave radiative heating (dashed red line). (e), (f), (g) and (h) same as (a), (b), (c) and (d), respectively, but for the moisture budget ( $g \ kg^{-1} \ day^{-1}$ ).

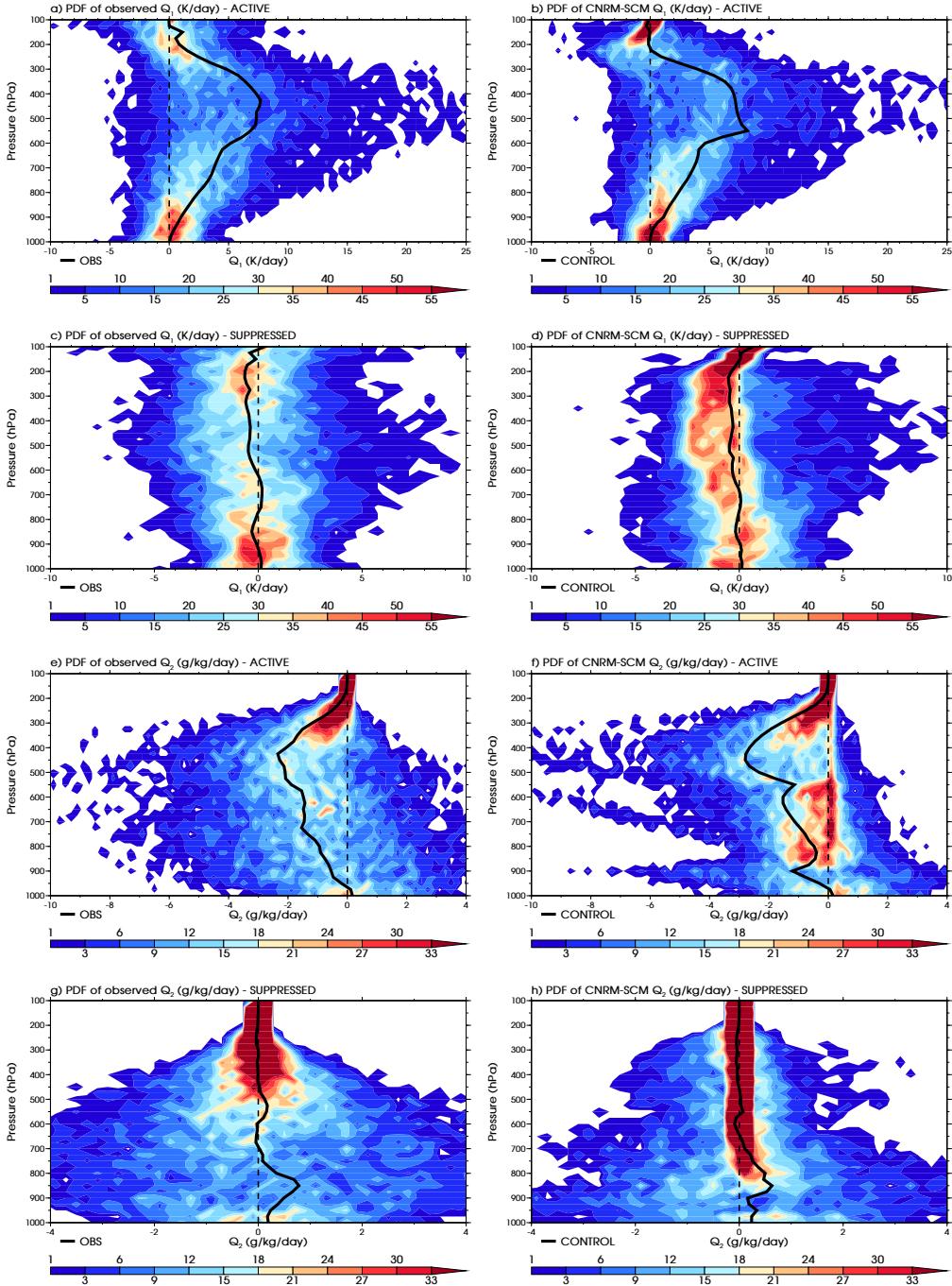


FIGURE 3.6 – Histogram of the 3-hourly observed (left) and CNRM-SCM6 simulated (right)  $Q_1$  for (a) and (b) active phases, (c) and (d) suppressed phases. (e), (f), (g) and (h) same as (a), (b), (c) and (d), respectively but for  $Q_2$ . The black curve is the profile average over the corresponding period.

is actually related to only a few strong heating events. The spread of  $Q_2$  is impressively large between 900 and 400 hPa.  $Q_1$  and especially  $Q_2$  profiles still show a large variability during suppressed phases.

As a consequence, the average values of  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles result from a large variety of atmospheric regimes, which has to be captured by any atmospheric model. Note that errors in  $Q_1$  and  $Q_2$  estimates might also partly contribute the spread of their distributions, especially at the 3-hourly timescale.

For both  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles, CNRM-SCM6 shows better skills during active phases than during suppressed periods (Fig. 3.6). During active phases, it simulates a similar frequency-altitude distribution of  $Q_1$ . The simulated  $Q_1$  heating maximum near 400 hPa is also due to a few strong heating events. CNRM-SCM6 however often simulates cooling near 200 hPa, which is not seen in the observations. Regarding the  $Q_2$  distribution, the model has weaker skills. The model misses most of the moistening events in the mid-troposphere, possibly associated with the occurrence of congestus clouds (Fig. 3.6f). The moistening and drying events in the lower troposphere are confined to a shallow layer below 850 hPa while in the observations they spread over a deeper layer up to 700-600 hPa. CNRM-SCM6 also produces many  $Q_2$  profiles with values close to zero above 800 hPa, while it is very uncommon in the observations. During suppressed phases, the spread around the mean radiative cooling profile is underestimated (Fig. 3.6d) compared to that in the observations (Fig. 3.6c). CNRM-SCM6 also strongly lacks variability above 850 hPa, both in terms of moistening and drying events (Fig. 3.6g and 3.6h). This possibly indicates that the convection scheme does not activate frequently enough or has large deficiencies in capturing the moisture footprint of congestus and sporadic deep convective events.

Section 3.2.5 has pointed out several deficiencies of the vertical profiles of  $Q_1$  and  $Q_2$  as simulated by CNRM-SCM6. The model is not able to heat enough the upper troposphere, either due to convection that is not deep enough or to too strong radiative cooling at the top of convective clouds. This yields a cold bias in that region of the troposphere. Moistening in the mid-troposphere is also missed by the model during suppressed phases. The analysis of the distributions of  $Q_1$  and  $Q_2$  shows that their mean profiles are the results of a variety of atmospheric regimes. CNRM-SCM6 is not able to fully capture them. This diagnosis is helpful but not sufficient to comprehensively understand which processes or convection regimes are missed or misrepresented by the model. In the following section, convective regimes are defined and used to attribute the CNRM-SCM6 biases more specifically.

### 3.2.7. Life cycle of convection during CINDY/DYNAMO

In this section, we mainly follow the approach of [Zhang and Hagos \(2009\)](#) to derive typical atmospheric regimes over NSA and a typical life cycle of convection during CINDY/DYNAMO. Note that [Zhang and Hagos \(2009\)](#) applied their methodology on  $Q_1$  estimated during various field campaigns, but that it has not been applied yet on the CINDY/DYNAMO dataset.

#### 3.2.7.1 Modes of variability of $Q_1$ and $Q_2$ profiles

A principal component analysis (PCA) is applied on the 3-hourly  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles, weighted by the layer thickness. The first empirical orthogonal functions (EOF) provide vertical structures of  $Q_1$  and  $Q_2$  that describe most of the profile variance. The corresponding principal components (PC) characterize the time evolution of the profile projected on the EOF structure. In observed  $Q_1$  profiles (Figs. 3.7a), the first EOF is characterized by a deep top-heavy

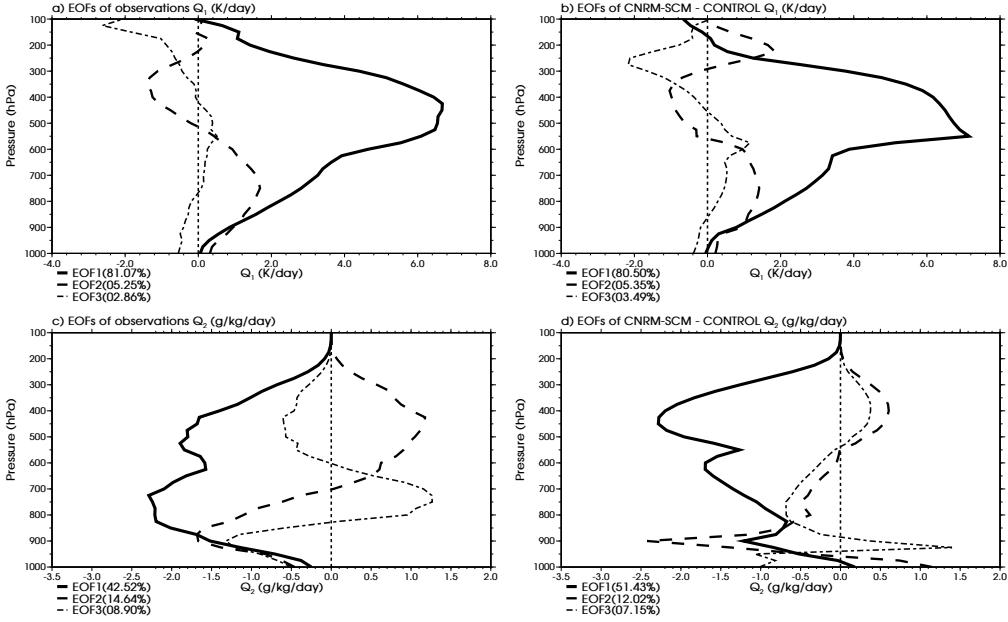


FIGURE 3.7 – First three EOFs of the PCA applied on the 3-hourly (a) observed, (b) CNRM-SCM6 CONTROL simulation  $Q_1$  ( $K\ day^{-1}$ ) and on the 3-hourly (c) observed and (d) CNRM-SCM6 CONTROL simulation  $Q_2$  ( $g\ kg^{-1}\ day^{-1}$ ). The first, second and third EOF profiles are shown with the thick, dashed and dotted lines, respectively. The terms indicated in the brackets are the percentage of the total variance explained by each mode.

modulation of  $Q_1$  (solid line), while the second EOF corresponds to a vertical dipole opposing the lower and upper troposphere. It modulates the top- or bottom-heaviness of the  $Q_1$  profile. It is characteristic of the occurrence of mature convection with an active stratiform component when negative, and of that of shallow or congestus convection when positive. These two first EOFs explain together about 85 % of the total variance of the  $Q_1$  profiles. The third EOF is much constrained by the PCA orthogonality and explains less than 3 % of the total variance. It mainly describes variability above 200 hPa, which is uncorrelated with that occurring below, and thus possibly associated with the observed rather strong noise of  $Q_1$  estimates at these altitudes (not shown). This third EOF will not be considered in the following. In the case of  $Q_2$ , the PCA shows similar results with a deep first mode and a second bimodal EOF. However, these first two EOFs explain only about 57 % of the total variance and are not sufficient to fully characterize the variability of  $Q_2$  profiles. The importance of the third EOF might be required to modulate the  $Q_2$  double-peak structure (e.g., [Johnson, 1984](#); [Esbensen et al., 1988](#)), and thus capture the effects of both mesoscale anvils and more congestus-like or isolated deep convection.

The model reproduces correctly the prevailing observed structures of the heating profile variability, with similar explained variances (Fig. 3.7b). In particular, the model captures the top-heaviness of the first deep mode of  $Q_1$  variability, even though the maximum is located lower by about 100 hPa. The observed bimodal structure of the second observed EOF is also captured to first order, with however a third maximum of variability at the top of the troposphere near 200 hPa. Model deficiencies are more evident for  $Q_2$  EOFs (Fig. 3.7d), with a clear overestimate of the variability in the upper troposphere and underestimate of that in the mid-troposphere between 850 and 650 hPa. Besides, CNRM-SCM6 simulates very strong and localised fluctuations at the top of the boundary layer near 900 hPa while it spreads over a

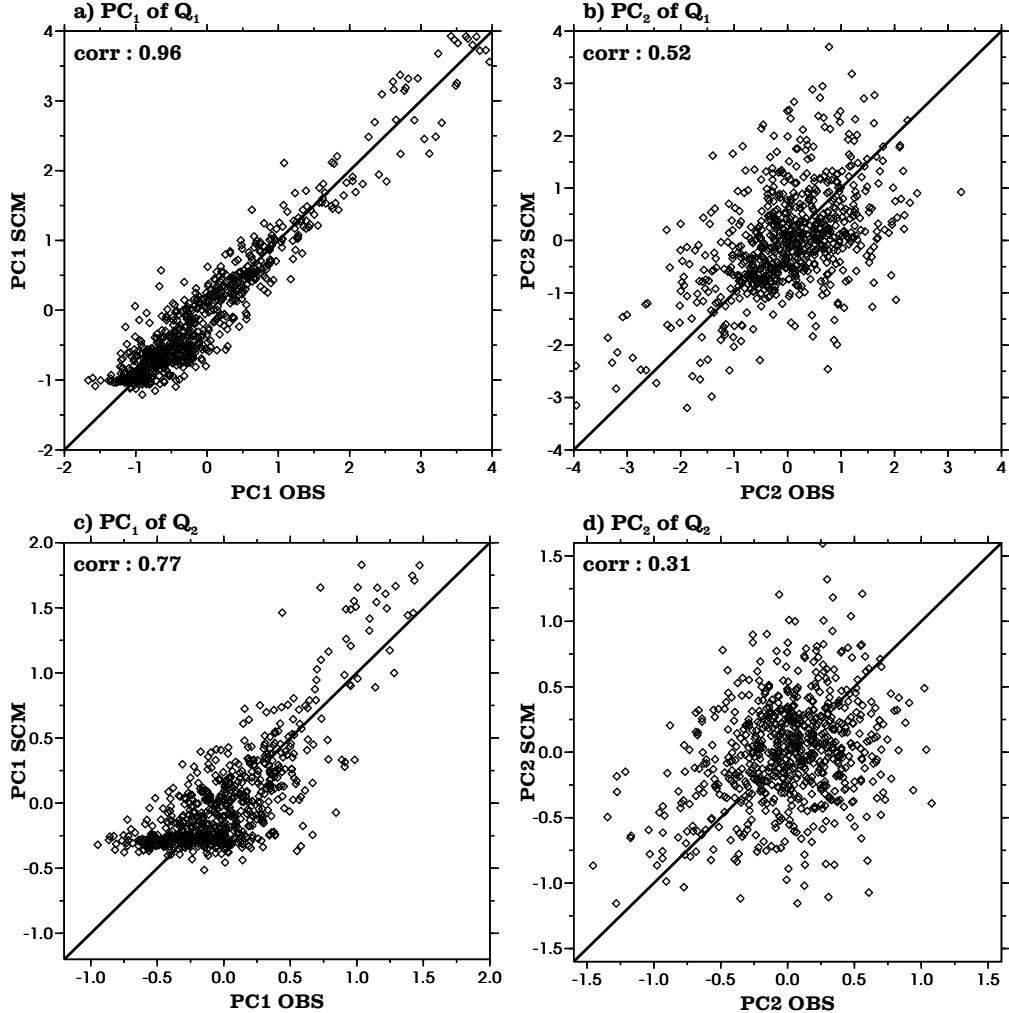


FIGURE 3.8 – Scatter plots between the observed and the CNRM-SCM6 simulation principal components for  $Q_1$  (upper row) and  $Q_2$  (lower row); PC1 are shown on the left column and PC2 on the right column. The correlation between the two time series is indicated on each plot.

deeper layer in the observations. The first principal component (PC1) of the model is highly correlated to the observed PC1 (0.96, Fig. 3.8a), suggesting that this part of the  $Q_1$  profile high-frequency variability is mainly constrained by the large-scale forcing of the 1D model (most probably through the imposed vertical velocity). PC2 is constrained by the large scale to a lesser extent, with a correlation between observed and modelled PC2, reaching 0.5 (Fig. 3.8b). There is also some consistency between the chronologies of the  $Q_2$  profiles in observations and the model, even though correlations are weaker (0.77 for PC1 and 0.31 for PC2, Figs. 3.8c and 3.8d). There is also a lower bound for CNRM-SCM6 PC1 (Fig. 3.8c), indicating a lower limit for the free troposphere convective moistening in the model, consistently with Fig. 3.6f and 3.6h.

### 3.2.7.2 Building a life cycle of convection

PC1 and PC2 time series, combined with EOF1 and EOF2 vertical patterns, describe most of the variability of the  $Q_1$  profile over NSA. As PC1 and PC2 are uncorrelated, they can be used to build a phase diagram and define eight phases or prevailing structures of the  $Q_1$  vertical

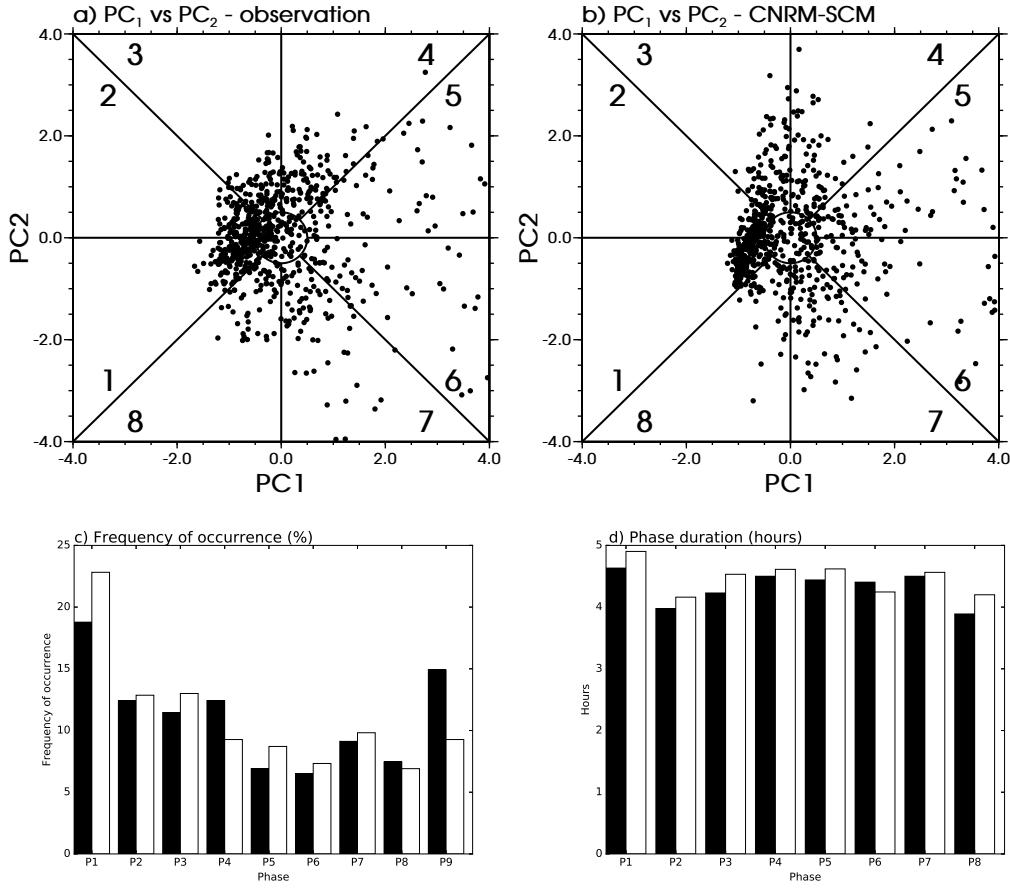


FIGURE 3.9 – Scatter plot of  $Q_1$  PC2 vs PC1 for (a) the observations and (b) CNRM-SCM6 CONTROL simulation. (c) Frequency of occurrence of each phase (%) for the observations (black) and the CNRM-SCM6 CONTROL simulation (white). (d) Duration of each phase (hours) for the observations (black) and the CNRM-SCM6 CONTROL simulation (white).

profile, according to their phase angle  $\alpha = \arctan(PC2/PC1)$  (Fig. 3.9a). A ninth phase is defined when the amplitude  $\sqrt{(PC1^2 + PC2^2)}$  of the  $Q_1$  vertical profile projected on EOF1 and EOF2 is small, below 0.5 (PC1 and PC2 have unit variance). In this case, either the  $Q_1$  profile is weak or it does not project well on EOF1 and EOF2. It corresponds to about 15 % of the  $Q_1$  profiles observed over the CINDY/DYNAMO NSA (Fig. 3.9c). The eight prevailing structures of the  $Q_1$  profile are shown on Figure (3.10a). Phase 1 is chosen as being a clear-sky radiative cooling profile, which is the most encountered profile. Phases 2, 3 and 4 correspond to bottom to mid-heavy heating profiles. Phases 5, 6 and 7 correspond to deeper heating profiles which are more top-heavy. Phase 8 is more stratiform-like with cooling in the lower troposphere (Fig. 3.10a). These results are consistent with those of [Zhang and Hagos \(2009\)](#). As discussed in this work, each of the  $Q_1$  prevailing structures describes a population of convective elements, and thus may be seen as one of the building blocks of large-scale tropical convection (see also [Mapes et al. \(2006\)](#)).

The probabilities of phase transitions between these nine regimes of the  $Q_1$  profile are then quantified in Table 3.1. Several frequent sequences can be observed : the 1-2-1 sequence corresponds to the activation of shallow convection inbetween clear-sky conditions ; the 1-2-3-2-1 sequence includes deeper convection such as congestus ; the 1-2-3-4-5-6-7-8-1 sequence which describes a complete cycle of shallow-to-deep-to-stratiform convection. As found in [Zhang and](#)

(a) Probability of phase transition - Observations  
Succeding phases

	Phase 1	Phase 2	Phase 3	Phase 4	Phase 5	Phase 6	Phase 7	Phase 8	Phase 9
Phase 1	<b>54,41</b>	21,32	6,62	0,74	0	0	0,74	7,35	8,82
Phase 2	31,46	<b>32,58</b>	19,10	1,12	0	0	0	3,37	12,36
Phase 3	6,02	20,48	<b>40,96</b>	10,84	1,2	0	0	1,2	19,28
Phase 4	0	0	8,89	<b>50,0</b>	17,78	5,56	1,11	2,22	14,44
Phase 5	0	0	2,0	24,0	<b>48,0</b>	16,0	4,0	0	6,0
Phase 6	0	0	0	2,13	12,77	<b>46,81</b>	34,04	2,13	2,13
Phase 7	0	0	0	3,03	1,52	16,67	<b>50,0</b>	15,15	13,64
Phase 8	27,78	7,41	3,7	3,7	0	0	11,11	<b>29,63</b>	16,67
Phase 9	12,04	10,19	11,11	15,74	1,85	0,93	6,48	10,19	31,48

(b) Probability of phase transition - CNRM-SCM  
Succeding phases

	Phase 1	Phase 2	Phase 3	Phase 4	Phase 5	Phase 6	Phase 7	Phase 8	Phase 9
Phase 1	<b>63,41</b>	20,12	5,49	0	0	0,61	0	6,10	4,27
Phase 2	37,63	<b>38,71</b>	17,20	2,15	0	0	0	0	4,30
Phase 3	10,64	18,09	<b>51,06</b>	7,45	0	0	1,06	1,06	10,64
Phase 4	0	0	16,42	<b>53,73</b>	16,42	0	4,48	1,49	7,46
Phase 5	0	0	0	12,70	<b>53,97</b>	26,98	3,17	0	3,17
Phase 6	0	0	1,89	7,55	20,75	<b>41,51</b>	24,53	3,77	0
Phase 7	0	0	1,41	4,23	5,63	16,90	<b>52,11</b>	8,45	11,94
Phase 8	18,0	4,0	0	0	0	0	14,0	<b>40,0</b>	24,0
Phase 9	10,45	5,97	11,94	10,45	4,48	1,49	11,94	14,93	11,27

TABLEAU 3.1 – Probability (%) of transition between  $Q_1$  phases for (a) CINDY/DYNAMO observations and (b) CNRM-SCM6. In each cell, the number is the probability for the preceding phase to be followed by the succeeding phase. Probabilities for remaining in the same phase are in bold. Phase 9 corresponds to events whose amplitude as defined by  $\sqrt{PC1^2 + PC2^2}$  is small, below 0.5.

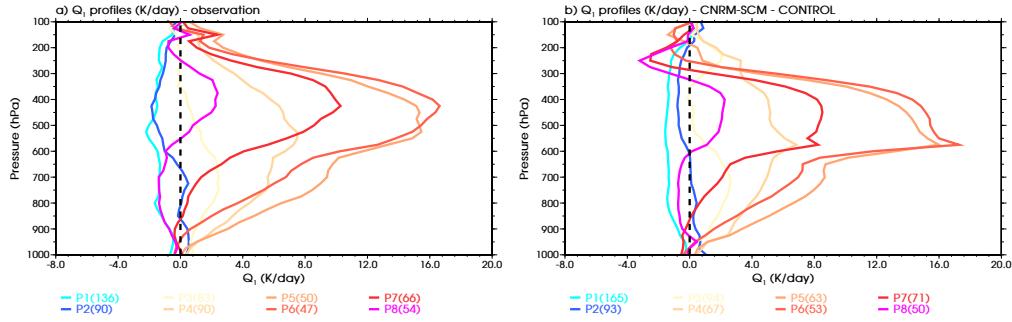


FIGURE 3.10 – Composite  $Q_1$  profiles for each phase for (a) the observations and (b) the CNRM-SCM6 CONTROL simulation ( $K \text{ day}^{-1}$ ). The numbers in brackets correspond to the number of events used to compute each composite profile.

*Hagos* (2009) for other cases, the 1-2-3-4-5-6-7-8-1 sequence is thus relevant to the  $Q_1$  profile time series observed during CINDY/DYNAMO. A composite approach along this sequence provides an appropriate synthesis of convection regimes (e.g., Figs. 3.11a and 3.11c). The duration of each phase (Fig. 3.9d) is proportional to the probability to remain in the same phase in the 3 following hours (probabilities along the diagonal of Table 3.1) plus the 3 hours of the phase. All phases last about 4-5 hours, so that the whole sequence has a time scale of about 32-40 hours (minimum 24 hours given the time resolution of the data). As discussed in *Zhang and Hagos* (2009), this scale is consistent with that of long-lasting mesoscale convective systems, quasi-two-day waves or other high-frequency convectively-coupled equatorial waves. Along this sequence (Fig. 3.11a),  $Q_1$  evolves from clear-sky radiative cooling, to bottom-heavy heating associated with shallow and then congestus convection, to deep and then top-heavy heating associated with mature convection. During the clear-sky and shallow convection phases (phase 1 and 2), moistening in the lower troposphere prevails (Fig. 3.11c). Then condensation processes take over and dry the lower troposphere while moistening in the mid and upper troposphere still occurs (phase 3). During the deep convection phases (phase 4 to 6), the drying deepens and impacts the whole troposphere, with two maxima, one near 700 hPa and the other near 450 hPa, possibly being the footprint of different processes associated with different types of convective elements. Finally, stratiform phases 7 and 8 still dry the upper troposphere while they moisten its lower part, possibly through evaporation of precipitation.

### 3.2.7.3 Life cycle of convection in CNRM-SCM6

The ability of CNRM-SCM6 to capture the prevailing structure of the  $Q_1$  profile and to reproduce the main properties of the convective sequence introduced in the previous section is now assessed. CNRM-SCM6 captures well the frequency of occurrence of each regime (Fig. 3.9c), except that of the clear-sky radiative cooling phase (phase 1), which is slightly overestimated and that of the neutral state, which is underestimated. The vertical structure of each convection phase (Fig. 3.10b) is also very similar to the corresponding one found in CINDY/DYNAMO estimates (Fig. 3.10a). Nevertheless, few differences can be noted, consistently with the shape of CNRM-SCM6 EOF1 and EOF2. Near the top of the troposphere, strong and stratiform convective regimes exhibits significant cooling (phase 6, 7 and 8 – Fig. 3.10b and 3.11b). A discontinuity also appears in the mid troposphere, near the  $0^\circ\text{C}$  isotherm during active phases (phase 4, 5, 6, and 7 - 3.10b). Finally, the probabilities of phase transitions in the CNRM-SCM6 simulation are mostly consistent with those diagnosed in CINDY/DYNAMO observations (Table

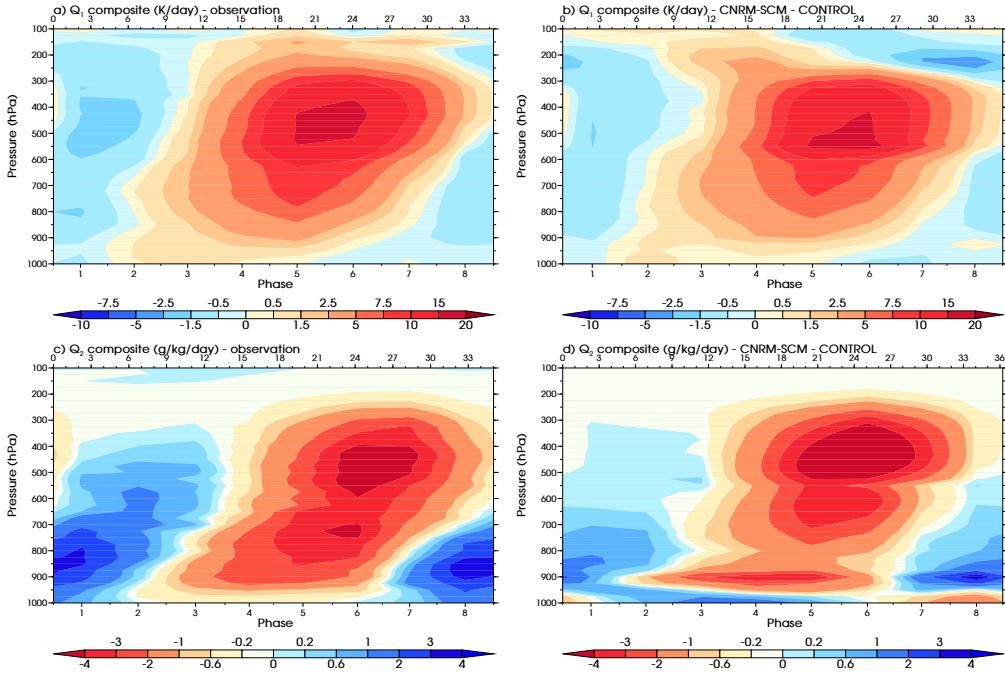


FIGURE 3.11 – Composite  $Q_1$  profile sequence for (a) the observations and (b) the CNRM-SCM6 CONTROL simulation ( $K \text{ day}^{-1}$ ). (c) and (d) same as (a) and (b) but for  $Q_2$  ( $\text{g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$ ). The lower x-axis indicates the number of each phase, while the upper x-axis indicates a corresponding time scale (hour). See text for details.

3.1b). A few differences can be noted in the transitions between the deep convective regimes (phases 4 to 8). For instance, the simulated transition from phase 4 to 3 is as frequent as that from 4 to 5, leading to equal probability of the deep convective regime (phase 4) to become stronger and mature (phase 5) or to weaken towards phase 3. The simulated transition from phase 7 to 8 is less frequent than in the observations so that the model rarely transitioned from top-heavy mature convection to the stratiform-like convection with cooling in the lower troposphere. Overall, the main features of the convective regimes and their associated heating are captured by CNRM-SCM6, with a few deficiencies (Fig. 3.11b). The heating discontinuity near 600 hPa impacts the convectively-active regimes and has a footprint in both large-scale evaporative cooling and convective heating (Fig. 3.12a and 3.12b). In the upper troposphere near 200 hPa, heating is overestimated during the deepening phase of convective heating, while longwave and surprisingly convective cooling is simulated during the stratiform phases (Fig. 3.12a and 3.12d).

CNRM-SCM6 has more difficulties to capture the composite  $Q_2$  profile sequence along this life cycle of convection (Fig. 3.11d). The model incorrectly captures the mid-troposphere moistening during the early phases of the sequence. This is consistent with the underestimated moistening simulated during suppressed phases (section 3.2.5.1) and is possibly related to a lack of congestus-like convective activity and convective cloud condensate detrainment in these mid-levels. During strong convective phases, the low-level drying maximum remains confined at the top of the boundary layer, while it spreads between 900 and 600 hPa and is maximum near 700 hPa in CINDY/DYNAMO observations. As in the  $Q_1$  sequence, a sharp discontinuity is also observed near 600 hPa, probably related to melting/freezing processes. In the lowest layer of the troposphere, the observed moistening/drying pattern has opposite evolution across

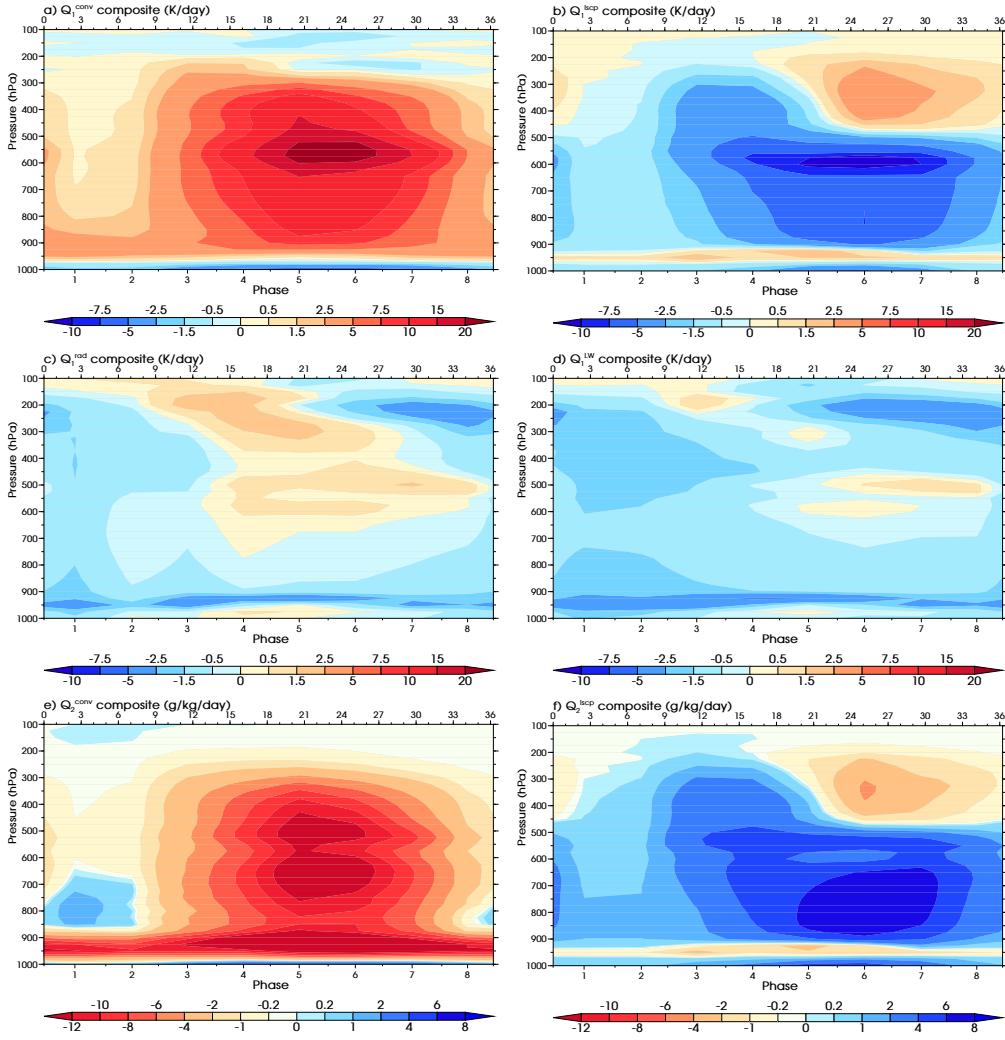


FIGURE 3.12 – Same as Fig. 3.11, but for the composite  $Q_1$  contributions due to (a) convection, (b) large-scale condensation/evaporation, (c) radiation and (d) longwave radiation processes ( $\text{K day}^{-1}$ ) and for the composite  $Q_2$  contributions due to (e) convection and (b) large-scale condensation/evaporation processes ( $\text{g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$ ), as simulated by the CNRM-SCM6 CONTROL simulation.

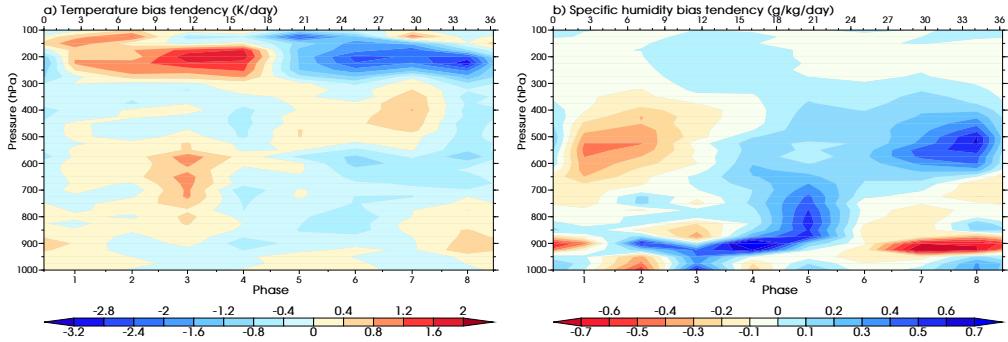


FIGURE 3.13 – Same as Fig. 3.11 but for the composite (a) temperature ( $K\ day^{-1}$ ) and (b) specific humidity ( $g\ kg^{-1}\ day^{-1}$ ) bias tendencies of the CNRM-SCM6 CONTROL simulation.

the convective regimes, with drying during the shallow and stratiform phases and moistening during the deep convection ones.

Note that during phases 5 to 8, the large-scale microphysics scheme heats and dries the upper troposphere, while it continues to cool and moisten its lower part (Fig. 3.12b and 3.12f), similar to what is expected from convective anvils in mature systems. The interaction between the convection and large-scale condensation/evaporation schemes thus results in top-heavy  $Q_1$ , indicating that large-scale condensation/evaporation schemes are able to represent anvils and allows the representation of deep-to-mature transition of convection.

### 3.2.7.4 Link with temperature and moisture biases

The link with the temperature and moisture biases identified in section 3.2.5 is now addressed. These biases might be due to systematic errors in  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles within a few regimes and to misrepresentation of the frequency of occurrence of the convective regimes. A decomposition of the biases shows that the model deficiencies are mainly related to what happens within a few regimes rather than their simulated frequency of occurrence (not shown).

The tendency of temperature and moisture biases is composited throughout the convection life cycle to identify which phases and processes might be at play in their intensification (Fig. 3.13). The tropospheric mean cold bias (Fig. 3.4b) cannot be easily attributed to a particular phase. Its upper-level component is however more clearly related to the stratiform phases of convection (phases 6, 7 and 8, Fig. 3.13a) and is partly compensated during the early phases of deep convection. At these levels and during the stratiform phases, convective and large-scale heatings are not strong enough to compensate the longwave cooling near cloud tops (Fig. 3.12a and 3.12b). Some weak and shallow convective cooling is even simulated at the top of convective systems during these phase (Fig. 3.12a). Two hypotheses, which are not mutually exclusive from each other, might be formulated : (i) convective activity is not deep enough to heat the upper parts of the troposphere, and (ii) the deep cloud longwave cooling is overestimated, either because the convective cloud are not high enough or because their properties are misrepresented. The latter is likely to be at play as high clouds fully cover the model grid when and after deep convection occurs (not shown). The first hypothesis might also be relevant as it was already noted in another context, over West Africa in [Couvreur et al. \(2015\)](#). The mean moisture profile simulated by CNRM-SCM6 exhibits wet biases in the mid-troposphere near 500 hPa and close to the surface, and a dry bias at the top of the boundary layer near 900 hPa (Fig. 3.4d). The mid-tropospheric wet bias mostly increases during the stratiform phases, possibly due to an overestimate of precipitation evaporation near and below the  $0^{\circ}\text{C}$  isotherm. The dry bias

near 900 hPa also intensifies during these phases during which shallow convection remains very active (Figs. 3.12a, 3.12e). This increase is partly compensated during deep convective phases (especially phase 4). The surface wet bias increases during both convection and stratiform phases (especially phase 3 and 8) and might be related to overestimate evaporation of cloud condensates and precipitating hydrometeors. The interplay with convection regimes is complex and requires further investigation to better identify cause and effect relationship, especially using sensitivity experiments in which parameters controlling some aspects of the processes emphasized above will be perturbed. This remains beyond the scope of the present paper and will be addressed in future studies.

### 3.2.8. Summary and discussions

The present study evaluated the ability of the recently released CNRM climate model (CNRM-CM) version 6 new physics to reproduce the main features observed over the Northern Sounding Array of the CINDY/DYNAMO field campaign, using a single column model framework (CNRM-SCM6).

A constrained single column framework is used, as the prescription of turbulent surface fluxes corrects most of the overall strong cold and dry biases of the model when forced by observed SSTs. In this latter configuration, a strong underestimate of surface evaporation, most probably related to the SCM forcing itself, prevents the simulated convection to sufficiently heat and moisten the troposphere. This deficiency is most probably related to the SCM forcing itself, i.e. to inconsistencies in the surface wind between the SCM forcing and the TropFlux estimates and to the rather large scale of the NSA ( $\sim 800$  km), which implies sub-array scale (synoptic- and meso-scale) variability of surface fluxes, not represented by CNRM-SCM6.

CNRM-SCM6 exhibits a significant cold bias in the upper troposphere, near 200 hPa and a strong wet bias close to the surface and above 700 hPa. The ability of CNRM-SCM6 to capture the CINDY/DYNAMO main properties of the apparent heat source  $Q_1$  and apparent moisture sink  $Q_2$  is then further evaluated. Although CNRM-SCM6 captures the main features of the  $Q_1$  and  $Q_2$  profiles, the separate analysis of CINDY/DYNAMO convection active and suppressed periods indicates that the model is lacking from heating in the upper troposphere during active periods. It also simulates a sharp peak near 550 hPa, close to the  $0^\circ\text{C}$  isotherm, which likely reflects deficiencies in the model microphysics liquid-solid water phase changes. The simulated active periods also dry too much the upper troposphere above 500 hPa, and not enough the 850-600 hPa layer.

The analysis of the  $Q_1$  and  $Q_2$  profile distribution exhibits an interesting signature of the CNRM-SCM6 physics. The model lacks high-frequency variability, especially during suppressed phases where the simulated  $Q_1$  profile mostly remains stuck to that of radiative cooling. The distribution of the  $Q_2$  profiles, on the contrary, is a real challenge for the model. It strongly underestimates the frequency of occurrence of the deep moistening profiles during both active and suppressed periods. This is partly compensated between 850 and 600 hPa by an underestimated frequency of occurrence of convective drying there. The insufficient representation of the congestus convection regime is possibly involved.

A final step was achieved using the approach of [Zhang and Hagos \(2009\)](#) to objectively define atmospheric regimes during the 3-month CINDY/DYNAMO period over NSA and construct a typical convection life cycle. This method allows to synthesize the behavior of the model across eight convective regimes, and to identify which of them may be the origin of the model biases. The regimes are defined using the two first EOFs of the 3-hourly  $Q_1$  profiles, which

explain most of its variance. The analysis reveals that the typical life cycle of the convection observed during CINDY/DYNAMO is consistent with that found by [Zhang and Hagos \(2009\)](#) for other field campaigns. It consists of a transition from bottom- to top-heavy convective heating profiles, and thus corresponds to a sequence spanning shallow, congestus, deep and mature convection. Interestingly, CNRM-SCM6 captures the basics of these convective regimes and their transitions. Of course, a few errors can be noted and related to the model mean state biases. In the upper troposphere, significant longwave cooling occurs during the stratiform regimes, at the top of clouds. The radiative cooling drives the model cold bias there, which is likely related to the misrepresentation of stratiform or anvil clouds. The footprint in apparent moistening is still a more complex feature to capture. For instance, CNRM-SCM6 misses the moistening of the lower free troposphere in the suppressed regimes influenced by shallow and congestus convection. Once more the stratiform regimes seem to be instrumental in the model wet bias near 500 hPa.

A similar analysis was performed over the Southern Sounding Array (SSA) of the CINDY/DYNAMO campaign. This array was more impacted by the migration of the ITCZ. Nevertheless, most of the conclusions obtained over NSA are relevant also for SSA. The question of forcing CNRM-SCM6 by surface fluxes or by SSTs over SSA is unclear, as the prescription of surface fluxes overintensifies the convection.

This behavior of the model when forced by observed SSTs raises an important question about the SCM framework, in the context of such a large array. On the one hand, the impact of mesoscale variability on surface fluxes might be needed to be well parameterized (e.g., [Redelsperger et al., 2000](#)). On the other hand, a strong synoptic variability within the array limits the use of the associated forcing to evaluate any model as their physics is not designed to account for this kind of variability. Indeed in a 3D configuration, the model is expected to resolve this synoptic variability. In any case, care should be taken, according to the objective of the analysis conducted. When possible, some alternative might also be considered, based on a multi-SCM framework, in which the full array is further divided in smaller arrays and the forcing associated with each of them is derived. Such a configuration will mimic a 3D model, in which the large-scale dynamics is prescribed, and allows to analyze the collective behavior of the modeled sub-arrays.

### 3.2.9. Appendix A : CNRM-SCM6 simulation of NSA convection forced by observed SSTs

This appendix provides a short overview of the CNRM-SCM6 simulation forced by observed SSTs and discusses the possible origins of its large cold and dry biases.

#### 3.2.9.1 A1. NSA thermodynamics in the SST-Setup simulation

In average over the 3-month period, the CNRM-SCM6 SST-setup simulation exhibits a strong cold and dry bias in most of the troposphere (Figs. 3.14b and 3.14d). The cold bias reaches -2.5 K in the low and mid-level troposphere and increases to almost -8 K in the upper troposphere near 200 hPa. The dry bias is confined in the low troposphere, below 550 hPa, peaking near 850 hPa at  $-1.75 \text{ g kg}^{-1}$ . At the surface, the dry bias still reaches  $-0.75 \text{ g kg}^{-1}$ . In terms of relative humidity (Fig. 3.14f), the cold temperature bias dominates and yields a strong wet bias above 850 hPa. In the upper troposphere, the relative humidity is overestimated by 20 to 30 %. Across the 3-month period, these biases are rather systematic (Figs. 3.14a and 3.14c), even though they are partly reduced during the suppressed phases (e.g., around 10 November).

The first suppressed phase before 15 October is slightly different : a warm bias develops above 250 hPa and the dry bias impacts a rather deep layer between 900 and 550 hPa.

The dry and cold bias is the strongest during the active phases of convection, possibly indicating a strong deficit in convective heating during those periods (about  $-5 \text{ K day}^{-1}$ ). It is partly confirmed by a slight underestimate of precipitation by about  $-1.4 \text{ mm day}^{-1}$  during the full period compared to the Q2-derived mean precipitation (not shown). Considering the water budget equation, and as the moisture convergence in the column is externally imposed by the large-scale forcing, we can infer, and verify, that surface evaporation is underestimated. CNRM-SCM6 strongly underestimates the surface latent heat flux by about  $-19 \text{ W m}^{-2}$  on average, and even more strongly during the active phases. This lack of evaporation is detrimental to convective activity and associated tropospheric heating through condensation. This leads to a cold troposphere. The lack of evaporation also yields a dry boundary layer and reduces the vertical moisture gradient. As a consequence, upward vertical advection during active phases yields a drier low- and mid-level troposphere than observed (the convection effect is mainly to dry the troposphere).

Note that the shape of the temperature and moisture bias profiles in the SST-Setup simulation (Fig. 3.14) is very similar to that in the CONTROL simulation (Fig. 3.4), indicating some robust behavior of CNRM-SCM6 that is not sensitive to the SCM setup (e.g., vertical gradients of temperature and humidity biases).

### **3.2.9.2 A2. Possible origin surface evaporation underestimate**

Both the TropFlux algorithm and CNRM-SCM6 use a bulk approach for the computation of surface fluxes, so that the surface latent heat flux is proportional to the surface wind speed and the surface layer moisture deficit to saturation.

The lowest part of the troposphere in the SST-Setup simulation is drier than in the CSU NSA observations (Fig. 3.14c), and therefore cannot explain the underestimate latent heat flux. The wind profiles are nudged towards the observed profiles (see section 3.2.3.2). There is some adjustment in the boundary layer between this relaxation and the turbulent mixing. In a sensitivity experiment, we prevent this adjustment through cancellation of the wind tendencies due to CNRM-SCM6 parameterizations. This has little effect on the surface latent heat flux (green curve on Fig. 3.15a).

As a consequence, the surface latent heat flux bias most likely does not arise from errors in the simulated mean profiles of moisture and wind. As mentioned in section 3.2.2, TropFlux fluxes are computed using bias-corrected ERA-Interim surface winds. There is some inconsistency between the CSU NSA surface wind speed estimates and those used in the TropFlux algorithm (Fig. 3.15c). The CSU NSA surface wind speed often reaches values  $1$  to  $2 \text{ m s}^{-1}$  weaker than the Tropflux wind speed. Even though this is consistent with weaker surface fluxes in CNRM-SCM6, there is no systematic relationship (i.e. no correlation) between the CNRM-SCM6-TropFlux surface wind speed and latent heat flux differences (not shown). Besides, a systematic increase of the surface wind by  $1$  or  $2 \text{ m s}^{-1}$  in the surface flux computations by CNRM-SCM6 only increases by about  $10$  to  $15 \text{ W m}^{-2}$  the surface latent heat flux (not shown).

TropFlux fluxes are computed on a  $1^\circ \times 1^\circ$  horizontal grid. The NSA latent heat flux is thus averaged over a large array (scale of about 800 km) and therefore also accounts for spatial variability at synoptic scale. The CNRM-SCM6 surface flux parameterization also does not account for meso-scale gustiness as TropFlux does. NSA subgrid synoptic-scale variability is also not taken into account. Note that the CNRM-SCM6 physics is also not scale-aware and therefore the SCM does not account for any horizontal resolution, except through its forcing

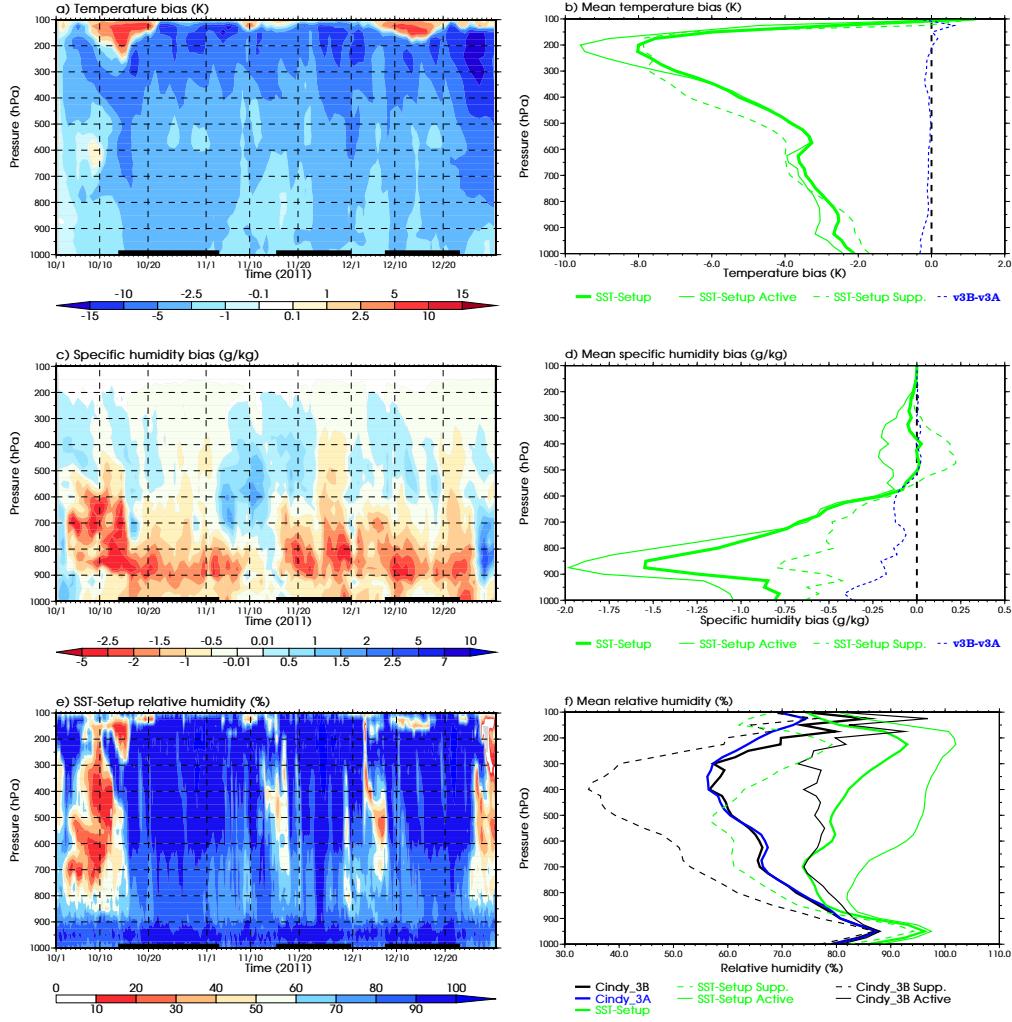


FIGURE 3.14 – Same as fig. 3.4, but for the SST-Setup simulation.

which is consistent with a specific scale. Besides, it is not obvious that these synoptic scale variability should be parameterized as it is expected to be resolved in the 3D model which targets resolution of the order of 10 to 100 km.

Figure (3.15b) shows a large variability of TropFlux surface latent heat fluxes in NSA at the 1° spatial scale, in particular during convectively-active phases. The spatial standard deviation reaches often 10 to 15 W m<sup>-2</sup>. This variability is partly driven by that of surface wind (Fig. 3.15c), which can reach 1.75 m s<sup>-1</sup>. The SSTs are also most of the time higher than 27°C (Fig. 3.1c), which, according to the gustiness correction in TropFlux (Cronin et al., 2006b), corresponds to an increase of the mean wind by 1.5 to 2 m s<sup>-1</sup>, equivalent to a 10 to 20 W m<sup>-2</sup> increase of the surface latent heat flux.

To conclude, the NSA subgrid-scale variability both at the meso and synoptic scales is likely to explain the origin of the significant surface evaporation underestimate in SST-imposed CNRM-SCM6 simulation. Note the drag coefficient in the surface flux calculations might also be at play. It remains beyond the scope of the present work to further address these issues and elucidate their respective contribution. It however has a first order impact on the SCM behavior and biases.

**Acknowledgments** We would like to thank Jean-Marcel Piriou, Jean-François Guérémy,

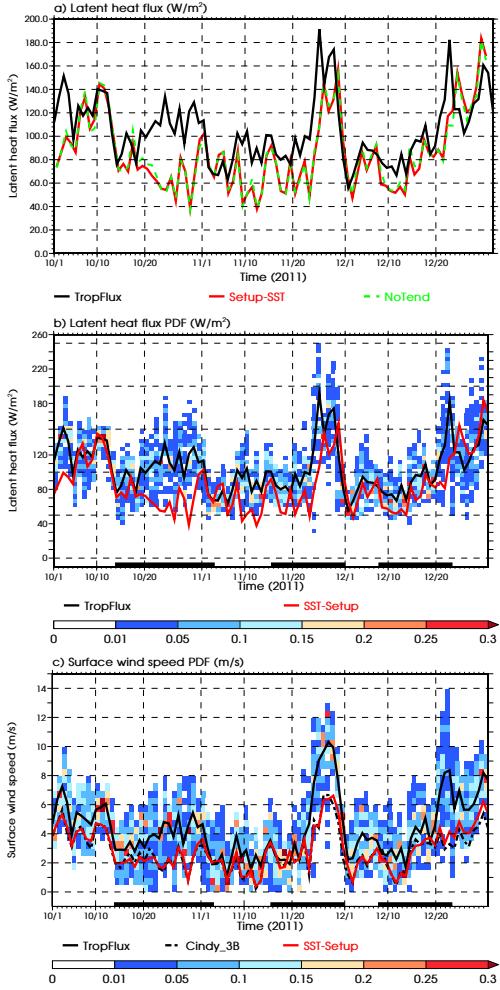


FIGURE 3.15 – (a) Time series of daily observed and simulated latent heat fluxes from TropFlux (black), SST-setup simulation (red) and SST-setup simulation without wind tendencies (green) ( $\text{W m}^{-2}$ ). (b) Time series of the normalized histogram of the  $1^\circ \times 1^\circ$  TropFlux latent heat fluxes over NSA (%). The NSA average from Tropflux latent heat flux is shown with the black line and the SST-Setup simulation latent heat flux with the red line. (c) Time series of the normalized histogram of the  $1^\circ \times 1^\circ$  TropFlux surface wind speed (%). The NSA average from Tropflux surface wind speed is shown with the black line, the SST-Setup simulation surface wind speed with the red line, and the NSA average CSU CINDY/DYNAMO dataset wind speed with the dashed black line ( $\text{m s}^{-1}$ ). The three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis.

Sophie Belamari, Dominique Bouniol and Gilles Bellon for stimulating discussions, and Antoinette Alias and all the CNRM CTI team for IT support. We also acknowledge the huge work performed by the CNRM climate model development team, which developed the physical package used in the present study. This work was supported by the DEPHY2 project, funded by the French national program LEFE/INSU. The CSU Array-Averaged Analysis Products were downloaded from [http://johnson.atmos.colostate.edu/dynamo/products/array\\_averages/index.html](http://johnson.atmos.colostate.edu/dynamo/products/array_averages/index.html). The TropFlux data is produced under a collaboration between Laboratoire d’Océanographie : Expérimentation et Approches Numériques (LOCEAN) from Institut Pierre Simon Laplace (IPSL, Paris, France) and National Institute of Oceanography/CSIR (NIO, Goa, India), and supported by Institut de Recherche pour le Développement (IRD, France). TropFlux relies on data provided by the ECMWF Re-Analysis interim (ERA-I) and ISCCP projects. The comments of Thorsten Mauritsen and one anonymous reviewer helped to greatly improve the manuscript.

### **3.3. Complément de l’article Abdel-lathif et al. (2018) : Evaluation d’ARPEGE-Climat sur le quadrilatère Sud (SSA)**

Dans l’article Abdel-lathif et al. (2018), nous avons évalué le modèle ARPEGE-Climat en termes de représentation de la convection sur le domaine NSA. En décrivant la campagne CINDY2011/DYNAMO, nous avons souligné le fait que l’organisation de la convection sur le domaine SSA est différente de celle de NSA. Dans le quadrilatère NSA, la convection est organisée et de type MJO alors qu’au niveau du quadrilatère SSA, elle est plus influencée par le passage de la ZCIT. Nous allons discuter dans cette partie les principales similitudes et différences en présentant dans cette partie une évaluation du comportement du modèle sur le domaine SSA avec les configurations SST-Setup (forcée par les SSTs) et CONTROL (forcée par les flux de surface). Bien que nous présentons dans cette partie l’essentiel du comportement du modèle sur le SSA qui est différent de NSA, il est à noter qu’une évaluation du modèle similaire à celle de NSA a été effectuée et les résultats non présentés dans ce complément sont en annexe de cette thèse.

#### **3.3.1. Evaluation de CNRM-SCM6 forcé par les SSTs**

L’évaluation du modèle forcé par les SSTs sur le domaine SSA montre que les conclusions obtenues sur le domaine NSA en termes de biais de température (biais en majorité froid sur toute la période) et d’humidité (biais en majorité humide) sont très robustes (Fig. 3.17). Cette évaluation montre également que le schéma de surface sous-estime les flux (Fig. 3.16b) quelque soit le type de convection observé. Les advections horizontales de température et d’humidité spécifique ainsi que la vitesse verticale de grande échelle étant toutes prescrites, cela se traduit aussi dans le domaine SSA par une bonne adéquation entre les précipitations observées et simulées (Fig. 3.16a).

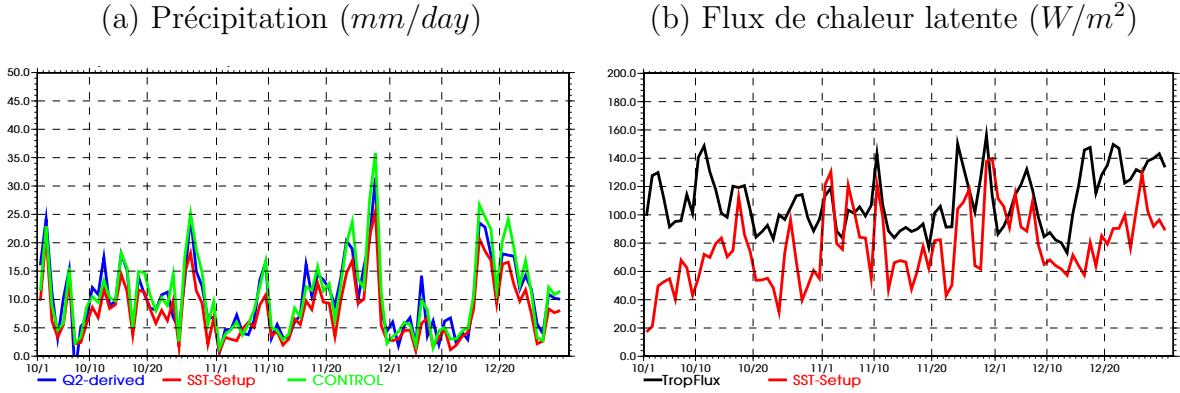


FIGURE 3.16 – (a) Evolution des précipitations (journalières), dérivées du bilan de  $Q_2$  (bleu), CNRM-SCM forcé par les SSTs (rouge) et forcé par les flux de surface (vert) sur la zone SSA ; (b) Evolution des flux de chaleur latente (journalier) Tropflux (noir) et CNRM-SCM forcé par les SSTs (COARE-3) (rouge) sur la zone SSA ( $W/m^2$ ). Période du 1<sup>er</sup> octobre au 31 décembre 2011.

### 3.3.2. Evaluation d'ARPEGE-Climat (1D) forcé par les flux de surface (CONTROL)

En mode forcé par les flux de surface, le modèle montre un comportement légèrement différent sur le domaine SSA notamment en termes de biais thermodynamiques. Pour rappel, dans le domaine NSA nous avons attribué une partie significative des biais de température et d'humidité à la sous-estimation des flux de surface. Les simulations forcées par les flux de surface dans le domaine NSA ont permis de réduire les biais froids et les biais secs des basses couches. Dans le domaine SSA, les biais thermodynamiques dépendent également de la sous-estimation des flux de surface. La prescription des flux de surface dans le domaine SSA montre en moyenne sur les trois mois, des biais chauds avec un maximum vers 300 hPa ( $\sim 5 K$ ) (Fig. 3.17a) et des biais humides sur toute la colonne de l'atmosphère (Fig. 3.17b). Ces biais d'humidité sont également supérieurs à ceux du domaine NSA.

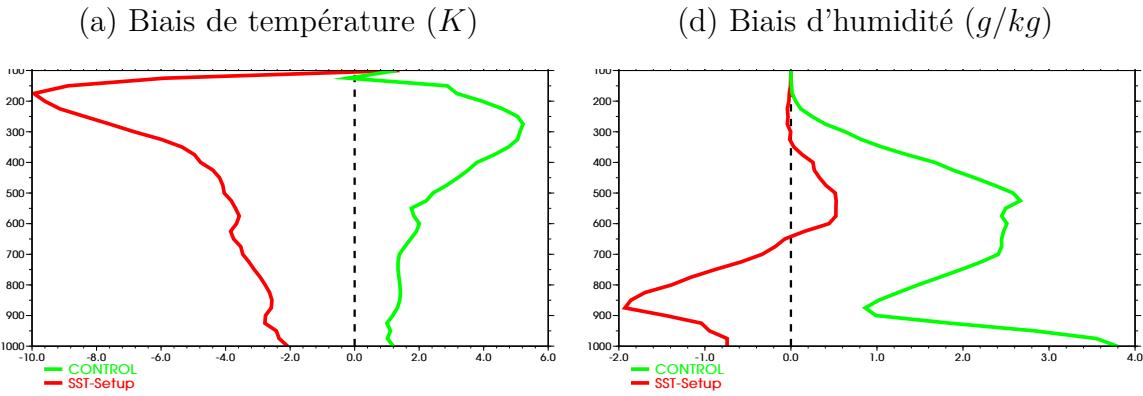


FIGURE 3.17 – Biais moyens de (a) température potentielle en  $K$  et (b) d'humidité spécifique en  $g kg^{-1}$  pour les simulations SST-Setup (rouge) et CONTROL (vert)

### 3.3.3. Analyse des profils de $Q_1$ et $Q_2$ observés et simulés

Les profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  dérivés des observations dans le domaine NSA présentent un pic maximum situé vers 400-500 hPa (Fig. 3.18a et 3.18c). Dans le domaine SSA,  $Q_1$  présente un pic maximum vers 400-500 hPa (Fig. 3.18b) comme c'est le cas dans NSA, cependant le pic

maximum de  $Q_2$  (environ  $-1.2 \text{ g kg}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ ) se situe près de l'altitude  $700 \text{ hPa}$  et un pseudo-pic maximum d'environ  $-1 \text{ g kg}^{-1} \text{ jour}^{-1}$  se situe vers  $400 \text{ hPa}$  (Fig. 3.18d). Ce décalage vertical entre les pics maxima de  $Q_1$  ( $400 \text{ hPa}$ ) et de  $Q_2$  ( $700 \text{ hPa}$ ) montre que le domaine SSA est caractérisé par des précipitations convectives (e.g., [Luo and Yanai, 1984](#); [Johnson et al., 2015](#)). En effet, le profil de  $Q_1$  de type top-heavy caractérisé par un maximum de chauffage vers  $400 \text{ hPa}$  est caractéristique de nuages convectifs matures (avec partie stratiforme) alors que le profil de  $Q_2$  de type bottom-heavy, caractérisé par un fort assèchement dans les basses couches, est caractéristique de nuages de convection peu profonde (nuages sans partie stratiforme) (e.g., [Hartmann et al., 1984](#); [Schumacher et al., 2004](#)). L'organisation de la convection dans le domaine NSA a permis de distinguer des phases de convection active avec une prédominance de régimes convectifs profonds et des phases de convection inactives avec très peu ou pas de convection profonde. Dans le SSA, cette distinction n'est pas possible.

Dans les observations, sur les deux domaines, les advections verticales équilibrent la partie physique ( $Q_1$  et  $Q_2$ ). L'advection horizontale de température est négligeable. Nous avons noté le rôle important de l'advection horizontale d'humidité dans le domaine NSA vers  $800 \text{ hPa}$  qui renforce l'assèchement par la convection peu profonde. Ce rôle de l'advection horizontale reste important dans le domaine SSA avec un maximum d'assèchement par les vents zonal et méridien s'effectuant vers  $600 \text{ hPa}$  (Fig. 3.18d).

Les figures 3.18c et 3.18d montrent que le modèle reproduit le même profil d'humidification que dans NSA. Bien que le fort assèchement par la convection profonde vers  $400 \text{ hPa}$  soit bien simulé dans les deux domaines, c'est surtout vers  $700 \text{ hPa}$  que le modèle pêche à représenter l'assèchement. Ce défaut est plus évident dans le SSA car c'est à ce niveau que l'assèchement est plus important dans les observations. C'est aussi à ce niveau qu'on retrouve le maximum de biais humide dans le domaine SSA dans la simulation CONTROL.

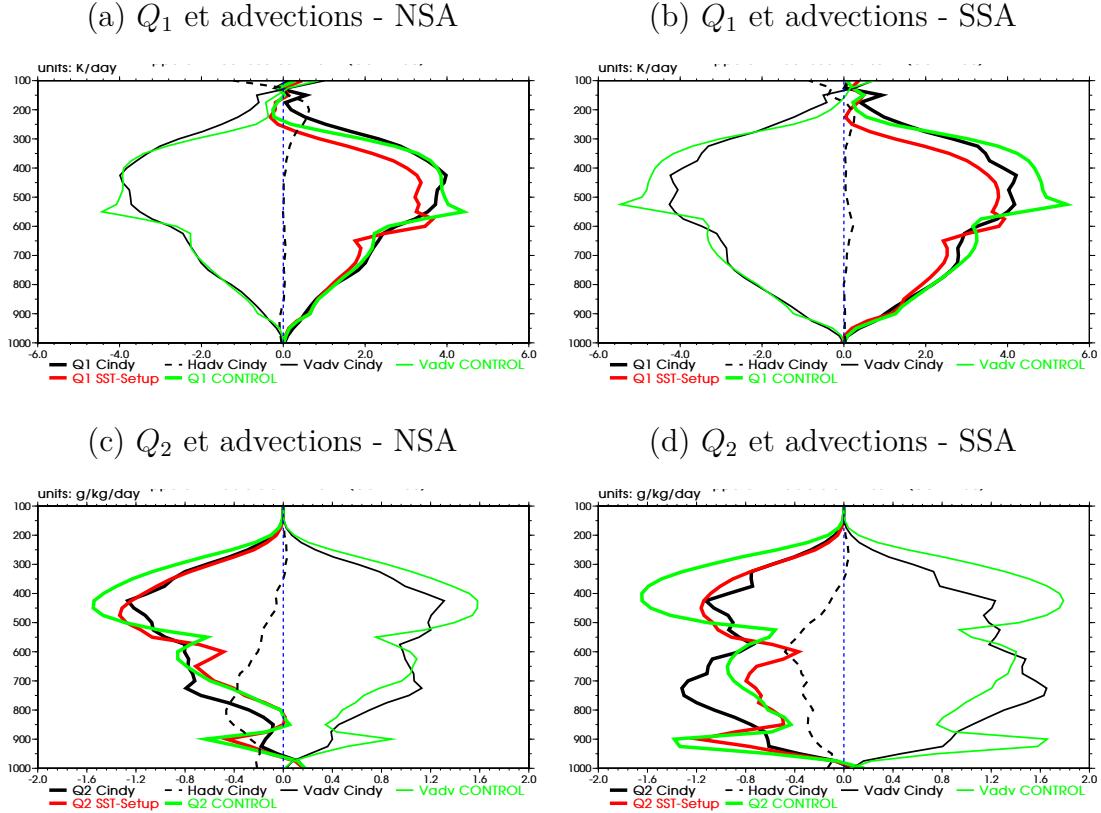


FIGURE 3.18 – Bilan d'énergie en moyenne sur les trois mois pour (a) NSA et (b) SSA ( $K \text{ jour}^{-1}$ ). Les observations sont en noir et la simulation CONTROL en vert;  $Q_1$ , l'advection horizontale de température et l'advection verticale de température sont respectivement en trait épais, tiret et trait fin. On note que l'advection verticale de température calculée comme celle de la température multipliée par  $\pi = \left(\frac{p}{1000}\right)^{R/C_p}$ , pour être comparable à  $Q_1$ . (c) et (d) idem que (a) et (b) respectivement mais pour le bilan d'eau ( $g \text{ kg}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ ).

La distribution verticale des profils de  $Q_1$  sur le domaine SSA conforte la robustesse des défauts notés dans le domaine NSA, notamment en termes de sous-estimation de l'occurrence du refroidissement radiatif entre la surface et 300 hPa environ (non montré). Cependant au-dessus de 300 hPa, le modèle simule une bonne occurrence des évènements refroidissants. On note aussi qu'au niveau du SSA, le modèle montre une bonne distribution des profils de  $Q_1$  autour de la moyenne à la différence du NSA où la majorité des profils sont proches de zéro.

Les défauts notés en termes de distribution verticale des profils de  $Q_2$  restent cependant très robustes avec notamment une non représentation par le modèle des évènements qui assèchent la couche 900-400 hPa et d'intensité située en  $-8$  et  $-4 \text{ g kg}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ . Le constat est identique pour les évènements qui humidifient au dessus de 900 hPa et qui ont une intensité supérieure à  $2 \text{ g kg}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ .

Afin de pousser plus loin la comparaison des défauts du modèle, en termes de variabilité des profils de chauffage et d'humidification entre les deux domaines de la campagne CINDY2011/DYNAMO, les mêmes diagnostics (notamment l'ACP) ont été appliqués sur le domaine SSA. Des résultats similaires ont été obtenus en termes de forme des profils de variabilité dominante mais aussi en termes de variance expliquée par les principaux modes (premier et deuxième). Dans les observations, la décomposition de la convection en 8 régimes convectifs

ne donne pas les mêmes profils que ceux de NSA surtout pour les phases de refroidissement radiatif. Au niveau du domaine SSA, on ne retrouve du refroidissement radiatif qu'en altitude (au-dessus de 300 hPa). Il n'y a également pas de refroidissement dans les basses couches (Fig. 3.19a). Le modèle simule toutefois des profils (Fig. 3.19b) assez proches de ceux du domaine NSA avec notamment un profil de refroidissement radiatif qui ne figure pas dans les profils dérivés des observations de SSA. Dans les basses couches, le modèle surestime le chauffage. Ce défaut est également noté dans le NSA.

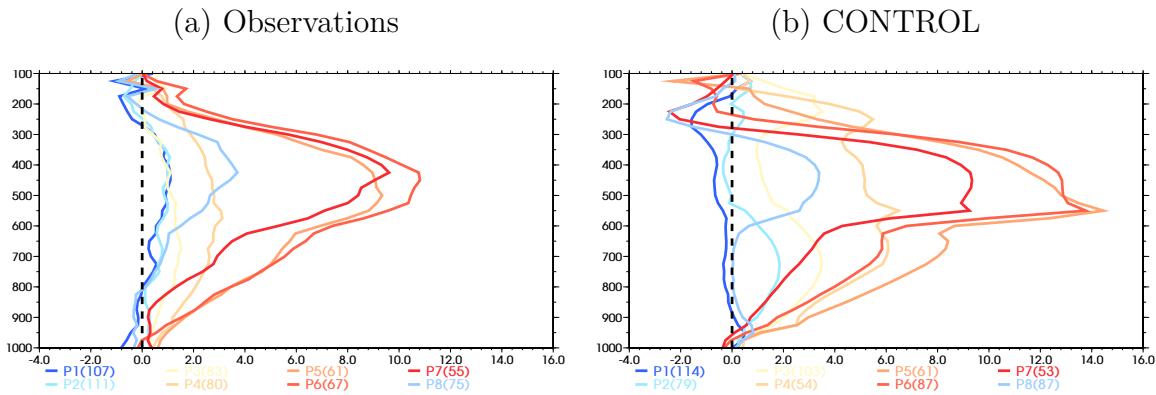


FIGURE 3.19 – Profils des phases de  $Q_1$ , (a) les observations et (b) simulation CONTROL. Les profils de chaque phase sont basés sur un composite de  $Q_1$  reconstruit à partir des deux premières EOFs. Les nombres entre parenthèses correspondent aux nombres d'événements utilisés pour le calcul associé à chaque phase.

Ces défauts notés sur les profils des 8 régimes définis à partir de  $Q_1$  se retrouvent évidemment sur le cycle de vie de la convection du domaine SSA (Fig. 3.20b). On notera en début de cycle de vie de la convection une phase de refroidissement radiatif simulée par le modèle et qui rappelle plutôt le cycle de vie du domaine NSA. Cela montre un petit peu la difficulté qu'a le modèle à reproduire un cycle de vie de la convection qui soit cohérent avec le type de convection sur le SSA. Le modèle a tendance à rester sur le même cycle de vie de la convection quelque soit le type de convection. Cela s'aperçoit sur le composite de  $Q_2$  (Fig. 3.20d) où le modèle n'arrive pas à reproduire la bande d'assèchement au dessus de 500 hPa mais on note à la place une nette distinction entre phase active et phase inactive de la convection comme dans le NSA.

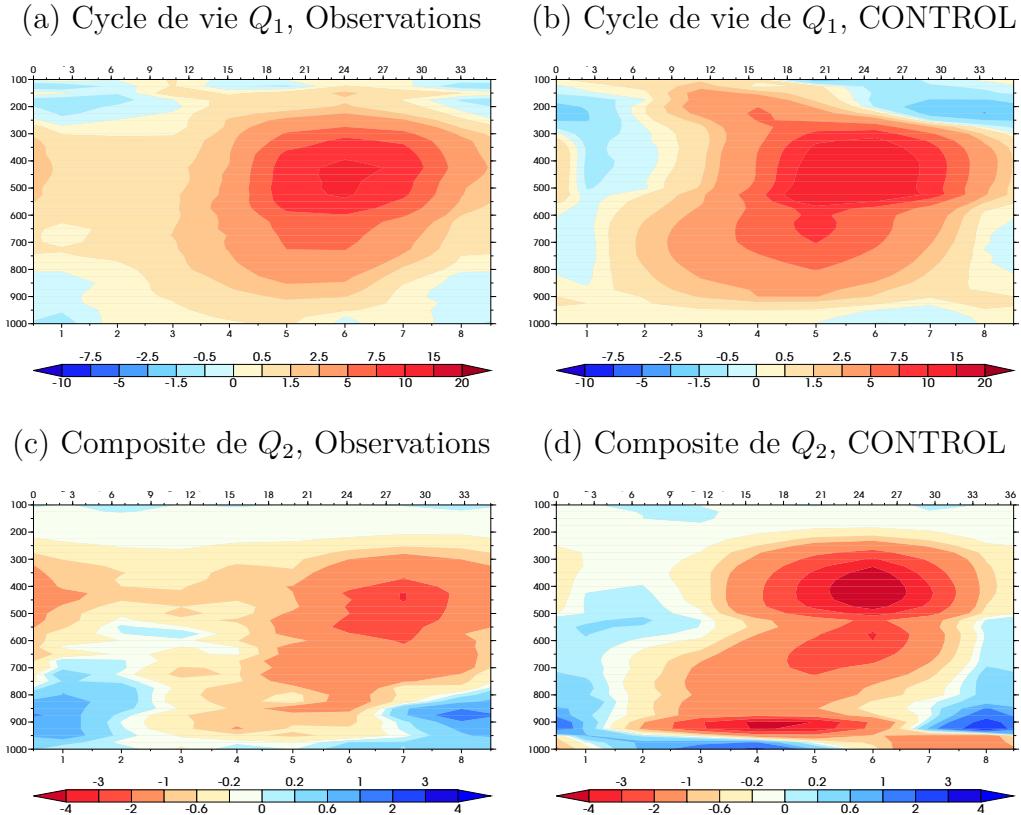


FIGURE 3.20 – Cycle de vie de  $Q_1$ , (a) les observations et (b) simulation CONTROL ; composites de  $Q_2$  pour les (c) observations et (d) simulation CONTROL. L’axe des x correspond au temps (phase) et l’axe des y correspond aux niveaux pressions. Le rouge indique un chauffage pour  $Q_1$  et un assèchement pour  $Q_2$  tandis que le bleu indique un refroidissement et une humidification pour  $Q_2$ .

**CE QU'IL FAUT RETENIR DU CHAPITRE 3**

- Une évaluation de la nouvelle physique du modèle ARPGE-Climat a été menée en mode unicolonne (advection horizontale et vitesse verticale prescrite) sur les domaines nord (NSA) et sud (SSA) de la campagne CINDY2011/DYNAMO.
- Deux protocoles ont été utilisés et comparés pour traiter les conditions aux limites à la surface de l'océan : prescrire les flux "observés" (Tropflux) ou prescrire les SST observées et estimer les flux (en utilisant les mêmes formules bulk que dans l'algorithme Tropflux).
- Prescrire la SST induit une forte sous-estimation de l'évaporation en surface, ce qui inhibe la convection et se traduit par des biais froids et secs plus ou moins prononcés selon l'altitude. Ce défaut majeur suggère une incohérence possible entre les vents observés pendant CINDY2011/DYNAMO et les vents utilisés par Tropflux, mais surtout une variabilité spatiale de ces vents au sein du domaine NSA qui est de taille trop importante pour travailler en mode SST prescrite.
- Le protocole en flux permet d'obtenir des résultats plus réalistes, malgré un biais froid dans la haute troposphère (vers 200 hPa) et des biais humides en surface et au-dessus de 700 hPa.
- L'analyse des profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  et leur décomposition en contributions liées à la convection, la turbulence, la condensation/évaporation de grande échelle et le rayonnement (pour  $Q_1$ ) permet d'affiner le diagnostic et de pointer quelques problèmes spécifiques tels que la surestimation du refroidissement au sommet des nuages hauts, la sous-estimation de l'altitude et de l'intensité de la convection, et la forte discontinuité au niveau des phases mixtes eau–glace.
- Malgré ces défauts, le modèle s'avère capable de simuler la séquence composite observée des profils de  $Q_1$  utilisés pour caractériser le cycle de vie de la convection.
- Cette séquence met en exergue la forte contribution des phases actives de la convection aux erreurs systématiques du modèle, même si la variabilité des profils de  $Q_1$  manque par ailleurs de variabilité pendant les phases inactives.
- Les analyses complémentaires réalisées sur le domaine SSA (moins influencé par la MJO) montrent des biais plus importants (mais cohérents avec les biais constatés sur le domaine NSA) puisque le forçage en flux aboutit ici à une surestimation de l'activité convective et des précipitations. Le modèle fait très souvent des régimes de convection profonde au détriment des phases de convection peu profonde.



## Chapitre 4

# Représentation de la convection pendant CINDY2011/DYNAMO dans des *Hindcasts* d'ARPEGE

## Sommaire

---

4.1	Représentativité spatio-temporelle de la campagne CINDY-2011/ DYNAMO . . . . .	86
4.1.1	Biais thermodynamiques . . . . .	86
4.1.2	Circulation de Hadley . . . . .	88
4.1.3	Circulation de Walker . . . . .	89
4.1.4	Précipitations . . . . .	91
4.2	Correspondance entre les configurations 1D, Transpose-AMIP et AMIP . . . . .	93
4.2.1	Biais thermodynamiques . . . . .	93
4.2.2	Biais dans la circulation de grande échelle . . . . .	94
4.2.3	Précipitations sur l'Océan Indien tropical . . . . .	96
4.2.4	Zoom sur le domaine NSA . . . . .	98
4.3	Origine des biais sur le domaine NSA . . . . .	105
4.3.1	Analyse du bilan d'énergie . . . . .	106
4.3.2	Analyse du bilan d'eau . . . . .	109
4.4	Représentation de la MJO pendant CINDY2011/DYNAMO . . . . .	109
4.4.1	Diagramme de Hovmöller . . . . .	109
4.4.2	Prévision de l'activité MJO . . . . .	111

---

L'objectif principal de ce chapitre est d'évaluer la capacité du modèle ARPEGE-Climat à représenter la variabilité spatio-temporelle de la convection tropicale. Afin de mieux comprendre l'origine des biais, on s'appuiera sur un jeu de prévisions à 20 jours initialisées à partir des analyses du Centre Européen de Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (CEPMMT ou ECMWF en anglais). Ce mode « Transpose-AMIP » représente un maillon intermédiaire entre les évaluations en mode 1D (dynamique prescrite) et celles en mode AMIP (dynamique non contrainte). La question du spin-up éventuel des simulations 3D initialisées peut dans la pratique s'avérer pénalisante et il convient d'analyser finement le comportement du modèle à différentes échéances pour tenter de comprendre la mise en place des biais obtenus en mode AMIP, avant que la dynamique simulée ne s'éloigne fortement de la solution observée.

Le focus porte ici encore sur l'océan Indien et la campagne CINDY2011/DYNAMO, de manière à comparer les prévisions réalisées avec le résultats obtenus en mode unicolonne au chapitre 3. Nous questionnons dans un premier temps la représentativité spatio-temporelle de cette campagne pour documenter plus généralement les biais systématiques du modèle dans la ceinture tropicale. Nous vérifions également la capacité du mode transpose-AMIP à tendre vers les biais identifiés en mode AMIP (sans initialisation) au fur et à mesure des échéances de nos prévisions. Nous nous focalisons ensuite à nouveau sur le domaine NSA de la campagne pour tenter de comprendre la mise en place des biais du modèle, en comparant notamment les bilans d'eau et d'énergie simulés à plus ou moins longue échéance. Nous pourrons ensuite stratifier les biais selon les phases active et inactive de la convection pour aller un peu plus loin dans la compréhension des processus mis en œuvre et discuter de leur contribution aux erreurs systématiques évaluées sur l'ensemble de la campagne voire au-delà du domaine CINDY2011/DYNAMO. Enfin, nous élargissons rapidement la perspective et évaluons la capacité du modèle à reproduire la MJO observée d'octobre à décembre 2011 et sa propagation de l'océan Indien vers l'océan Pacifique.

## 4.1. Représentativité spatio-temporelle de la campagne CINDY-2011/ DYNAMO

Bien qu'une évaluation ciblée du modèle ARPEGE-Climat sur l'océan Indien tropical pendant la campagne CINDY2011/DYNAMO représente en soi un objectif légitime, la portée d'une telle analyse dépend de sa capacité à documenter les biais systématiques du modèle à d'autres périodes et dans d'autres régions tropicales. C'est ce que nous nous proposons ici de vérifier brièvement tout en rappelant les grands traits de la circulation et des précipitations tropicales. Il s'agit notamment de comparer, en mode AMIP, les erreurs estimées seulement sur la région de l'océan Indien ( $70\text{-}80^{\circ}\text{E}$ ) et la période (octobre à décembre 2011) couvertes par la campagne CINDY2011/DYNAMO aux biais systématiques évalués sur l'ensemble des régions tropicales et de la période 1979-2011.

### 4.1.1. Biais thermodynamiques

En moyenne zonale ( $0\text{-}360^{\circ}\text{E}$ ) et annuelle sur la période 1979-2011, le modèle ARPEGE-Climat est généralement froid sur toute la troposphère tropicale (Fig. 4.1a). Les biais de température sont faibles dans les basses couches ( $\sim -1\text{ K}$ ) entre  $20^{\circ}\text{S}$  et  $20^{\circ}\text{N}$ , puis ils augmentent progressivement avec l'altitude (-2 à  $-3\text{ K}$  dans la couche  $700\text{-}300\text{ hPa}$  et inférieurs à  $-3\text{ K}$  vers  $200\text{ hPa}$ ). Les profils climatologiques de température (isolignes) montrent que le gradient vertical de température est relativement proche des réanalyses, même si la tropopause du modèle

(zone de fort gradients de température potentielle en altitude) est un peu trop élevée.

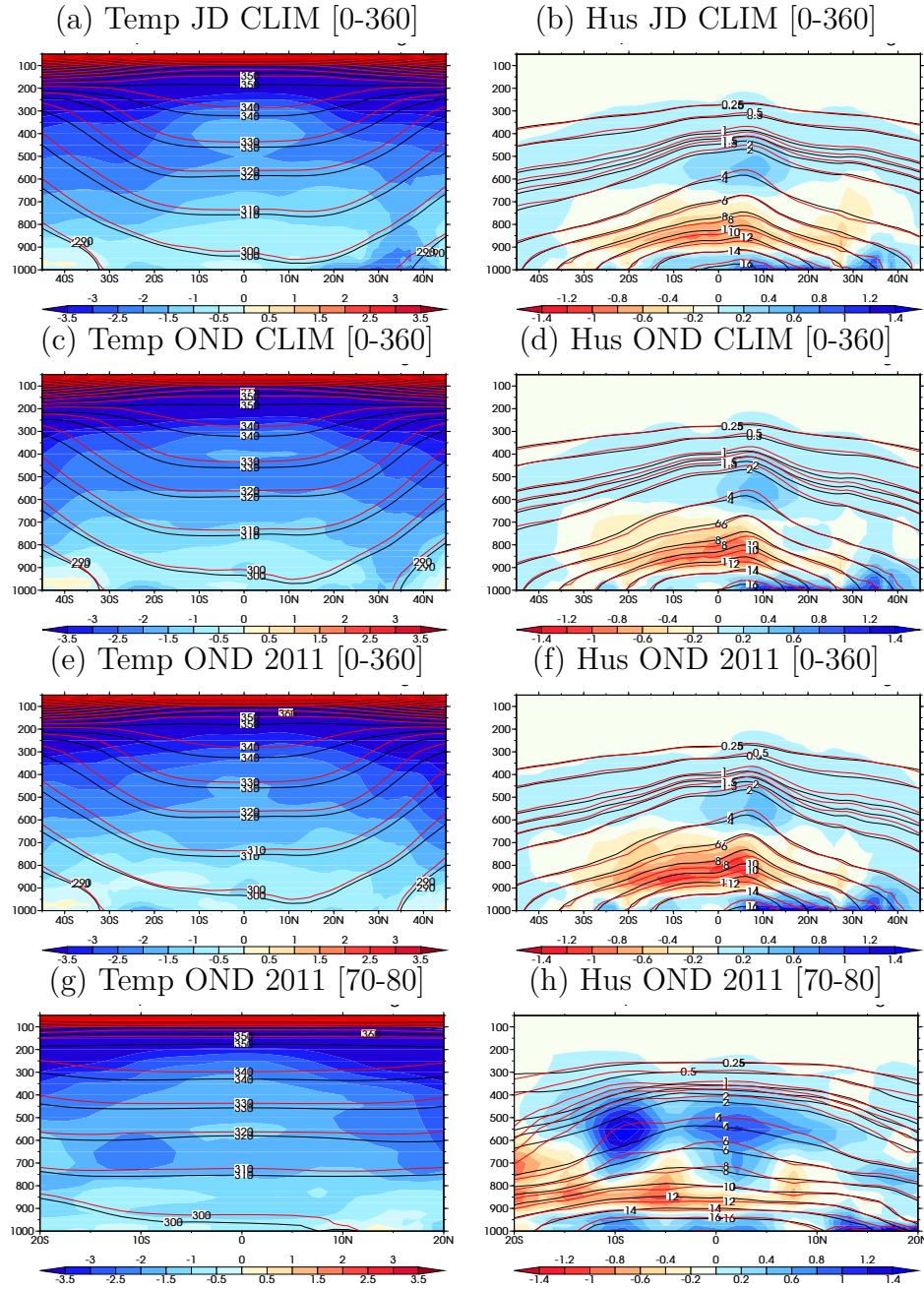


FIGURE 4.1 – *Biais de température potentielle en K (gauche) et biais d'humidité spécifique en  $g \text{ kg}^{-1}$  (droite); moyenne zonale globale (a-f) et moyenne zonale sur  $70\text{--}80^\circ\text{E}$  (g et h) pour le mode AMIP. JD désigne les moyennes sur toute l'année (janvier-décembre), OND les moyennes sur la saison octobre-décembre. CLIM désigne les moyennes climatologiques pour la période de 1979 à 2011 et OND 2011 désigne les moyennes de la saison OND de l'année 2011.*

Toujours sur toute la ceinture tropicale et toute la période 1979-2011, on note par ailleurs des biais humides ( $0,6\text{--}1,4 \text{ g } \text{kg}^{-1}$ ) près de la surface (Fig. 4.1b). Le modèle est au contraire trop sec dans la couche  $900\text{--}700 \text{ hPa}$  avec des valeurs maximales dans la bande  $30^\circ\text{S} \text{--} 30^\circ\text{N}$  (environ  $-1,2 \text{ g } \text{kg}^{-1}$ ). Au-dessus de  $700 \text{ hPa}$ , le modèle redevient trop humide sur toute la bande

tropicale jusqu'à environ 200 hPa, niveau à partir duquel les biais d'humidité deviennent faibles en valeur absolue en raison de la raréfaction de la vapeur d'eau.

Cette structure des biais de température et d'humidité atmosphérique en moyenne annuelle varie peu d'une saison à l'autre (cf. Fig. 4.1c–d pour la saison OND) ou d'une année sur l'autre (cf. Fig. 4.1e–f pour la saison OND 2011). Ce résultat indique que la réalisation de simulations Transpose-AMIP pendant la période d'observation intensive de la campagne CINDY2011/DYNAMO peut fournir des informations robustes sur les biais systématiques du modèle. Sur le plan de la représentativité spatiale, le secteur 70–80°E de l'océan Indien (Fig. 4.1g–h) est également assez révélateur des problèmes qui se posent plus généralement sous les tropiques. Néanmoins, il présente quelques spécificités tel qu'un biais froid moins prononcé en moyenne troposphère et un biais humide plus marqué dans la couche 600–400 hPa. Cette modulation des biais pourrait être la signature d'une convection tropicale particulièrement active.

#### 4.1.2. Circulation de Hadley

En moyenne zonale globale et pluriannuelle, la climatologie ERA-Interim de vitesse verticale et du vent méridien (Fig. 4.2a) montre la structure générale de la circulation de Hadley. On distingue une zone de forte ascendance située en moyenne entre 15°S et 15°N et des zones de subsidence situées dans la bande 15–45° de chaque hémisphère. En lien avec la position climatologique de la zone de convergence inter-tropicale (ZCIT), le maximum d'ascendance se situe vers 10°N. Cette zone constitue également une zone de maximum de convergence des circulations méridiennes de surface, et de divergence en altitude. Les circulations méridiennes des basses couches et d'altitude relient les branches ascendantes proches de l'équateur aux branches subsidentes situées de part et d'autre et constituent ensemble les deux cellules de la circulation méridienne de Hadley (cf. section 1.1.3).

En mode AMIP (1979–2011), le modèle ARPEGE-Climat reproduit assez bien les grandes structures de la circulation tropicale en moyenne zonale (Fig. 4.2b). On note cependant une sur-estimation des cellules de Hadley et notamment de l'intensité des ascendances en moyenne troposphère au dessus de la ZCIT (Fig. 4.2c). La convection n'est pas assez étalée sur la verticale. En termes de circulation méridienne, le modèle se comporte relativement bien dans les basses couches. On note cependant une sur-estimation de l'intensité des cellules de Hadley, notamment pour la partie ascendante en moyenne troposphère (Fig. 4.2c). En termes de circulation méridienne, on observe un divergence trop forte et trop pincée vers 200 hPa. A l'instar de ce qui a été montré pour les biais de température et d'humidité, la structure climatologique des biais en moyenne zonale est relativement robuste et apparaît aussi pendant la saison OND (Fig. 4.2d–f), y compris pendant l'année 2011 (Fig. 4.2g–i) qui fera l'objet de nos simulations Transpose-AMIP.

En effectuant un zoom sur le secteur 70–80°E de l'océan Indien tropical, on note malgré tout de fortes spécificités régionales de la circulation tropicale (Fig. 4.2j–k) avec une zone de forte ascendance plus active qu'en moyenne zonale entre 15°S et 15°N et des vitesses verticales pouvant atteindre  $-55 \text{ hPa jour}^{-1}$  voire plus. Les subsidences sont aussi plus intenses, de même que les circulations méridiennes. Le maximum de convergence (divergence) des vents méridiens dans les basses couches (en altitude) se situe au niveau de l'équateur. Les biais d'ARPEGE-Climat (Fig. 4.2l) montrent des similarités avec les biais climatologiques en moyenne zonale mais en exacerbant certaines caractéristiques telles qu'une forte sur-estimation des ascendances en moyenne et haute troposphère au dessus de la ZCIT.

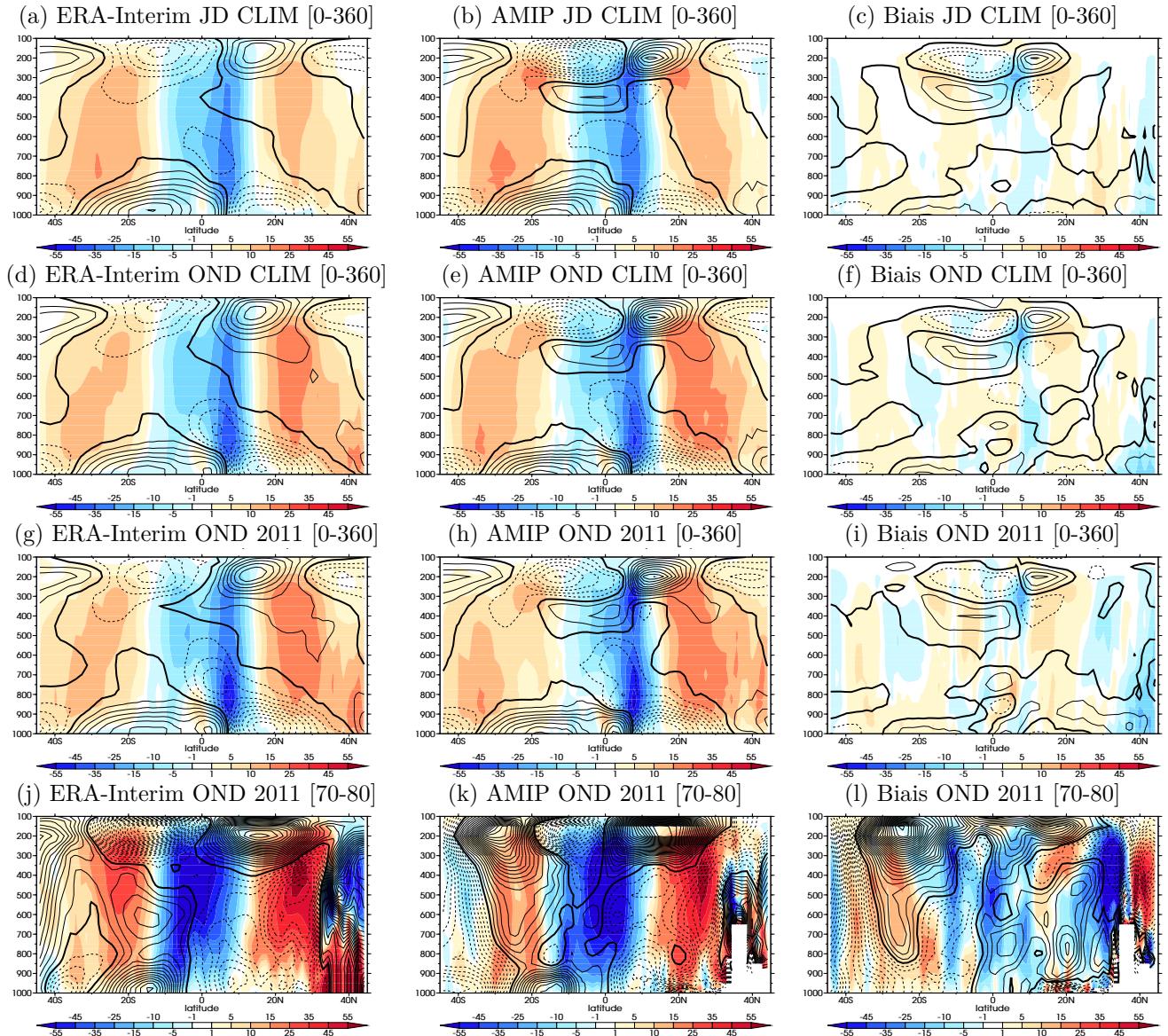


FIGURE 4.2 – Vitesse verticale en couleur ( $hPa \text{ jour}^{-1}$ ) et vent méridien en contour ( $1 \text{ contour tous les } 0,25 \text{ m s}^{-1}$ ), le contour zéro est en trait plein épais, les valeurs positives en trait plein et négatives en pointillé, moyenne zonale globale (a-i) et sur  $70\text{--}80^\circ\text{E}$  (j-l). Réanalyse ERA-Interim (gauche), simulation AMIP (milieu) et biais AMIP (AMIP - ERA-Interim) (droite); la première ligne désigne les moyennes sur toute l'année pour la période de 1979 à 2011, la deuxième ligne correspond à la climatologie de la saison octobre-décembre de 1979 à 2011, la troisième ligne correspond à la saison Octobre-Décembre 2011 et la dernière ligne correspond à la moyenne zonale sur  $70\text{--}80^\circ\text{E}$  de la saison octobre-décembre 2011.

#### 4.1.3. Circulation de Walker

La climatologie ERA-Interim de la vitesse verticale ( $hPa \text{ jour}^{-1}$ ) et du vent zonal ( $m \text{ s}^{-1}$ ) en moyenne méridienne sur la bande  $5^\circ\text{S}\text{--}5^\circ\text{N}$  (Fig. 4.3a) permet d'identifier les zones d'ascendance (en bleu) et de subsidence (en rouge) associées à la circulation de Walker, et de situer la région de l'océan Indien ( $70\text{--}80^\circ\text{E}$ ) correspondant à la campagne CINDY2011/DYNAMO dans cet environnement de grande échelle. En moyenne pluriannuelle, le pôle convectif du continent maritime ( $40\text{--}180^\circ\text{E}$ ) est le plus actif des trois pôles continentaux de convection. Les zones

de subsidence sont situées à l'ouest de chacun de ces pôles. La plus importante en termes d'extension est-ouest et d'intensité se situe entre 80 et 180°W. Les ascendances sont associées à une convergence des vents zonaux dans les basses couches et de divergence en altitude. Ces circulations zonales relient les branches ascendantes aux branches subsidentes et forment les cellules de Walker. Sur le plan de la climatologie annuelle, la campagne CINDY2011/DYNAMO se situe un peu à l'est d'une zone de transition entre une cellule descendante et une cellule ascendante, avec un cisaillement important du vent zonal sur la verticale.

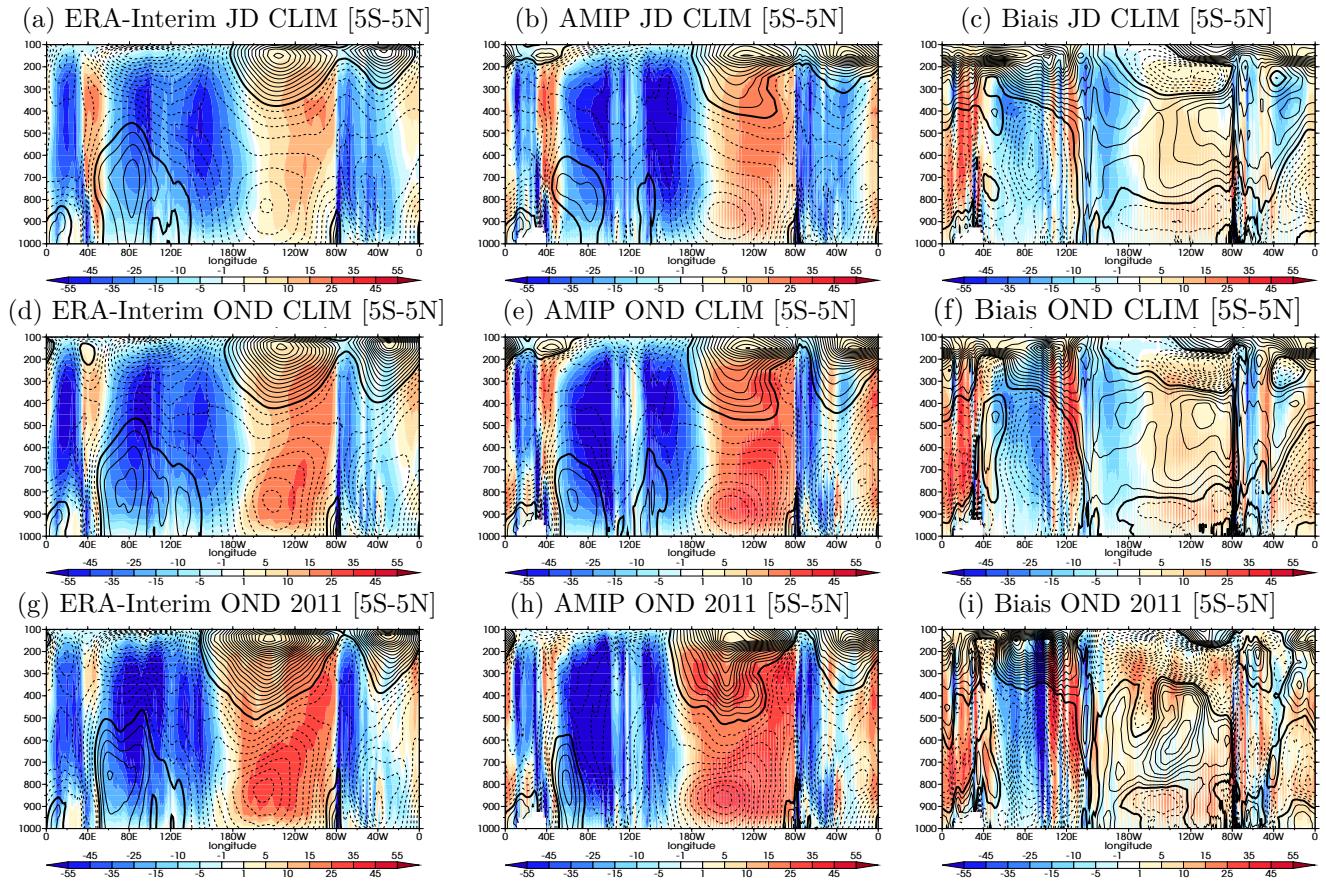


FIGURE 4.3 – *Idem Fig. 4.2* mais pour la moyenne méridienne sur la bande 5°S–5°N de la vitesse verticale en couleur ( $\text{hPa jour}^{-1}$ ) et le vent zonal en contour (un contour tous les 1  $\text{m s}^{-1}$  pour les moyennes et 1 contour tous les 0,5  $\text{m s}^{-1}$  pour le biais), le contour zéro est en trait plein épais, les valeurs positives en trait plein et négatives en pointillé; ERA-Interim (gauche), AMIP (milieu) et biais AMIP (droite).

En mode AMIP (1979-2011), le modèle ARPEGE-Climat reproduit les grands traits de la circulation de Walker (Fig. 4.3b) mais sur-estime l'intensité des ascendances au niveau des pôles convectifs du continent maritime et de l'Amazonie, et les sous-estime sur le pôle convectif de l'Afrique centrale (Fig. 4.3c). La sous-estimation sur l'Afrique est particulièrement marquée dans la basse troposphère; quant aux sur-estimations sur le continent maritime et sur l'Amazonie, elles sont surtout marquées dans la haute troposphère. Ces biais systématiques sont conformes aux biais mis en évidence sur les circulations de Hadley et paraissent là encore être associés à une mauvaise représentation de la convection profonde. En lien avec les erreurs constatées sur la vitesse verticale, l'intensité des vents zonaux est généralement sous-estimée

en altitude comme dans les basses couches.

Les biais obtenus sur la saison OND (Fig. 4.3d-f) sont représentatifs des biais estimés en moyenne annuelle, y compris lorsque les calculs sont seulement effectués sur l'année 2011 (Fig. 4.3g-i). La saison OND montre néanmoins une circulation de Walker légèrement plus active à l'équateur, en lien avec la migration saisonnière de la ZCIT. Les circulations sont particulièrement exacerbées pendant la période d'observation CINDY2011/DYNAMO, mais les biais constatés restent très cohérents avec les biais climatologiques décrits précédemment.

La saison OND 2011 semble donc particulièrement adaptée à la réalisation de simulations Transpose-AMIP pour la compréhension des biais tropicaux dans le modèle ARPEGE-Climat. De telles simulations complètent avantageusement l'évaluation en mode 1D réalisée sur la campagne CINDY2011/DYNAMO qui, si elle reste représentative des faiblesses du modèle concernant la simulation de la convection tropicale, se situe du point de vue climatologique dans une zone de fort cisaillement pouvant moduler le comportement du modèle.

#### 4.1.4. Précipitations

La climatologie des précipitations tropicales suit la migration saisonnière de la ZCIT. Pendant la saison OND, la climatologie TRMM estimée sur la période 1998-2011 (Fig. 4.4a) montre une ZCIT plus pincée sur l'Atlantique et le Pacifique équatorial que sur l'océan Indien. En lien avec la circulation de Walker précédemment décrite, on note une zone de fortes précipitations sur le continent maritime et des précipitations moindres dans les zones de subsidence que représentent l'est du Pacifique tropical et l'ouest de l'océan Indien. Sur cette même période, le modèle ARPEGE-Climat montre d'une façon générale une bonne répartition des précipitations OND sur l'ensemble des tropiques (Fig. 4.4b). Les précipitations sont toutefois surestimées à l'est du continent maritime, le long des régions montagneuses situées sur la côte est du continent sud américain et quelque peu sur l'Afrique.

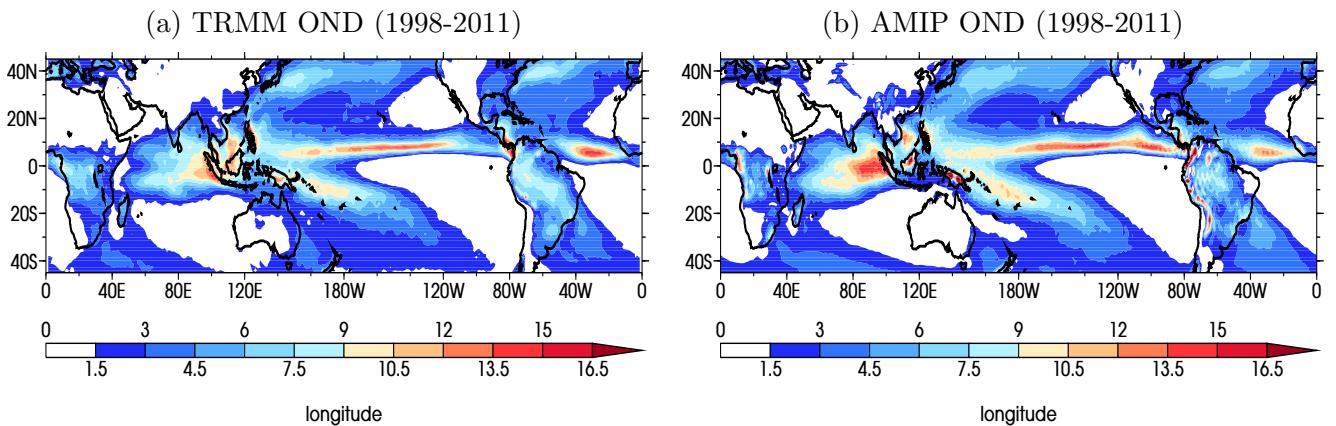


FIGURE 4.4 – Précipitations ( $\text{mm jour}^{-1}$ ) TRMM 3B42 v7 (a) et AMIP (b), moyenne climatologique de la saison octobre-décembre de 1998 à 2011.

En effectuant un zoom sur le bassin de l'océan Indien tropical (toujours pendant la saison OND), on note sans surprise que les données TRMM (Fig. 4.5a) montrent un maximum de précipitations dans la région où l'on observe les fortes ascendances sur le continent maritime entre  $40^{\circ}\text{E}$  et  $180^{\circ}\text{E}$  (Fig. 4.3a). Le modèle montre une répartition des précipitations assez proche des observations (Fig. 4.3b) malgré une surestimation des précipitations sur les reliefs à l'ouest de Sumatra ainsi que sur une grande partie de l'océan Indien avec des biais plus marqués

à l'est du bassin. La zone de biais maximal est confinée le long de l'équateur ( $\sim 3 \text{ mm jour}^{-1}$ ) ainsi que vers  $10^{\circ}\text{S}$  en lien avec un dédoublement excessif de la ZCIT à l'ouest du bassin.

Malgré la forte variabilité interannuelle des précipitations tropicales, la répartition spatiale des biais est assez similaire lorsqu'on se focalise sur la saison OND 2011 correspondant à la campagne CINDY2011/DYNAMO (Fig 4.5d-f), même si le modèle reproduit plus ou moins bien les anomalies observées cette année là (Fig. 4.5g-i) avec des précipitations au-dessus de la normale sur une grande partie de l'océan Indien tropical, y compris sur le secteur NSA de la campagne de mesure. Cette forte activité de la ZCIT est cohérente avec la forte activité de la MJO observée pendant CINDY2011/DYNAMO. Ainsi la saison OND 2011 se prête bien à l'analyse des biais de précipitation du modèle ARPEGE-Climat, qui seront toutefois un peu plus marqués qu'en valeur climatologique. On note que les précipitations sont le plus souvent sur-estimées dans la ZCIT, de manière cohérente avec des ascendances trop fortes (Fig. 4.2 et 4.3).

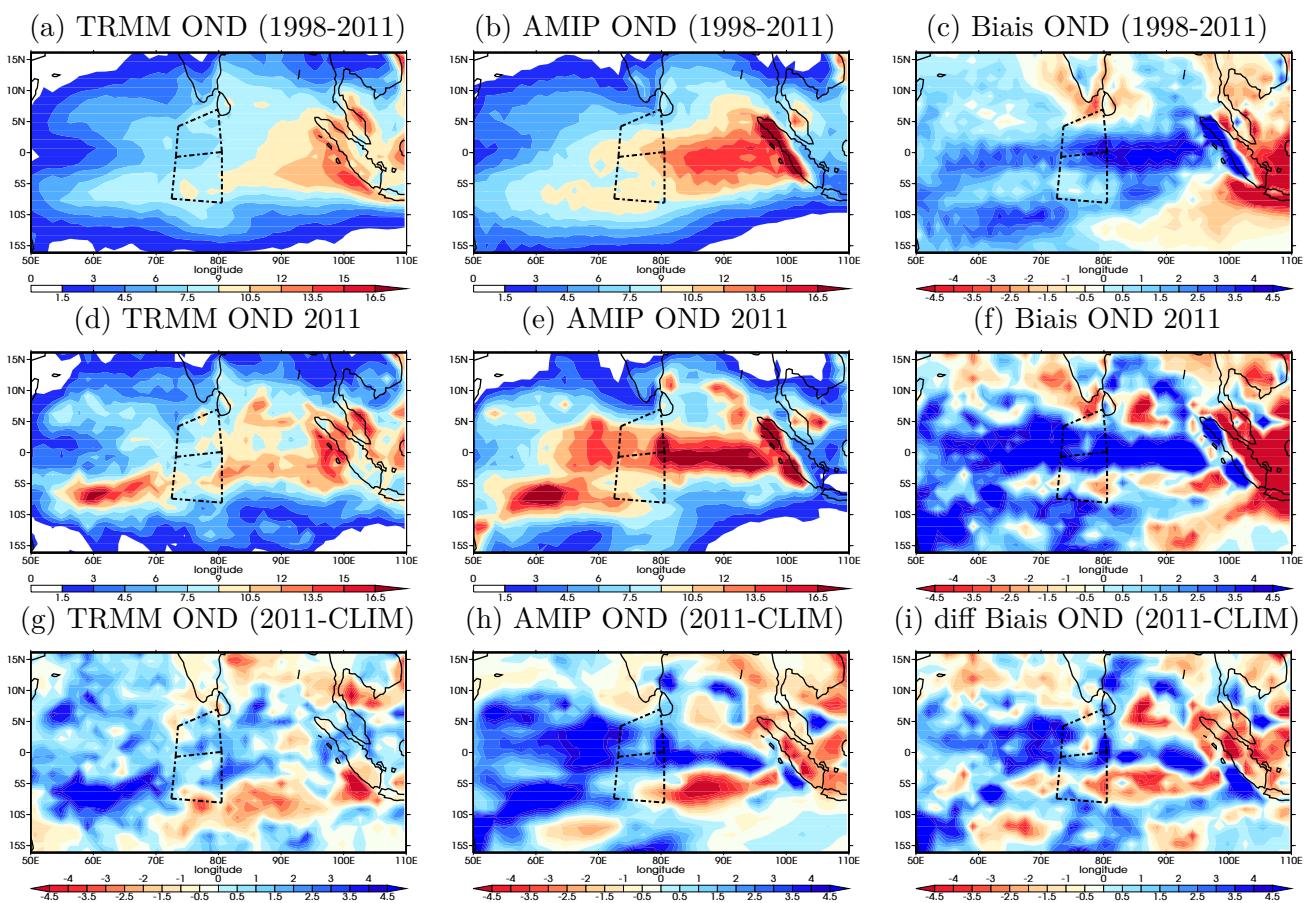


FIGURE 4.5 – Précipitations en  $\text{mm jour}^{-1}$ ; moyenne climatologique de la saison octobre-décembre de 1998 à 2011 pour TRMM 3B42 v7 (a), AMIP (b) et biais AMIP (c); moyenne de la saison octobre-décembre 2011 pour TRMM (d), AMIP (e) et biais AMIP (f); Anomalie de l'année 2011 par rapport à la moyenne climatologique (1998-2011) pour TRMM (g) et AMIP (h), différence entre biais de la saison OND 2011 et ceux de la climatologie OND (i).

## 4.2. Correspondance entre les configurations 1D, Transpose-AMIP et AMIP

Avant de tenter de comprendre les biais obtenus en mode AMIP, il convient maintenant de vérifier la pertinence du mode Transpose-AMIP comme outil intermédiaire (entre le mode 1D et le mode AMIP) d'évaluation du modèle ARPEGE-Climat. Il s'agit notamment de savoir si les biais que nous venons de discuter apparaissent également, à plus ou moins longue échéance, dans des simulations initialisées. Rappelons d'abord (cf. section 2.3.4) que l'initialisation est ici faite à partir des analyses opérationnelles du CEPMMT pour les champs atmosphériques et d'une réanalyse SURFEX off-line pour les variables décrivant les surfaces continentales. L'adéquation entre les biais AMIP et Transpose-AMIP n'est donc pas garantie, même à longue échéance en raison de la mémoire « longue » des continents notamment liée au réservoir d'humidité du sol qui peut prendre des valeurs très différentes en mode AMIP versus en mode « off-line ».

### 4.2.1. Biais thermodynamiques

La structure verticale des biais AMIP (Fig. 4.6a–b) de température potentielle et d'humidité spécifique moyennés entre 70°et 80°E au dessus de l'océan Indien est relativement bien reproduite en mode Transpose-AMIP, que ce soit au jour 5 (Fig. 4.6c–d) ou au jour 20 (Fig. 4.6e–f) des prévisions. On note cependant quelques différences notables telles qu'un biais froid moins marqué (surtout au jour 5) et un biais légèrement chaud plutôt que froid en surface (même au jour 20). En termes d'humidité, la structure verticale et latitudinale des biais est assez similaire à celle du mode AMIP avec un renforcement des biais entre les jours 5 et 20. Cependant les biais humides estimés au jour 20 montrent une asymétrie plus marquée qu'en mode AMIP entre 10°S et l'équateur. Cette différence pourrait trahir des différences sur la circulation de grande échelle, en lien éventuel avec des conditions de surface continentales distinctes entre le mode AMIP et Transpose-AMIP.

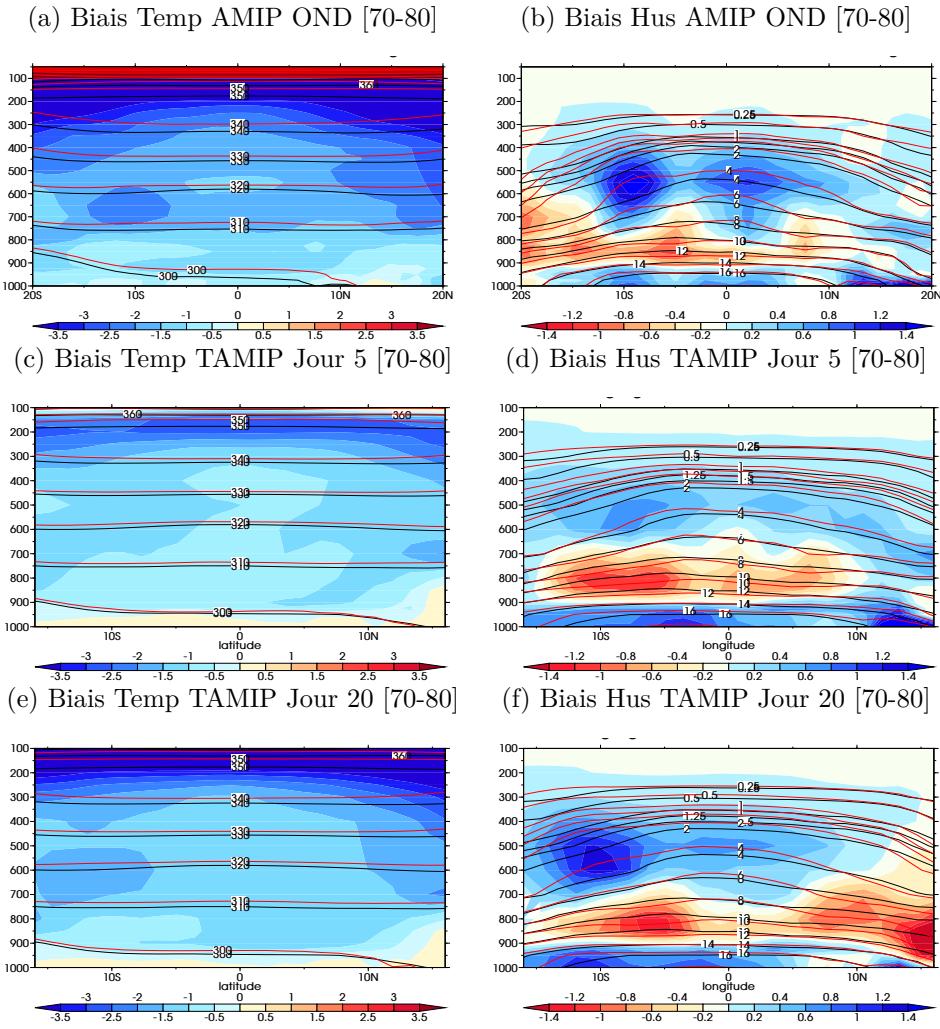


FIGURE 4.6 – *Biais de température potentielle en K (gauche) et d'humidité spécifique en g kg<sup>-1</sup> (droite) en couleur et champs bruts en contour (rouge pour le modèle et noir pour la réanalyse ERA-Interim (cas des biais AMIP) et les analyses opérationnelles du CEPMMT (cas des biais Transpose-AMIP)). Moyenne zonale sur 70-80°E et sur la saison octobre-décembre 2011. Biais du mode AMIP (a et b), biais du mode Transpose-AMIP aux échéances 5 jours (c et d) et 20 jours (e et f).*

#### 4.2.2. Biais dans la circulation de grande échelle

Concernant la circulation de Hadley moyennée entre 70°E et 80°E, les biais identifiés en mode AMIP (Fig. 4.7a) sont assez différents des biais obtenus en mode Transpose-AMIP (Fig. 4.7b–c). Ces différences sont plus marquées pour la composante mériodienne (contours), notamment en altitude au sud de l'équateur. En revanche, les biais sur la vitesse verticale se mettent rapidement en place et finissent par ressembler fortement aux biais obtenus en mode AMIP au dessus de l'océan Indien. Ce n'est pas le cas au-dessus du sous-continent Indien ce qui confirme notre hypothèse concernant la mémoire « longue » liées aux conditions initiales continentales. Les biais sur la circulation mériodienne semblent se renforcer entre le jour 5 et le jour 20 dans la haute troposphère, suggérant des échelles de temps un peu différentes dans la mise en place des biais thermodynamiques versus dynamiques.

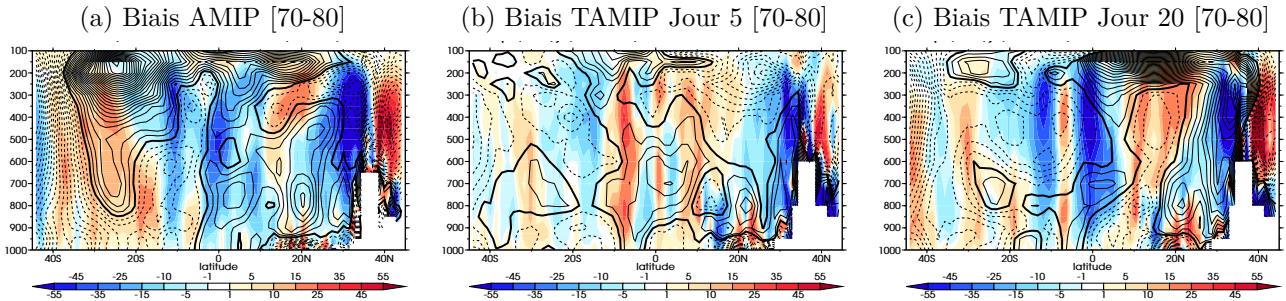


FIGURE 4.7 – *Biais de vitesse verticale en couleur (hPa jour<sup>-1</sup>) et de vent méridien en contour (1 contour tous les 0,25 m s<sup>-1</sup>). Moyenne zonale sur la bande 70-80°E et sur la saison octobre-décembre 2011. Biais AMIP (a), biais Transpose-AMIP à l'échéance 5 jours (b) et 20 jours (c).*

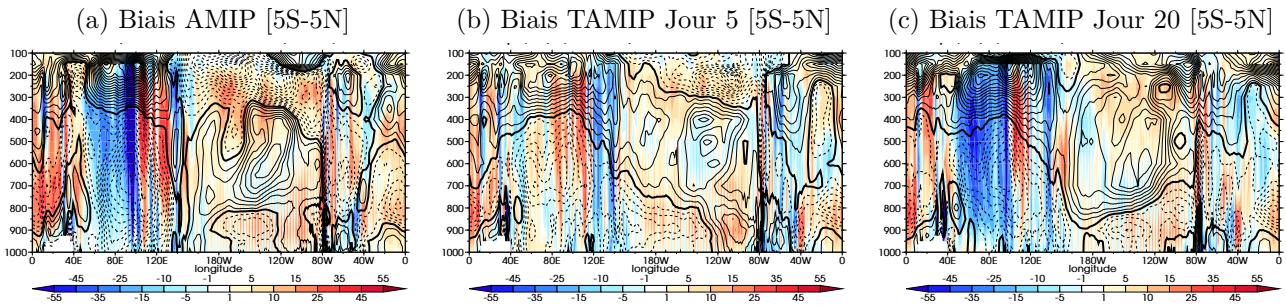


FIGURE 4.8 – *Biais de vitesse verticale en couleur (hPa jour<sup>-1</sup>) et de vent zonal en contour (1 contour tous les 0,5 m s<sup>-1</sup>). Moyenne méridienne sur la bande 5°S-5°N et pour la saison octobre-décembre 2011. Biais AMIP (a), biais Transpose-AMIP à l'échéance 5 jours (b) et 20 jours (c).*

Le renforcement des biais entre les jours 5 et 20 est moins évident pour la circulation de Walker (Fig. 4.8). Dès le jour 5, la plupart des biais constatés en mode AMIP apparaissent. C'est notamment le cas au-dessus du continent maritime où les vitesses verticales ascendantes (négatives) et la divergence associée des vents zonaux dans la haute troposphère sont fortement sur-estimées. Les biais simulés au-dessus de l'océan Indien diffèrent cependant légèrement entre les jours 5 et 20 et sont plus proche des biais AMIP en fin de prévision.

La figure 4.9 porte sur les biais du vent zonal à 200 et 850 hPa au-dessus de l'océan Indien et conforte notre hypothèse d'une mise en place progressive des biais dynamiques. En altitude, les biais à 5 jours sont encore peu marqués et se renforcent nettement à 20 jours pour finir par ressembler plus clairement aux biais AMIP malgré quelques différences notables au sud du domaine. La sous-estimation du jet d'Est tropical, cohérente avec la sous-estimation de la circulation de Walker à l'ouest du continent maritime et sur l'Afrique centrale, met ainsi plusieurs jours voire quelques semaines pour atteindre sa valeur climatologique. Ce temps de réponse est également flagrant dans les basses couches où les biais du vent zonal à 850 hPa sont relativement faibles au jour 5, puis se renforcent pour ressembler aux biais AMIP au moins dans la partie nord du domaine.

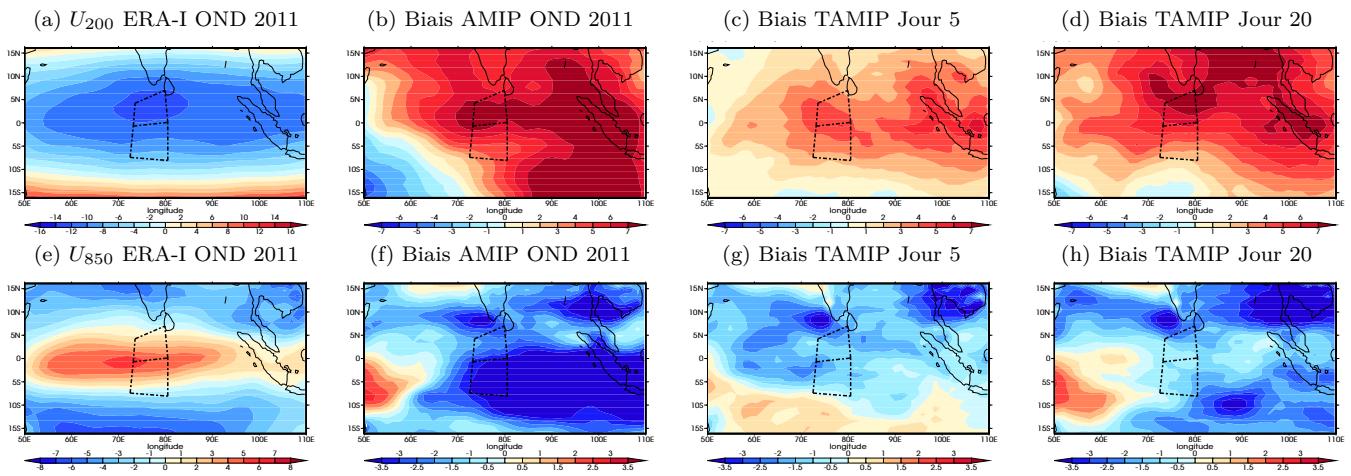


FIGURE 4.9 – Vent zonal en  $m\ s^{-1}$  à 200 hPa (haut) et à 850 hPa (bas). ERA-Interim (a et e), Biais AMIP (b et f), Biais Transpose-AMIP aux échéances 5 jours (c et g) et 20 jours (d et h). Moyenne de la saison octobre-décembre 2011.

#### 4.2.3. Précipitations sur l'Océan Indien tropical

Les biais des précipitations prévues en mode Transpose-AMIP montrent à nouveau une séquence intéressante (Fig. 4.10a–c) avec des valeurs relativement faibles au jour 5, nettement plus marquées et plus proches des valeurs AMIP au jour 20. La surestimation des pluies sur la ZCIT met ainsi plusieurs jours à apparaître et semble faire intervenir des rétroactions dynamiques relativement lentes. En revanche, le problème des précipitations excessives sur les reliefs de Sumatra apparaît plus rapidement et est déjà notable au jour 5. Le rôle de la dynamique dans la mise en place des biais de précipitation est conforté par l'évolution des biais sur la convergence d'humidité (Fig. 4.10g–i) ici simplement calculée comme la différence entre précipitation et évaporation. Les biais d'évaporation jouent un rôle secondaire et montrent curieusement un comportement distinct en mode AMIP et Transpose-AMIP à l'équateur (Fig. 4.10d–f). Au jour 20, les biais deviennent en effet positifs alors qu'ils sont faibles et proches du mode AMIP au jour 5. En moyenne sur l'ensemble de l'océan Indien, l'accroissement de l'évaporation entre les jours 5 et 20 est cependant conforme au biais globalement positif simulé en mode AMIP.

Le renforcement du cycle hydrologique simulé sur l'océan Indien au cours des prévisions Transpose-AMIP est confirmé par les moyennes zonales calculées entre 70 et 80°E (Fig. 4.11). Entre les échéances 2 et 20 jours, les précipitations passent progressivement des valeurs observées (TRMM) aux valeurs simulées sans contrainte sur la dynamique (AMIP). Cette transition s'effectue en deux semaines mais dissimule malgré tout un équilibre un peu différent entre évaporation et convergence d'humidité entre le mode initialisé et le mode libre.

IV - Représentation de la convection pendant CINDY2011/DYNAMO dans des *Hindcasts* d'ARPEGE

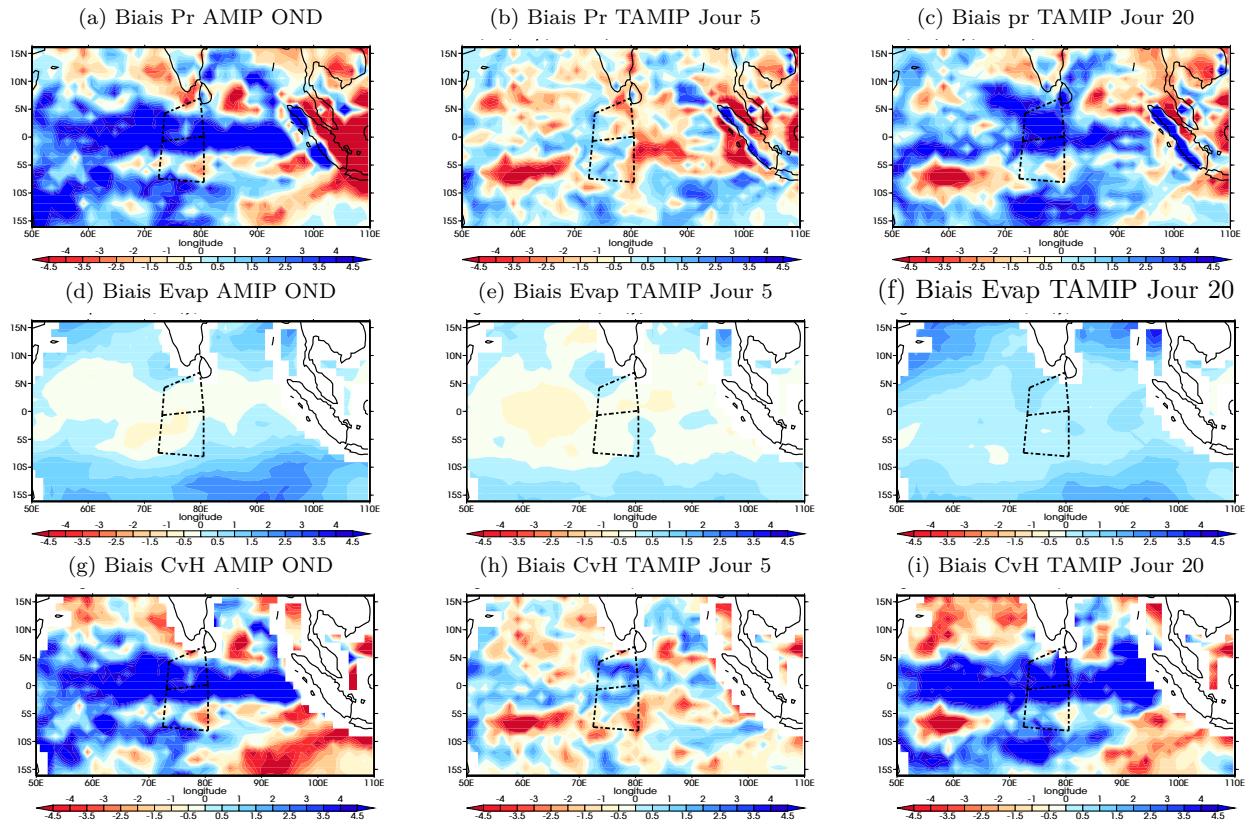


FIGURE 4.10 – *Biais de précipitation (a,b et c), d'évaporation (d, e et f) et de convergence d'humidité (g, h et i)* en  $\text{mm jour}^{-1}$  pour la saison octobre-décembre 2011. *Biais AMIP* (gauche) et *biais Transpose-AMIP* aux échéances 5 jours (milieu) et 20 jours (droite). Les biais de précipitations sont calculés par rapport aux données TRMM, les biais d'évaporation par rapport aux données TropFlux et les biais de convergence d'humidité par rapport aux données TRMM et TropFlux (La convergence d'humidité est calculée comme une différence entre les précipitations TRMM et l'évaporation issue des données TropFlux).

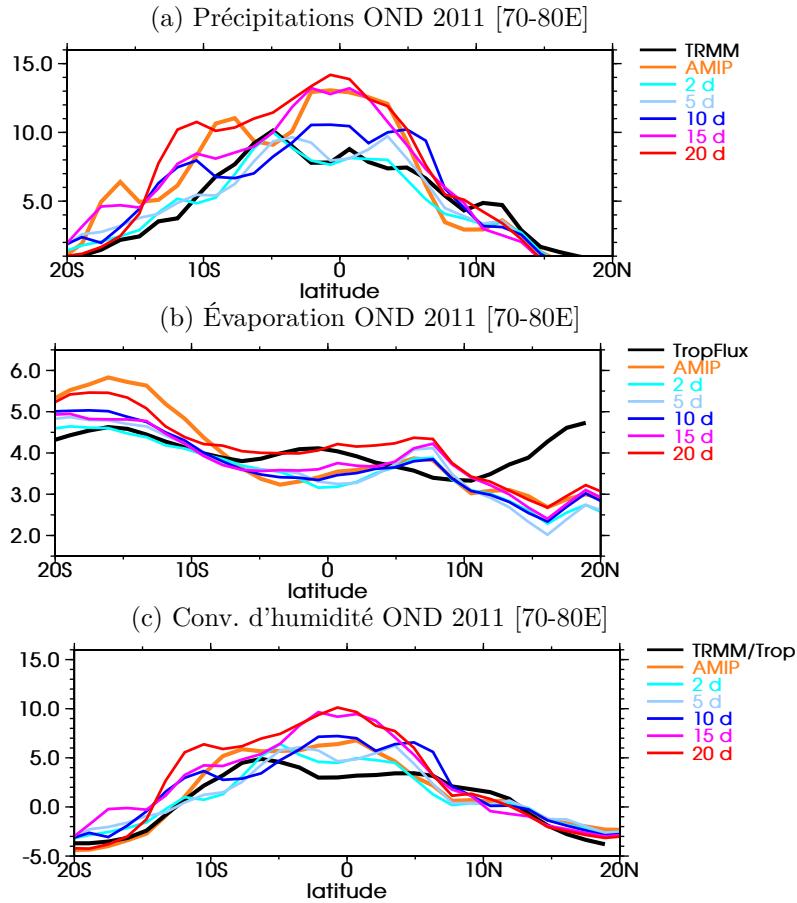


FIGURE 4.11 – Précipitations (a), évaporation (b) et convergence d’humidité (c) en  $\text{mm jour}^{-1}$  ; moyenne zonale sur la bande des longitudes 70-80°E. Précipitations TRMM, évaporation TropFlux et convergence d’humidité (précipitation - évaporation) en noir, AMIP (orange), Transpose-AMIP aux échéances 2 jours (cyan), 5 jours (bleu clair), 10 jours (bleu foncé), 15 jours (magenta) et 20 jours (rouge). Moyenne de la saison octobre-décembre 2011.

#### 4.2.4. Zoom sur le domaine NSA

L’évolution des précipitations simulées sur le domaine NSA de la campagne CINDY2011/DYNAMO (quadrilatère supérieur en tiretés sur la Fig. 4.10) est assez symptomatique de la mise en place des biais sur l’océan Indien équatorial. Les biais sont peu marqués au jour 5, puis deviennent nettement positifs en lien avec les erreurs systématiques obtenues en mode AMIP. Ce domaine est également représentatif de la sous-estimation du cisaillement vertical du vent zonal, avec des valeurs trop faibles à 850 comme à 200 hPa traduisant un affaiblissement de la circulation de Walker sur le domaine NSA (Fig. 4.8).

Ces erreurs de dynamique mettent une dizaine de jours à se mettre en place (Fig. 4.13) et convergent vers des valeurs très comparables à celles identifiées en mode AMIP (voir aussi Figure 4.9). En termes de vitesse verticale, la figure 4.13c indique une intensification progressive des ascendances avec les échéances et une nette sur-estimation en moyenne des ascendances résolues par le modèle sur le domaine NSA aux échéances supérieures à 10 jours. En mode Transpose-AMIP, le modèle arrive aussi à simuler des profils de vitesse verticale avec un maximum qui pique vers 400 hPa.

Concernant les biais thermodynamiques (Fig. 4.12), le domaine NSA est également représentatif du comportement du modèle avec la mise en place progressive d'un biais froid relativement homogène dans la troposphère mais particulièrement marqué à la tropopause. Dès le jour 10 des prévisions, ce biais a quasiment atteint sa valeur limite et correspond parfaitement au biais climatologique obtenu en mode AMIP. En termes d'humidité spécifique, la situation est assez similaire avec une évolution très nette des biais entre le jour 2 et le jour 5, puis une convergence plus lente vers les valeurs constatées en mode AMIP. On notera pour l'humidité spécifique un léger biais sec des analyses ECMWF, utilisées pour initialiser les simulations Transpose-AMIP. Ce biais est cohérent avec celui noté au jour 2 des simulations Transpose-AMIP, sauf dans la couche limite qui s'est déjà équilibrée vers un biais humide.

Sur la figure 4.12, les profils verticaux des biais obtenus en mode 1D (en vert clair) ont été superposés aux biais AMIP et transpose-AMIP. Les biais de température potentielle sont conformes à ceux obtenus en début de prévision (avec une dynamique encore largement contrainte par l'initialisation). Le biais froid devient ensuite plus intense au cours des échéances et s'écarte donc nettement du biais obtenu en mode 1D. Rappelons que l'expérience 1D CONTROL est directement forcée par les flux d'évaporation observés pendant la campagne CYNDY-DYNAMO alors que les flux sont calculés selon des formules « bulk » dans les simulations 3D. Par exemple, au jour 5 des simulations Transpose-AMIP (Fig. 4.10e et 4.11b), on note une sous-estimation systématique de l'évaporation de l'ordre de  $0.5 \text{ mm jour}^{-1}$ , cohérente avec une activité réduite de la convection et donc un biais froid plus marqué en Transpose-AMIP. Le biais d'humidité spécifique est très cohérent à travers les configurations 1D, AMIP et Transpose-AMIP (échéances supérieures à  $\sim 10$  jours), sauf dans la couche limite, où l'accroissement de l'évaporation dans la simulation 1D conduit à une forte sur-estimation de l'humidité spécifique.

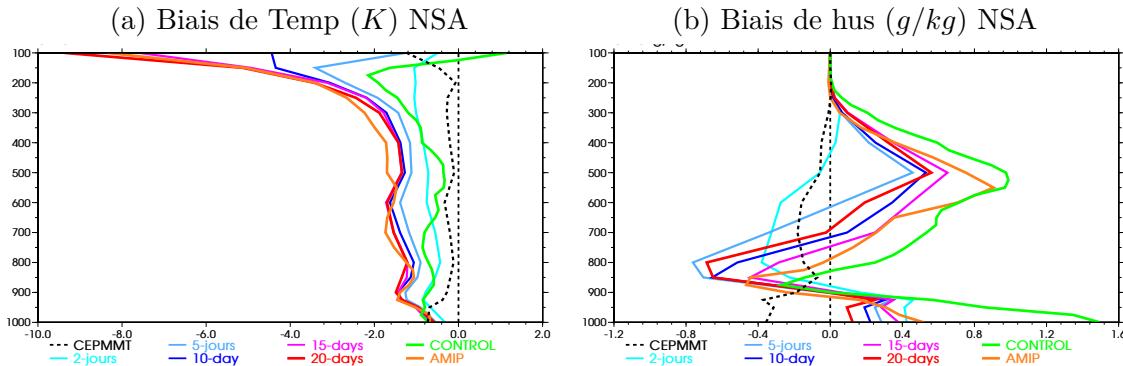


FIGURE 4.12 – Profils moyens des biais de température potentielle en K (a) et d'humidité spécifique en  $\text{g kg}^{-1}$  (b). Les biais du mode Transpose-AMIP aux échéances 2 jours (cyan), 5 jours (bleu clair), 10 jours (bleu foncé), 15 jours (magenta) et 20 jours (rouge), AMIP (orange) et la simulation 1D CONTROL (forcé par les flux) (vert); en noir tireté les biais des analyses du CEPMMT par rapport aux données CINDY2011/DYNAMO. Tous les biais sont calculées par rapport aux données CINDY2011/DYNAMO. Moyenne sur le NSA pour la saison octobre-décembre 2011.

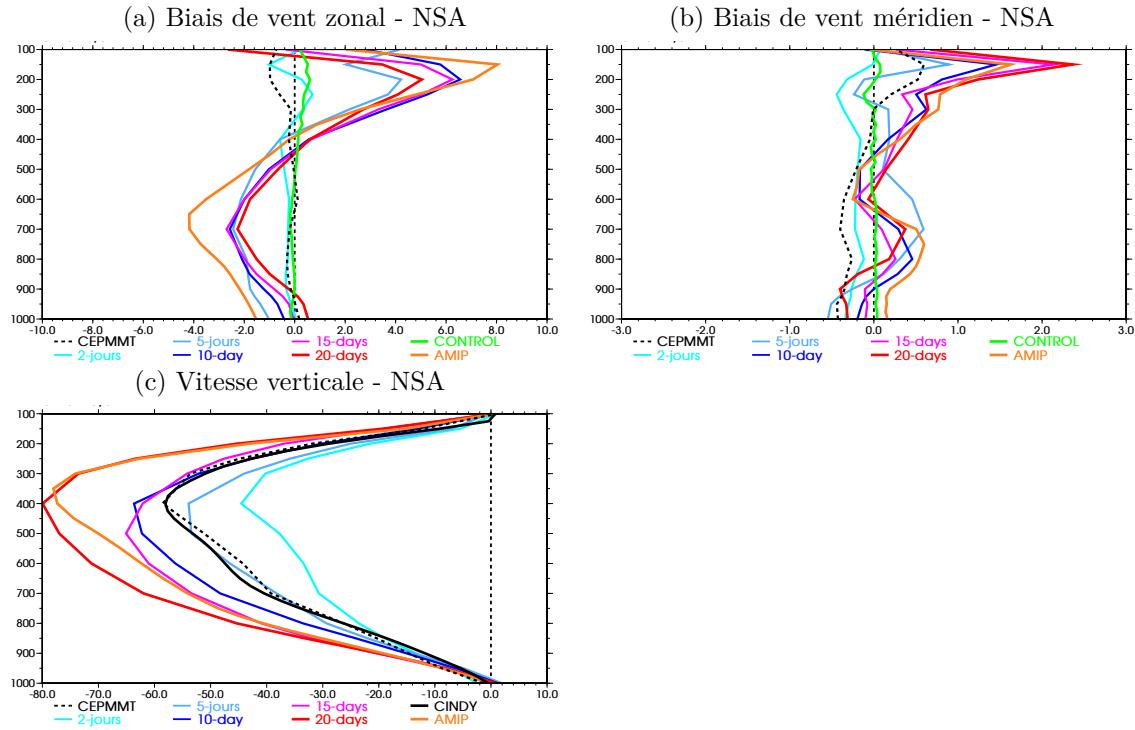


FIGURE 4.13 – Profils moyens des biais de (a) vent zonal, (b) vent méridien et (c) profil moyen de vitesse verticale en  $hPa \text{ jour}^{-1}$ . Transpose-AMIP aux échéances 2 jours (cyan), 5 jours (bleu clair), 10 jours (bleu foncé), 15 jours (magenta) et 20 jours (rouge), AMIP (orange) et la simulation 1D CONTROL (forcé par les flux) (vert); en noir tireté les analyses du CEPMMT. Les biais sont calculés par rapport aux données CINDY2011/DYNAMO. Moyenne sur le NSA pour la saison octobre-décembre 2011.

#### 4.2.4.1 Profils moyens de $Q_1$ et $Q_2$

Dans la section 3.2.5, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques des profils de chauffage et d'humidification associés à la convection dans les deux domaines de la campagne CINDY2011/DYNAMO ainsi qu'à la capacité du modèle ARPEGE-Climat à les simuler en mode unicolonne. Dans cette section, nous nous intéressons aux profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  dans un cadre où la dynamique est non contrainte.

On montre pour rappel le profil de  $Q_1$  (noir) (Fig. 4.14a) dérivé des observations CINDY2011/DYNAMO. Il est de type "top-heavy" avec un maximum de chauffage par la convection profonde vers 400 hPa. En mode Transpose-AMIP, ARPEGE-Climat simule un chauffage assez faible vers 2 jours (pic maximum à  $2 K \text{ jour}^{-1}$  environ). Le profil de chauffage à 2 jours montre cependant que certains défauts sur la forme des profils de chauffage comme le pic à 600 hPa apparaissent très rapidement et impliquent donc des processus rapides. Le chauffage s'intensifie avec les échéances pour atteindre une valeur de  $4 K \text{ jour}^{-1}$  vers 5 jours. Au jour 10, le modèle surestime le chauffage et atteint sa valeur AMIP (orange) vers 15 jours avant de la surestimer largement vers 20 jours. On note que la structure du chauffage retrouvé en 1D (vert) est donc très robuste. La comparaison des profils 1D/Transpose-AMIP/AMIP montre que les défauts sur la forme du profil de  $Q_1$  sont propres à la version du modèle en termes de physique et dynamique et non liés à une configuration particulière du modèle.

Pour ce qui est de  $Q_2$  (Fig. 4.14b), le modèle en mode Transpose-AMIP surestime l'assè-

chement de la couche 900-600 hPa dès le jour 2. L'assèchement est sousestimé dans les autres couches au jour 2. Au jour 5, le modèle capture assez bien le profil de  $Q_2$ . L'intensité de l'assèchement va aussi augmenter avec les échéances et se rapprocher du profil AMIP vers 10 à 15 jours avec notamment une forte surestimation de l'assèchement de -0,8 à -1,2 g kg<sup>-1</sup> jour<sup>-1</sup>. Au jour 20 l'assèchement est fortement surestimé par le modèle sauf dans les basses couches vers 900 hPa.

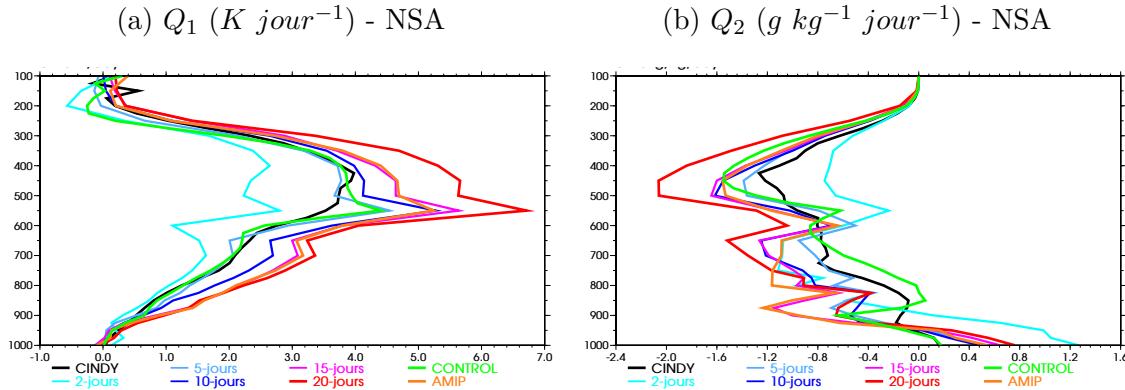


FIGURE 4.14 – *Source de chaleur apparente ( $Q_1$ ) en  $K \text{ jour}^{-1}$  (a) et puits d'humidité apparent ( $Q_2$ ) en  $g \text{ kg}^{-1} \text{ jour}^{-1}$  (b). Données CINDY2011/DYNAMO (noir), Transpose-AMIP aux échéances 2 jours (cyan), 5 jours (bleu clair), 10 jours (bleu foncé), 15 jours (magenta) et 20 jours (rouge), AMIP (orange) et la simulation 1D CONTROL (forcé par les flux) (vert). Le code couleur pour (c) et (d) est le même qu'en (a) et (b). Moyenne sur le NSA pour la saison octobre-décembre 2011.*

#### 4.2.4.2 Distribution des profils de $Q_1$ et $Q_2$

L'analyse des profils moyens de  $Q_1$  et  $Q_2$  en mode Transpose-AMIP a montré que la plupart des défauts identifiés en mode Transpose-AMIP sont communs à ceux du mode 1D. Dans cette partie, nous analysons la distribution verticale des profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  en mode Transpose-AMIP afin d'identifier la contribution des différents régimes convectifs au profil moyen de  $Q_1$  et  $Q_2$  à chaque niveau vertical. Cela permettra également d'évaluer la capacité du modèle à reproduire ces profils pour avoir une idée des défauts qui seraient liés à la forme et/ou à l'occurrence de certains régimes de la convection.

Les figures 4.15a, 4.15b, 4.15c et 4.15d montrent respectivement les PDF de  $Q_1$  et  $Q_2$  dérivés des observations CINDY2011/DYNAMO et celles de la simulation CONTROL (cf. section 3.2.6.1). Les PDF de  $Q_1$  et  $Q_2$  du modèle en mode Transpose-AMIP sont également basées sur des données tri-horaires (Figs. 4.15e–h).

Au niveau des PDF de  $Q_1$  du mode Transpose-AMIP (Figs. 4.15e et g), on constate que le modèle fait très souvent des profils autour de zero sur toute la colonne de l'atmosphère. La dispersion des profils de  $Q_1$  est très dissymétrique. Il y a un très large spectre de dispersion des profils de chauffage tandis que le modèle sousestime fortement l'occurrence des profils de refroidissement dès l'échéance 2 jours (Fig. 4.15.b) et il rate les profils de refroidissement au dessus de 800 hPa environ. Cette sous-estimation du refroidissement au dessus de 800 hPa se renforce aux échéances 5 et 20 jours (Figs. 4.15e et 4.15g). Vers 20 jours, les profils de  $Q_1$  sont moins concentrés autour de zero ; il y a une forte occurrence des profils compris entre 0 et 10  $K \text{ jour}^{-1}$ . On note aussi que la dispersion des valeurs entre 2 et 8  $K \text{ jour}^{-1}$  environ, est assez

uniforme. Le défaut relatif au pic de chauffage à 500 hPa, est lié à très peu d'évènements mais de forte intensité (e.g., Figs. 4.15e et 4.15g). En comparant les PDF de  $Q_1$  du mode Transpose-AMIP à celle de la simulation unicolonne, on constate que la sur-occurrence des profils autour de zero, près de la surface et en altitude (200-100 hPa), apparaissent rapidement (2 jours). La sous-estimation de l'intensité du chauffage en mode Transpose-AMIP est due, d'une part au fait qu'il y a une forte occurrence des profils de chauffage de faible intensité, et d'autre part à cause de la forte diminution de l'occurrence des profils de très forte intensité vers les échéances 15 et 20 jours. On constate que la distribution verticale des profils de  $Q_1$  est très robuste et ne dépend pas des échéances, encore moins de la configuration.

Dans le cas de  $Q_2$ , on note en mode Transpose-AMIP une forte dispersion dans les basses couches qui traduit une forte occurrence d'assèchement et d'humidification par la convection peu profonde avec des maximums vers 850 hPa. L'humidification est aussi fréquente vers 600 hPa environ. En altitude vers 400-300 hPa, il y a une forte occurrence des valeurs autour de zero mais ces valeurs n'influencent pas le profil moyen. Le défaut lié à la non représentation des profils d'humidification par le modèle au-dessus de l'altitude 800 hPa apparaît très rapidement (1-2 jours) et reste présent à toutes les échéances. On le note également en mode 1D (Fig. 4.15d) et en mode AMIP (Fig. 4.15j).

#### 4.2.4.3 Analyse en régimes convectifs

Les figures (Fig. 4.16e et 4.16c) montre que le protocole Transpose-AMIP reproduit approximativement le cycle de vie de la convection construit en section 3.2.7. La détermination des phases du modèle a été faite en projetant les résultats du modèle sur les EOFs des observations CINDY2011/DYNAMO afin de pouvoir comparer sur une même base les observations et le modèle. A courte échéance (5 jours)(Fig. 4.16d), ce cycle de vie de la convection montre les grands traits de l'évolution du chauffage retrouvés avec les données CINDY2011/DYNAMO (Fig. 4.16a). Comme dans le cas 1D (Fig. 4.16c), on retrouve certains défauts du modèle notamment une convection qui ne monte pas assez haut et une discontinuité du chauffage vers 550 hPa pendant les phases actives de la convection. On note dans le cas Transpose-AMIP, un léger décalage dans la chronologie d'apparition des phases de la convection et une convection qui s'intensifie avec les échéances. On retrouve en AMIP un cycle de vie de la convection assez proche de celui du mode Transpose-AMIP à 20 jours mais qui montre un chauffage légèrement plus fort pendant les phases de convection inactive. En mode AMIP, la phase inactive précédant la phase active ne montre pas de refroidissement en dessous de 400 hPa (Fig. 4.16i).

En termes d'évolution du composite de  $Q_2$  basé sur le cycle de vie de  $Q_1$ , on note qu'au jour 5, le modèle arrive à reproduire un cycle de vie de  $Q_2$  qui soit très proches de celui de CINDY2011/DYNAMO (Fig. 4.16b) en termes d'intensité mais qui présente le même décalage chronologique par rapport à CINDY2011/DYNAMO. On constate qu'à courte échéance, l'humidification des phases inactives de la convection est proche du 1D. Au fil des échéances, l'assèchement des phases inactives se renforce et se rapproche du composite de  $Q_2$  de la simulation AMIP (Fig. 4.16j).

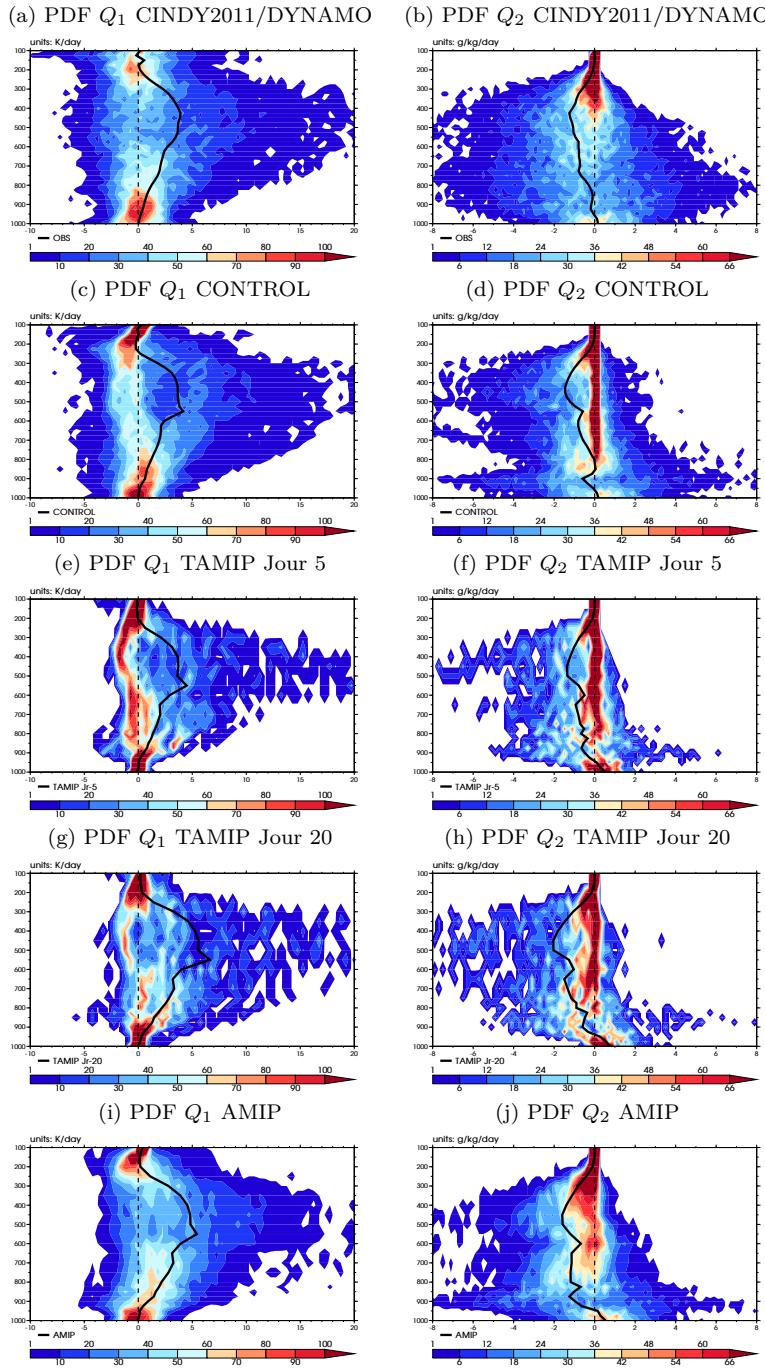


FIGURE 4.15 – Distribution de  $Q_1$  (gauche) et  $Q_2$  (droite) en fonction de l'altitude sur la zone NSA, basée sur les données tri-horaires pour CINDY2011/DYNAMO (a et b), 1D CONTROL (c et d), Transpose-AMIP au jour 5 (e et f), jour 20 (g et h) et AMIP (i et j). En noir continu le profil moyen sur octobre-décembre 2011. Les valeurs données ici ne sont pas pondérées par le nombre total d'évènements, qui est le même pour tous les panels.

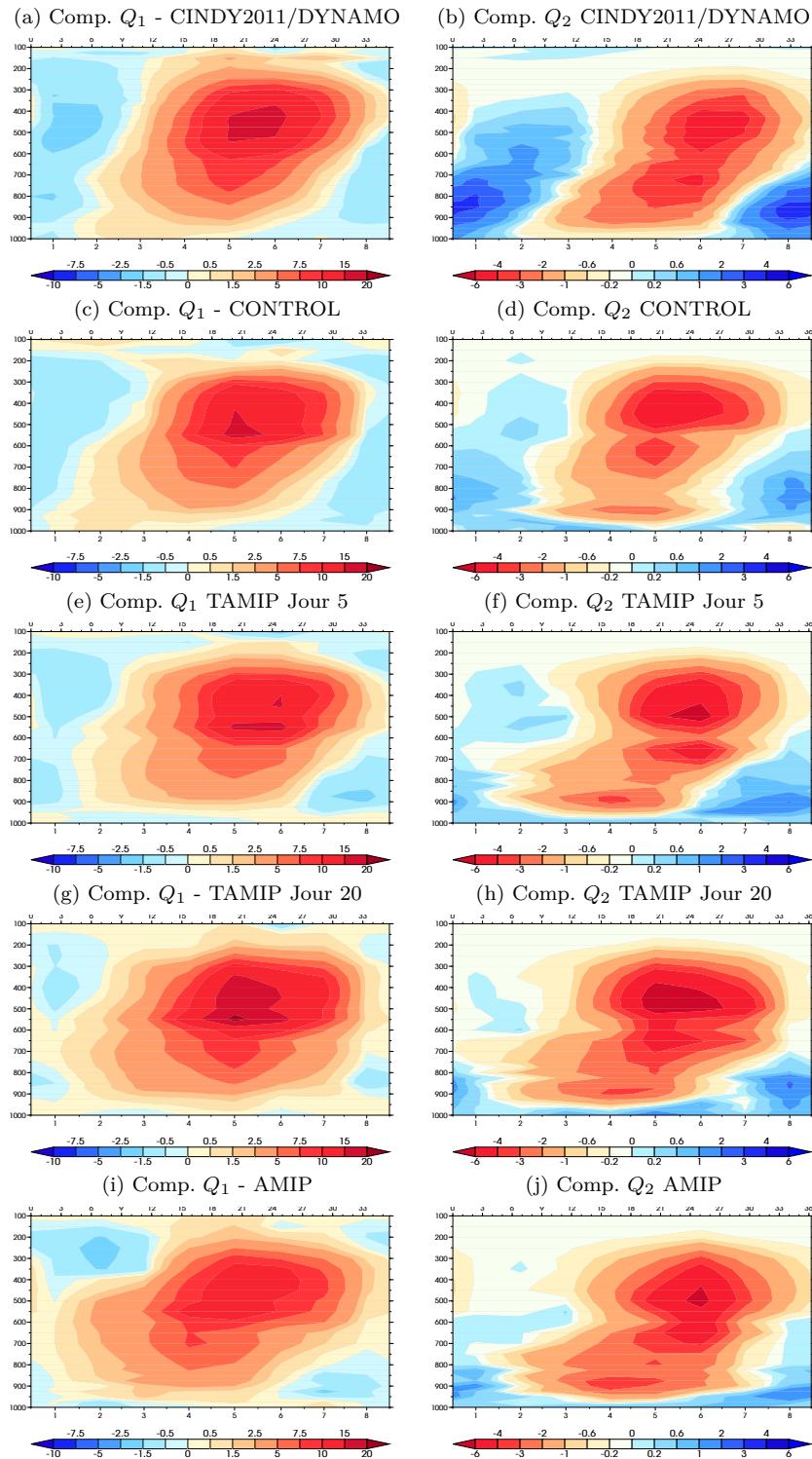


FIGURE 4.16 – Cycle de vie de  $Q_1$  basé sur les transitions les plus probables avec une estimation des durées de vie de chaque phase sur le NSA. CINDY2011/DYNAMO (a) et Transpose-AMIP aux échéances 5 (b) et 20 jours (c). Sur l'axes des abscisses au bas de la figure se trouvent les phases de la convection, et en haut une échelle par pas de trois heures indique la durée des phases.

Afin de comprendre l'évolution des biais thermodynamiques au cours du cycle de vie de la convection, nous avons réalisé, comme en section 3.2.7, le composite des tendances de ces biais (non montré). Ces figures montrent respectivement l'évolution du composite de la tendance du biais de température potentielle et d'humidité spécifique de la simulation 1D. Ces composites sont également construits par projection sur les EOFs des observations.

On note pour la température, une tendance négative en début de cycle de vie qui montre un renforcement du biais froid pendant les phases inactives. La tendance est ensuite positive pendant les phases 3 et 4, ce qui traduit une diminution du biais froid pendant les phases de convection peu profonde. Cette tendance positive se poursuit vers 400 hPa traduisant une diminution du biais froid pendant les phases de convection profonde ; ce qui est cohérent avec l'augmentation du chauffage convectif en phase 3–4–5. En phase stratiforme (phase 8), on note un renforcement du biais froid au sommet des nuages hauts et dans les couches en dessous du niveau 400 hPa (fort refroidissement induit par l'évaporation des précipitations sous la partie stratiforme des nuages). La tendance positive en phase 8 est synonyme de la diminution des biais froids à cause du fort chauffage au niveau des enclumes des cumulonimbus. On retrouve également cette évolution de la tendance des biais dans les simulations Transpose-AMIP, d'abord plus faibles au jour 5 puis se rapprochant progressivement vers la tendance 1D au jour 20. Le fait que l'on ne retrouve pas la tendance AMIP au bout de l'échéance 20 jour de la simulation Transpose-AMIP montre que ces biais ont pour origine des processus rapides notamment la convection, la turbulence dans les basses couches et le rayonnement LW en altitude mais qu'elle nécessite plus de 20 jours pour se mettre totalement en place.

Pour ce qui est de la tendance des biais d'humidité spécifique, on note en mode Transpose-AMIP une tendance négative en début et en fin de cycle de vie de la convection traduisant une diminution des biais humides pendant les phases inactives alors qu'en phase active de la convection, on retrouve une augmentation des biais humides. Cela peut sembler paradoxal du moment où l'assèchement est aussi surestimé pendant les phases actives de la convection. Ces biais humides peuvent s'expliquer par une forte advection d'humidité par la vitesse verticale de grande échelle.

En termes de biais de température, à courte échéance (2 et 5 jours), les biais froids sont légèrement plus forts pendant les phases actives de la convection. A partir de 10–20 jours, les biais froids deviennent forts pendant les phases inactives de la convection. Cela peut s'expliquer d'une part par l'effet de la moyenne qui mixe un peu les phases actives et les phases inactives suite au léger décalage dans la chronologie d'apparition des phases, et d'autre part par le fait qu'à partir de 10 jours les phases inactives de la convection sont plus intenses qu'à courte échéance. Sachant que pendant les phases inactives de la convection, les processus dominants sont le refroidissement par ciel clair et la convection peu profonde, les biais froids pourraient donc être liés à des défauts des tendances de température dues notamment à une surestimation du refroidissement radiatif ou à une sous-estimation de la convection peu profonde.

En termes de biais d'humidité, on note surtout des biais secs pendant les phases actives de la convection qui évoluent progressivement vers le biais AMIP des phases actives. Pendant les phases inactives de la convection (tireté), on note surtout la mise en place des biais humides qui évoluent progressivement vers le biais AMIP.

### 4.3. Origine des biais sur le domaine NSA

Les résultats de la section 4.2 confirment la pertinence du mode transpose-AMIP comme outil intermédiaire (entre le mode 1D et le mode AMIP) et ciblé (pendant la campagne

CYNDY/DYNAMO) d'évaluation du modèle ARPEGE-Climat. Pour aller plus loin dans la compréhension des biais, il convient désormais d'analyser les tendances de température et d'humidité sur le domaine NSA, en comparaison avec les estimations de la campagne CINDY2011/DYNAMO et de les décomposer selon les différents processus paramétrisés. Pour ce faire, les équations des bilans de l'énergie et de l'eau sont intégrées entre deux états des simulations Transpose-AMIP (Figures 4.17 et 4.18). La somme des intégrales de la tendance totale de température ou d'humidité (pointillé noir) sur le 1er jour, sur le 2e jour et entre les jours 2 et 5 permet de retrouver approximativement les biais moyens journaliers calculés au jour 5 (Fig. 4.12). Ceci est cohérent avec un biais moyen des analyses ECMWF faible en comparaison au biais d'ARPEGE-Climat.

#### 4.3.1. Analyse du bilan d'énergie

Le biais de température résulte essentiellement d'une sous-estimation du chauffage diabatique sur toute la troposphère, et ce malgré une sous-estimation du refroidissement lié aux processus dynamiques (Fig. 4.17a). Au-dessus de 250 hPa, le chauffage diabatique est même négatif, notamment dans les premiers jours des simulations Transpose-AMIP (il devient nul au-delà d'environ 5 jours). Ces valeurs négatives, auxquelles s'ajoutent un refroidissement dynamique faible mais cohérent avec les observations, expliquent la dérive froide importante du modèle à ces altitudes. Cette dernière met plus de 20 jours à se stabiliser (non montré), c'est à dire qu'il faut plus de 20 jours pour que ARPEGE-Climat génère un équilibre entre  $Q_1$  et tendance dynamique à ces altitudes.

Dans la moyenne troposphère, on observe tout d'abord un effet spin-up important pendant le 1er jour (Fig. 4.17a). Le chauffage diabatique n'équilibre pas le terme dynamique, alors que les observations indique un équilibre quasi parfait. Cette sous-estimation de  $Q_1$  s'amoindrit lors des jours suivants mais demeure et conduit à un accroissement du biais froid (Fig. 4.12a). Cette sous-estimation de  $Q_1$  indique probablement un manque d'activité convective. On notera par ailleurs qu'au-delà d'une dizaine de jours, un ajustement des tendances diabatiques et dynamiques a permis de revenir aux niveaux observés (cet ajustement est plus lent au dessus de 400 hPa et prend environ 20 jours - non montré).

Le chauffage diabatique  $Q_1$  simulé par ARPEGE-Climat résulte d'un équilibre fin entre différents processus (Fig. 4.18). Le chauffage de la moyenne troposphère est associé à la convection (condensation et transport vertical), associé au rayonnement shortwave, alors que le schéma grande échelle (condensation et évaporation des condensats, notamment ceux détraînés par la convection) et le rayonnement longwave contribuent à refroidir l'atmosphère. On notera que dans le domaine longwave, les nuages réchauffent l'atmosphère. Au-dessus de 300 hPa, l'équilibre change avec d'une part une annulation de contribution grande échelle et d'autre part la présence de nuages qui réchauffent dans le domaine shortwave. Enfin, au-dessus de 200 hPa, les nuages ont un effet refroidissant dans le domaine longwave.

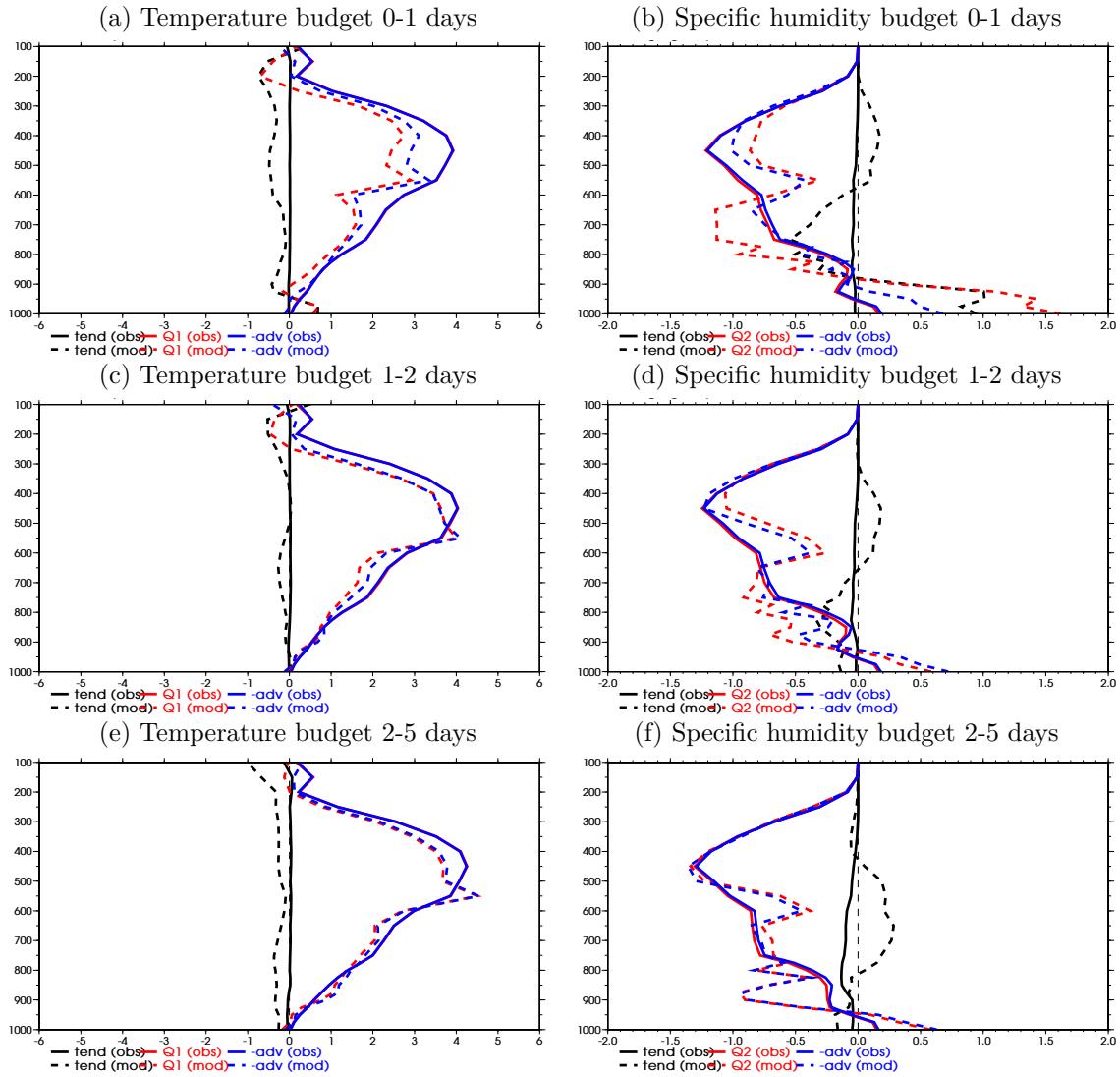


FIGURE 4.17 – Termes des bilans de température et d'humidité (tendance totale en noir,  $Q_1/Q_2$  en rouge et opposé de la tendance dynamique en bleu), intégrés sur la période indiquée dans le titre des panels. Les observations sont en trait plein, le modèle ARPEGE-Climat est en trait tireté. A noter que la tendance totale intégré est en K et donc directement égale à l'évolution du biais sur la période correspondante, et que les deux autres tendances sont en  $K \text{ jour}^{-1}$  (i.e. intégrale renormalisée par le nombre de jours de la période correspondante), afin de pouvoir être comparable d'une période à une autre.

Le lien direct avec le biais de température est difficile à réaliser, notamment car on ne dispose pas d'équivalent de ces contributions dans les observations. Cependant, il est possible d'identifier quelques mécanismes possibles, qui pourront faire l'objet d'expériences de sensibilité à plus long terme pour les valider ou les invalider. En moyenne troposphère, à mesure que les échéances augmentent le chauffage diabatique  $Q_1$  revient au niveau des observations, grâce à une augmentation forte du chauffage convectif, non complètement contrebalancée par celle du refroidissement grande échelle. Les autres termes, en particulier, les chauffages radiatifs shortwave et longwave évoluent assez peu. Une première hypothèse pourrait donc être un manque d'activité convective « profonde » dans ARPEGE-Climat, potentiellement relié à une sous-

estimation du flux d'évaporation en surface (cf. section 4.2.3). Le modèle semble compenser cet effet en refroidissant la troposphère et en la déstabilisant un peu plus. Une autre hypothèse pourrait aussi mettre en cause une sous-estimation de l'effet radiatif des nuages dans le domaine longwave, qui ne permettrait donc pas de réchauffer suffisamment la moyenne troposphère. Une vision intégrée de ces effets radiatifs et l'utilisation par exemple des estimations satellites des flux radiatifs au sommet de l'atmosphère et en surface (pour en estimer la divergence) pourrait apporter une contrainte.

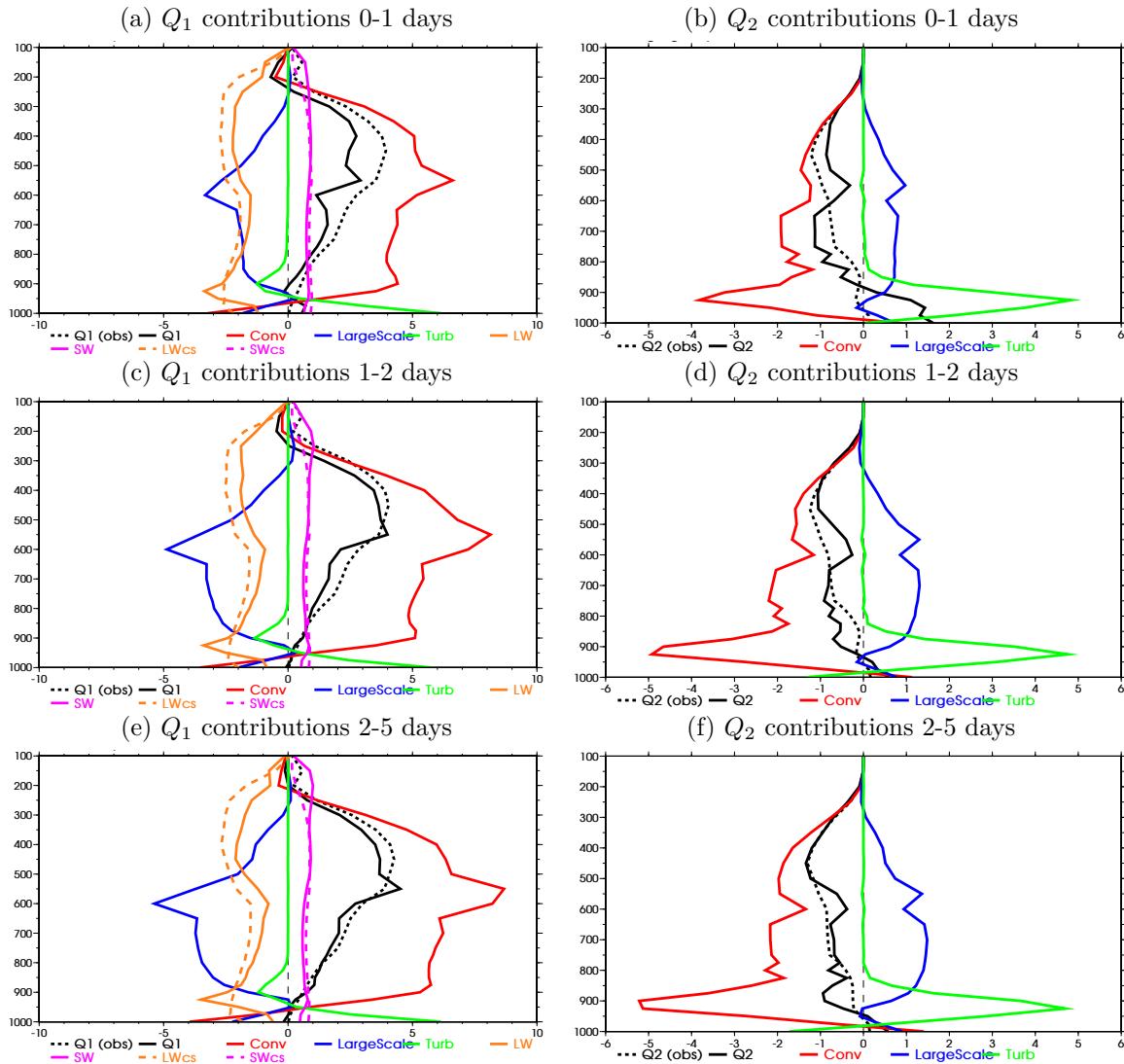


FIGURE 4.18 – *Idem 4.17*, mais pour les contributions à  $Q_1/Q_2$  dans ARPEGE-Climat. L'observation de  $Q_1/Q_2$  a été rajoutée avec le trait noir pointillé.

Au-dessus de 400 hPa, ces effets radiatifs dans le domaine longwave s'intensifient légèrement avec les échéances, et contribuent donc à rapprocher le chauffage diabatique modélisé de celui observé. Au-dessus de 250 hPa, cet effet devient prépondérant au-delà de l'échéance 10 jours (non montré) et permet d'atteindre un chauffage diabatique quasi-nul voire légèrement positif, alors que la contribution convective a peu évolué. Cette dernière contribution est d'ailleurs négative au-dessus de 200 hPa, soulignant un comportement inattendu du schéma de convection

d'ARPEGE-Climat, sujet à question. Il explique très vraisemblablement les valeurs négatives de  $Q_1$  à ces altitudes, non observées, mais à l'origine de la forte dérive froide d'ARPEGE-Climat.

#### 4.3.2. Analyse du bilan d'eau

L'analyse du bilan d'eau sur le domaine NSA révèle aussi un spin-up marqué lors du premier jour des simulations Transpose-AMIP (Fig. 4.17a). La couche 500-200 hPa s'humidifie du fait d'une forte sous-estimation de l'assèchement diabatique (et ce malgré une légère sous-estimation de l'humidification dynamique), alors que la couche 850-550 hPa s'assèche fortement en lien avec un assèchement diabatique trop intense, la contribution dynamique étant similaire aux observations. En surface, la physique d'ARPEGE-Climat humidifie anormalement la couche limite, l'advection verticale contribuant malgré tout à réduire ce biais. Le deuxième jour (Fig. 4.17d) est relativement similaire au premier, si ce n'est un accroissement modéré des biais d'humidité (sauf dans la couche limite). Ceci semble indiquer que les erreurs du modèle, en particulier de sa partie physique, sont les mêmes pendant ce deux périodes et que la période de spin-up du modèle les exacerbé sans forcément avoir un impact sur leur nature.

Entre les jours 2 et 5 (Fig. 4.17f), l'évolution du biais d'humidité est un peu différente et correspond essentiellement à une humidification trop importante de la couche 800-400 hPa. Cela a pour effet d'accroître le biais humide au-dessus de 600 hPa et de réduire le biais sec juste en dessous. Au sommet de la couche limite, vers 900 hPa, on notera par ailleurs que la tendance dynamique s'est complètement ajustée pour compenser l'assèchement diabatique, menant à une structure très erronée des deux profils. Trois types de mécanismes, d'échelles de temps différentes sont donc probablement à l'œuvre :

- Les processus de couche limite (turbulence, convection peu profonde), rapide, induisent une humidification forte de la couche limite en moins de 24 heures (Fig. 4.18b). Les contributions à  $Q_2$  soulignent un déséquilibre marqué entre convection peu profonde asséchant les basses couches et la turbulence les humidifiant. La convection peu profonde n'est vraisemblablement pas assez active pendant cette période.
- Un dipôle sec/humide au-dessus de 850 hPa, faisant intervenir des échelles de temps de 1 à 2 jours (Fig. 4.18d), traduit possiblement une convection profonde pas assez profonde ou pas assez stratiforme : elle n'assèche pas assez en altitude et au contraire humidifie trop (e.g., par détraînement) en bas des tours convectives.
- Après environ deux jours (Fig. 4.18f), l'évolution des profils thermodynamiques conduit les processus diabatiques modélisés à humidifier trop fortement toute la troposphère libre, soulignant probablement une convection profonde pas assez active, ou un peu trop de type congestus.

Ces erreurs traduisent probablement l'incapacité du modèle d'une part à simuler la fréquence d'occurrence des régimes introduits au cours de cette thèse (e.g., section 3.2.7), et, pour chacun de ces régimes, et d'autre part à représenter, de manière satisfaisante, leurs effets sur les bilans d'eau et d'énergie.

### 4.4. Représentation de la MJO pendant CINDY2011/DYNAMO

#### 4.4.1. Diagramme de Hovmöller

La période CINDY2011/DYNAMO est caractérisée par la succession de 3 événements de type MJO, organisant la convection à l'échelle de l'océan Indien et se propageant vers l'est (Fig. 4.19a). On note une légère coupure dans cette propagation entre 100°et 120°E sur le continent

maritime, avant une réactivation de la convection sur l'ouest du Pacifique. Ces évènements sont suivis par des anomalies de vent d'ouest à 850 hPa (Fig. 4.20) et de vent d'est à 200 hPa (Fig. 4.20). Elles sont particulièrement bien marquées pour les deux premiers évènements.

Aux échéances courtes, jusqu'à environ 10 jours, les simulations Transpose-AMIP reproduisent relativement bien à la fois la phase et l'amplitude de ces phases actives de la convection. Le modèle ARPEGE-Climat a cependant tendance à surestimer l'occurrence des précipitations pendant les phases inactives, tendance qui s'accroît avec les échéances. A partir de l'échéance 20 jours, les simulations Transpose-AMIP perdent la propagation des anomalies convectives vers l'est. Celles-ci deviennent plus stationnaires avec un maximum de précipitations à l'est des côtes de Sumatra. La localisation de ce maximum est cohérent avec la simulation AMIP d'ARPEGE-Climat (voir section 4.2.3 aussi). On note aussi un retard de prévision de l'occurrence des anomalies convectives, de l'ordre d'une semaine aux échéances de 20 jours.

La dynamique de basse couche des 3 épisodes est encore bien prévue à 5 jours dans les simulations Transpose-AMIP. De même que les précipitations, elle devient ensuite rapidement stationnaire, à l'image des anomalies de précipitation. En altitude, les anomalies de vent d'est ont déjà largement diminué en intensité aux échéances de 5 jours, et deviennent quasiment inexistantes à partir de 20 jours. Ce comportement est cohérent avec la mise en place rapide du biais de vent zonal sur le domaine NSA noté plus haut (section 4.2.3) et pourrait être relié à un chauffage convectif sous-estimé et pas suffisamment stratiforme.

(a) Pr TRMM - 0-8N      (b) TAMIP Jour 5      (c) TAMIP Jour 10      (d) TAMIP Jour 20

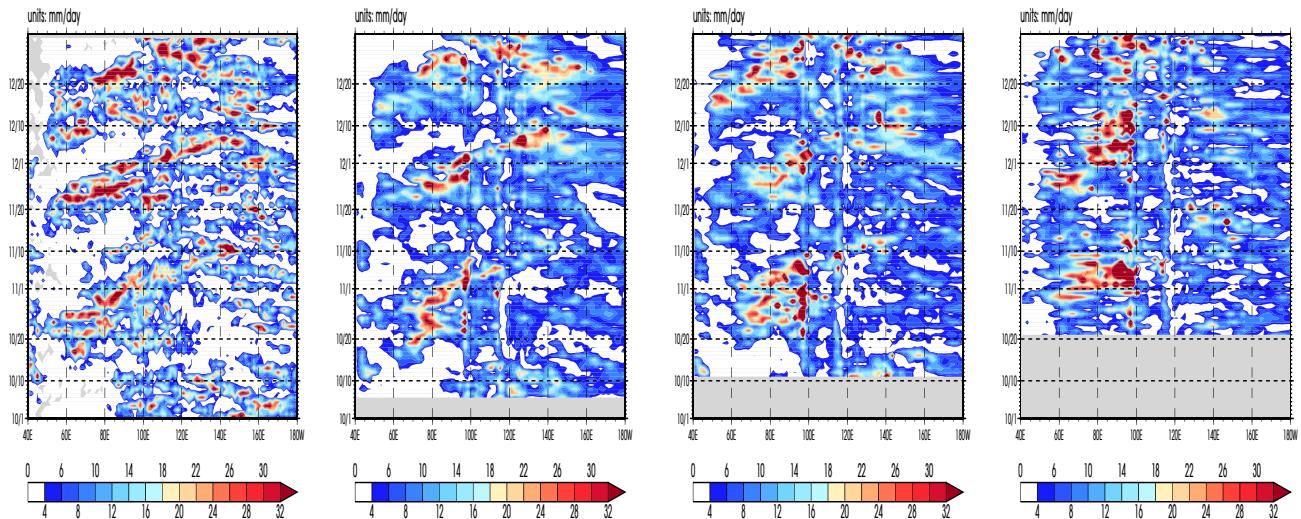


FIGURE 4.19 – *Hovmöller du 1<sup>er</sup> Octobre au 31 Décembre 2011 des précipitations (temps-longitude) en moyenne sur la bande de latitude 0-8°N. TRMM 3B42 v7 (a), Transpose-AMIP aux échéances 5, 10 et 20 jours respectivement b, c et d.*

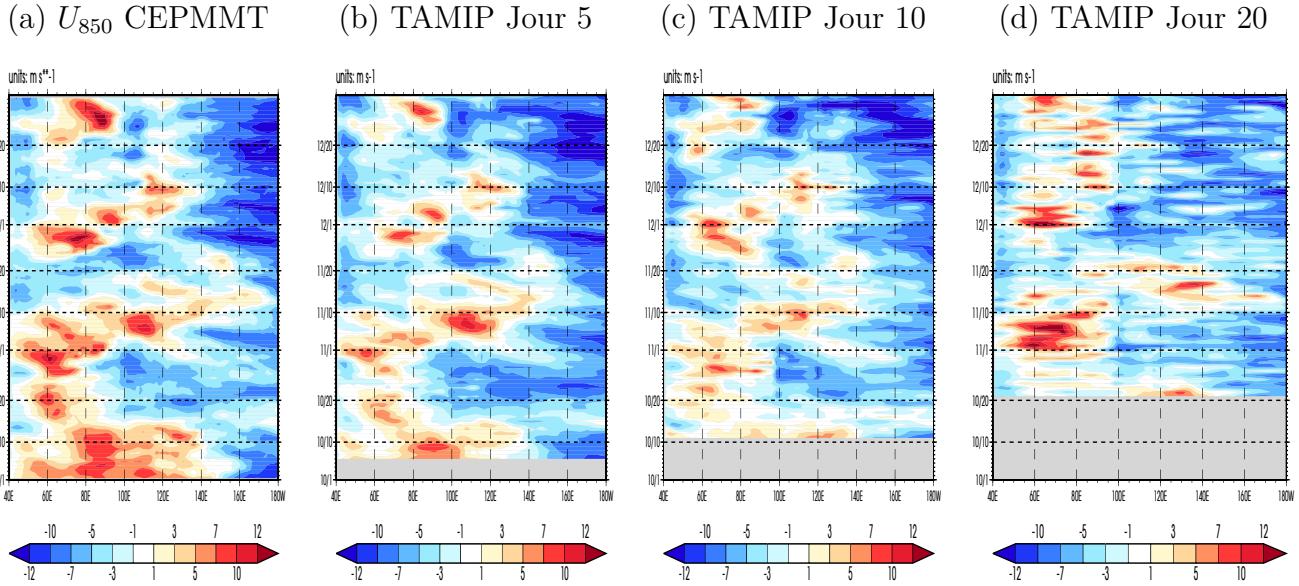


FIGURE 4.20 – *Hovmöller du 1<sup>er</sup> Octobre au 31 Décembre 2011 du vent à 850 hPa (temps-longitude) en moyenne sur la bande de latitude 0-8°N. Analyses du CEPMMT (a), Transpose-AMIP aux échéances 5, 10 et 20 jours respectivement b, c et d.*

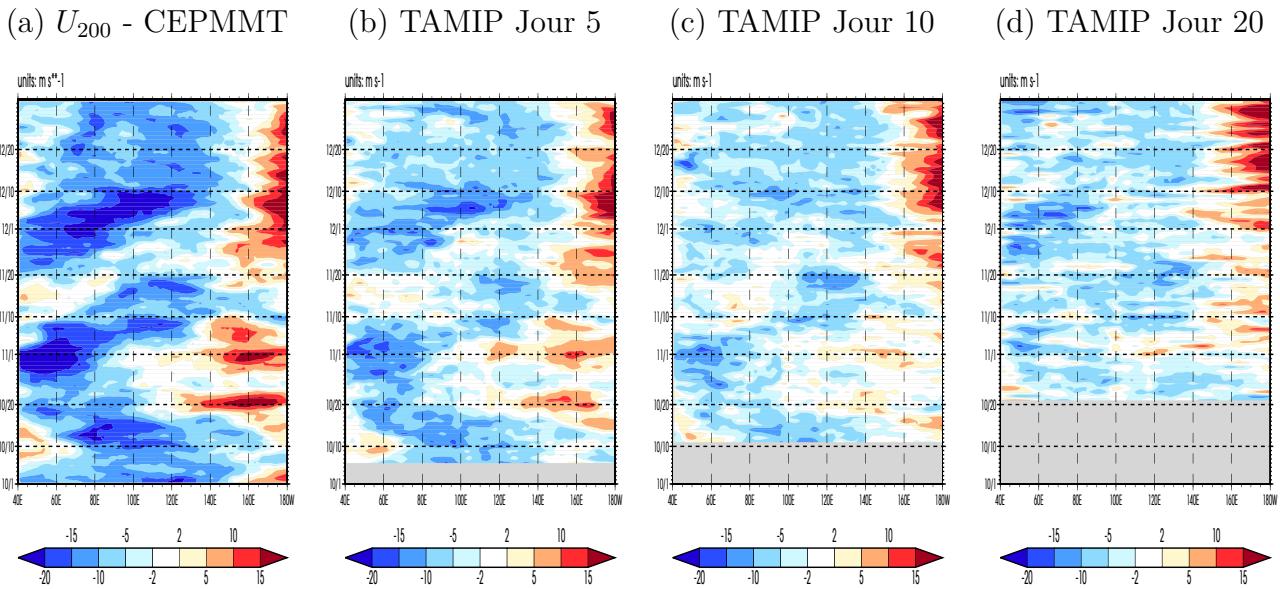


FIGURE 4.21 – *Idem à Fig. 4.20 mais pour le vent zonal à 200 hPa.*

#### 4.4.2. Prévision de l'activité MJO

[Wheeler and Hendon \(2004\)](#) (WH04) ont introduit deux indices permettant d'identifier et suivre de manière plus quantitative l'activité de la MJO. Ces deux indices, appelés indices RMM1 et RMM2 (Real-time Monitoring MJO Indices), sont déterminés à partir d'une analyse en composantes principales multivariée, appliquée sur les anomalies de rayonnement infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère (OLR) et les anomalies de vent zonal à 850 et 200 hPa. Sur la base de cette approche, [Gottschalk et al. \(2010\)](#) ont proposé une méthodologie pour

estimer ces indices sur des prévisions opérationnelles. Cette méthode a été largement utilisée depuis, tant pour évaluer la capacité des systèmes de prévisions opérationnelles à prévoir la MJO que pour caractériser des simulations de type Transpose-AMIP (e.g., [Klingaman et al., 2015a](#); [Hannah and Maloney, 2014](#); [Hannah et al., 2015](#)). Cette méthode, que nous décrivons ci-dessous a été appliquée sur les simulations Transpose-AMIP d'ARPEGE-Climat utilisées dans ce chapitre.

On utilise les champs d'OLR et de vent zonal à 850 et 200 hPa en moyenne journalière (calculés à partir des champs échantillonnés à 3h pour ARPEGE-Climat). Pour une prévision, la méthode est la suivante :

- Pour chacun des champs, on lui soustrait le cycle annuel journalier de l'OLR de la NOAA et du vent de la réanalyse NCEP (données utilisées dans WH04). Ces cycles annuels sont calculés sur la période 1979-2001 (période utilisée dans WH04) en ne conservant que la moyenne et les 3 premiers harmoniques.
  - On obtient des anomalies qui sont ensuite moyennées en latitude sur la bande 15°S-15°N.
  - Pour chaque échéance  $t$  de la prévision, on construit une série de 121 jours, les  $t$  derniers jours étant la prévision entre 1 et  $t$  et les 121- $t$  premiers jours étant les anomalies d'OLR de la NOAA et du vent de la réanalyse NCEP. A cette série, on soustrait sa moyenne sur ces 121 jours. L'objectif ici est d'enlever la partie du signal qui pourrait être due à la variabilité interannuelle, notamment ENSO.
  - Etant donné que les EOFs sont adimensionnés, ces nouvelles anomalies sont normalisées par la variance temporelle des anomalies des « observations » moyennée sur toutes les longitudes ( $15.69 \text{ W m}^{-2}$  pour l'OLR,  $5.24 \text{ m s}^{-1}$  pour le vent zonal à 200 hPa, et  $1.96 \text{ m s}^{-1}$  pour le vent zonal à 850 hPa).
  - On projette ensuite les anomalies sur les EOFs multivariés de WH04. Ces EOFs sont issus d'une analyse en composantes principales multivariée des anomalies d'OLR de la NOAA et de vent zonal à 850 et 200 hPa de la réanalyse NCEP, sur la période 1979-2001.
- On obtient les indices RMM1 et RMM2 pour chaque prévision.

On applique la même procédure sur l'OLR de la NOAA et les analyses du CEPMMT, ces dernières étant utilisées pour initialiser les prévisions d'ARPEGE-Climat. Ces indices RMM serviront donc de référence pour évaluer la capacité d'ARPEGE-Climat à prévoir la MJO.

Pour caractériser la MJO, on peut calculer à partir de RMM<sub>1</sub> et RMM<sub>2</sub> son amplitude et sa phase :

$$AMP = \sqrt{RMM_1^2 + RMM_2^2} \quad (4.1)$$

$$Phase = \tan^{-1} \left( \frac{RMM_2}{RMM_1} \right) \quad (4.2)$$

L'évolution au cours de la période CINDY2011/DYNAMO des indices RMM<sub>1</sub> et RMM<sub>2</sub>, de l'amplitude et de la phase de la MJO telles que diagnostiquées à partir des analyses ECMWF est présenté sur les figures [4.22](#) et [4.23](#), avec quelques exemples d'application à des prévisions réalisées avec ARPEGE-Climat. On note que les simulations Transpose-AMIP sont relativement souvent capable de prévoir l'évolution de ces indices, en particulier sur le premier événement. L'indice RMM<sub>1</sub> semble plus difficile à prévoir et le modèle semble avoir des difficultés à prévoir la croissance de phase entre deux événements.

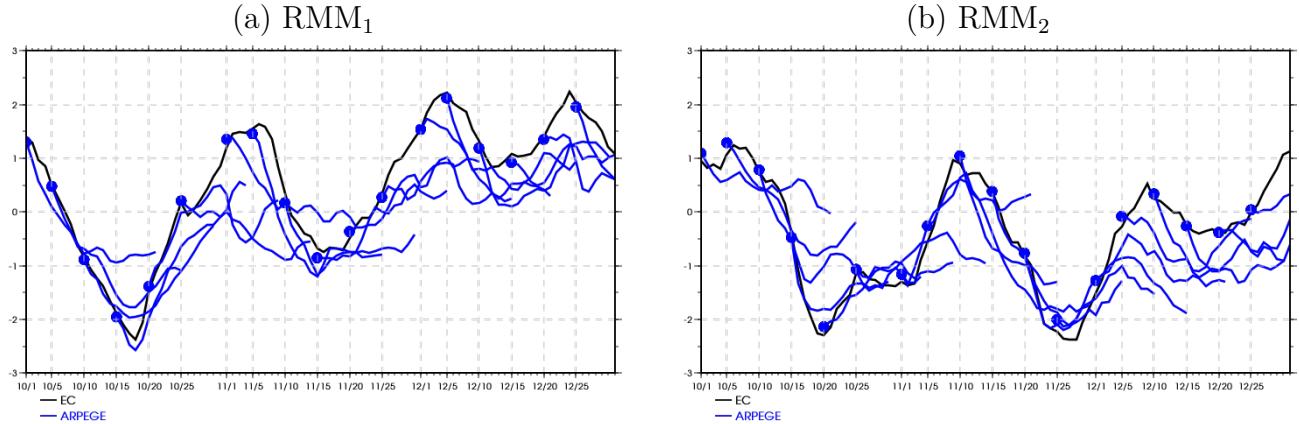


FIGURE 4.22 – *Evolution temporelle des composantes des indices RMM, RMM<sub>1</sub> (a) et RMM<sub>2</sub> (b), en noir la référence (OLR NOAA et analyses du CEPMMT) et en bleu pour quelques prévisions d'ARPEGE-Climat. Les points bleus indiquent les états initiaux des prévisions ARPEGE-Climat.*

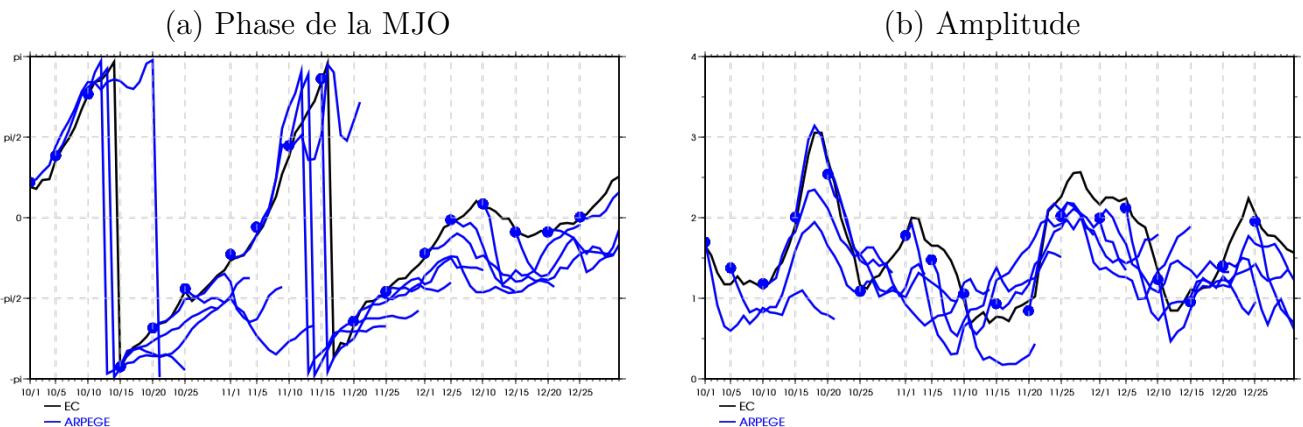


FIGURE 4.23 – *Idem Fig. 4.22, mais pour la phase de la MJO (a) et son amplitude (b).*

Pour évaluer plus quantitativement la capacité d'ARPEGE-Climat à prévoir ces indices MJO, on utilise la corrélation et l'erreur quadratique moyenne de chaque indice RMM en comparaison à une référence, ici les indices RMM calculés par la procédure évoquée ci-dessus à partir des analyses ECMWF. On peut calculer une corrélation et une erreur quadratique bivariées :

$$COR(\tau) = \frac{\sum_{t=1}^N [a_1(t)b_1(t, \tau) + a_2(t)b_2(t, \tau)]}{\sqrt{\sum_{t=1}^N [a_1^2(t) + a_2^2(t)]} \sqrt{\sum_{t=1}^N [b_1^2(t, \tau) + b_2^2(t, \tau)]}} \quad (4.3)$$

$$RMSE(\tau) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{t=1}^N [a_1(t) - b_1(t, \tau)]^2 + [a_2(t) - b_2(t, \tau)]^2} \quad (4.4)$$

où  $a_{1,2}(t)$  est l'indice RMM de référence ou de vérification (ici issu des analyses du CEPMMT) et  $b_{1,2}(t, \tau)$  est l'indice RMM de la prévision initialisée à l'instant  $t$  pour l'échéance  $\tau$ .  $COR(\tau)$

n'est pas sensible aux erreurs d'amplitude et est donc une mesure de la capacité du modèle à prévoir la phase de la MJO.  $RMSE(\tau)$  en revanche est sensible à la fois aux erreurs de prévision sur la phase et l'amplitude de la MJO.

La figure 4.24 indique des scores relativement modérés d'ARPEGE-Climat. En se fixant un seuil de corrélation de 0.7, comme dans [Klingaman et al. \(2015a\)](#), on estime une prévisibilité à environ 11 jours, (légèrement supérieure pour l'indice RMM2 seule). A titre de comparaison, la version 5 d'ARPEGE-Climat utilisée dans [Klingaman et al. \(2015a\)](#) avait une prévisibilité de 15 jours, pour des événements MJO différents, observés durant la période YOTC<sup>1</sup>. Environ la moitié des modèles ayant participé à cette intercomparaison avait une prévisibilité supérieure à 15 jours. Les modèles (CAM5 et SP-CAM) utilisés dans les études de [Hannah and Maloney \(2014\)](#); [Hannah et al. \(2015\)](#) ont également de meilleurs scores.

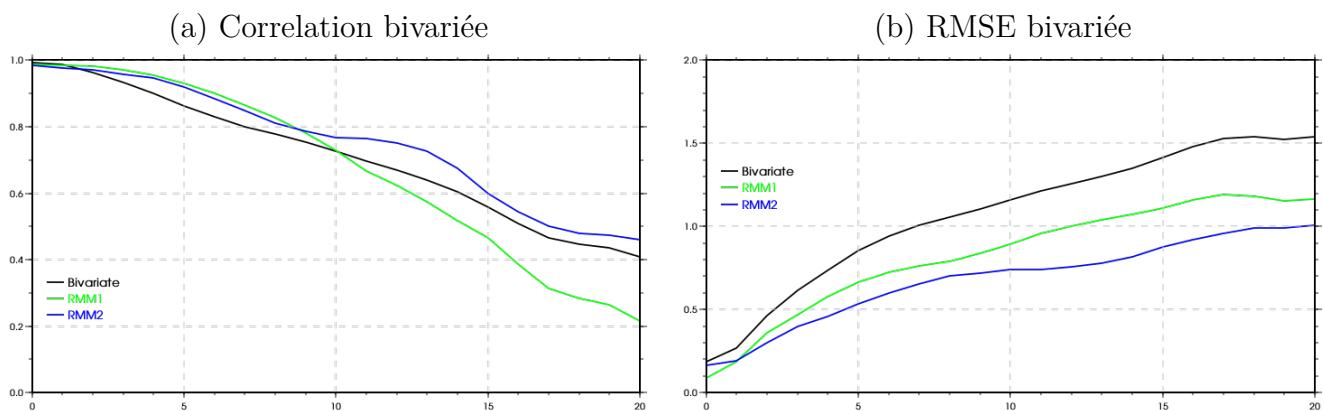


FIGURE 4.24 – Corrélation (a) et  $RMSE$  (b), en fonction des échéances données en jours, bivariée (noir), par rapport à  $RMM_1$  (vert) et  $RMM_2$  (bleu).

En conclusion de cette section, la performance de la version 6 d'ARPEGE-climat à prévoir la MJO pendant la période CINDY2011/DYNAMO est modérée. Il sera d'une part intéressant d'analyser la dépendance de ces scores aux événements MJO sélectionnés (i.e., la période CINDY2011/DYNAMO en comparaison à la période YOTC), et d'autre part d'approfondir pourquoi la version 5 d'ARPEGE-Climat a une meilleure capacité à prévoir la MJO que la nouvelle version étudiée dans cette thèse.

CE QU'IL FAUT RETENIR DU CHAPITRE 4

- La période et la région CINDY2011/DYNAMO est généralement représentative du comportement du modèle sur l'ensemble des régions tropicales, ou plus précisément sur l'océan Indien.
- Cette représentativité spatio-temporelle de la campagne CINDY2011/DYNAMO a permis de comparer les trois configurations du modèle (1D, AMIP, Transpose-AMIP) et de juger de la pertinence de l'une par rapport aux deux autres pour certains aspects du comportement du modèle.
- Il a été noté une cohérence de biais thermodynamiques (température et humidité) entre les trois configurations. Les biais dans la circulation tropicale (vent zonal et méridien, vitesse verticale) et de précipitations sont relativement comparables entre les configurations Transpose-AMIP et AMIP au-delà de 10 à 15 jours d'échéance.
- La circulation méridienne simulée par les configurations 3D est trop intense et l'intensité du jet d'Est à 200 hPa est sous-estimée, surtout au niveau de l'océan Indien et du continent maritime. Cette sous-estimation du jet contribue à affaiblir la circulation de Walker sur l'ouest du continent maritime.
- L'évaluation du bilan d'eau intégré sur la colonne montre que les biais de précipitations estimés en moyenne zonale en mode AMIP sont liés à une surestimation de la convergence d'humidité qui apparaît au bout d'une quinzaine de jours en mode Transpose-AMIP.
- Zoom sur le domaine nord de la campagne CINDY2011/DYNAMO
  - \* On note une cohérence des trois configurations (1D, Transpose-AMIP, AMIP) dans leur représentation des régimes de la convection. Le protocole 1D est particulièrement pertinent pour tenter de comprendre les erreurs associées à ces régimes.
  - \* Le protocole Transpose-AMIP montre qu'une sous-estimation du flux d'évaporation en surface conduit, aux courtes échéances, à un manque de chauffage convectif et à un biais froid de la troposphère. Ce biais froid est plus marqué en haute troposphère et semble résulter d'un comportement inattendu de la paramétrisation de la convection, qui génère un refroidissement au sommet des tours convectives.
  - \* Le manque d'activité convective profonde au cours des premières échéances permet aussi d'expliquer en partie les biais d'humidité. Ces derniers mettent aussi en jeu une balance subtile entre convection peu profonde, de type congestus et profonde que le modèle peine à reproduire.



## Chapitre 5

# Conclusions et perspectives

## Sommaire

<b>5.1 Conclusions</b> . . . . .	<b>117</b>
5.1.1 Rappel de l'organisation et des objectifs de la thèse . . . . .	117
5.1.2 Hiérarchie de configurations et biais d'ARPEGE-Climat . . . . .	118
5.1.3 Evaluation de la représentation de la convection en 1D . . . . .	118
5.1.4 Correspondances des configurations d'ARPEGE . . . . .	119
5.1.5 ARPEGE-Climat sous les tropiques . . . . .	120
<b>5.2 Perspectives</b> . . . . .	<b>121</b>
5.2.1 Autour de la variabilité sous maille d'échelle synoptique sur les quadrilatères CINDY2011/DYNAMO . . . . .	121
5.2.2 Amélioration de la comparaison 1D vs Transpose-AMIP . . . . .	121
5.2.3 Vers l'amélioration de la représentation des processus physiques dans ARPEGE-Climat . . . . .	122
5.2.4 Amélioration de la prévision de l'activité MJO . . . . .	122

## 5.1. Conclusions

Le travail accompli au cours de cette thèse a contribué à documenter la représentation des interactions entre convection humide et dynamique de grande échelle sous les tropiques dans la version 6 du modèle atmosphérique ARPEGE-Climat. Cette version a notamment été développée dans le groupe climat du CNRM en vue de participer à la sixième phase de l'exercice international d'intercomparaison des modèles de climat (CMIP6). Ce travail s'est également attelé à comprendre le rôle que peuvent jouer ces interactions dans les principaux biais du modèle sous les tropiques, à la fois en termes de thermodynamique et de circulation de grande échelle.

### 5.1.1. Rappel de l'organisation et des objectifs de la thèse

Pour atteindre ces objectifs, nous avons articulé cette thèse autour de quatre chapitres. Le premier a permis d'introduire la circulation moyenne de l'atmosphère tropicale, les processus atmosphériques et les interactions entre la convection et la dynamique de grande échelle. Le deuxième chapitre décrit les données, les outils statistiques et le modèle atmosphérique ARPEGE-Climat qui ont servi de base pour réaliser ce travail de thèse. Sur le plan des observations, l'originalité de la thèse est de s'appuyer en grande partie sur les données de la

campagne de mesure CINDY2011/DYNAMO. Cette dernière s'est déroulée dans l'océan Indien sur la période allant du 1er octobre au 31 décembre 2011 et a permis de documenter la variabilité intra-saisonnière de l'atmosphère tropicale. La campagne a aussi permis d'obtenir des estimations de grande qualité des différents termes des bilans d'eau et d'énergie à l'échelle de deux quadrillatères. Les estimations des profils de  $Q_1$  (source apparente de chaleur) et  $Q_2$  (puits apparent d'humidité), qui traduisent les interactions entre processus à petite échelle (e.g., convection) et dynamique de grande échelle, ont, en particulier, été au cœur du travail de thèse. Elles ont permis d'évaluer la capacité d'ARPEGE-Climat (chapitres 3 et 4) à reproduire à la fois leurs propriétés moyennes et leur variabilité à haute fréquence. Le chapitre 3 a présenté en détail l'évaluation d'ARPEGE-Climat en configuration uni-colonne (1D) sur le domaine nord de la campagne CINDY2011/DYNAMO. Une attention particulière a été portée sur sa capacité à simuler l'effet moyen (sur les profils de température et d'humidité) et le cycle de vie de la convection. Ce travail a fait l'objet d'un article soumis à *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, actuellement en révision. Le type de convection observé sur le domaine sud (sous l'influence de la ZCIT) étant différent de celui sur le domaine nord (plus influencé par la MJO), une analyse brève du comportement du modèle sur le quadrilatère sud a été proposée en complément. Le chapitre 4 s'est focalisé sur la cohérence du comportement du modèle ARPEGE-Climat à travers une hiérarchie de configurations, plus ou moins contraintes, allant d'une dynamique prescrite (mode 1D) à une dynamique uniquement contrainte par les températures de la mer observées (mode AMIP 3D) en passant par une configuration intermédiaire (mode Transpose-AMIP) où l'atmosphère est régulièrement initialisée et où les intégrations sont limitées à une vingtaine de jours. Cette dernière configuration est particulièrement adaptée pour poursuivre l'évaluation fine du modèle tout en bénéficiant des observations de grande qualité fournies par la campagne CINDY2011/DYNAMO. En comparaison au mode 1D, l'approche Transpose-AMIP permet aussi d'introduire et d'analyser certaines rétroactions entre processus à petite échelle et dynamique de grande échelle.

### 5.1.2. Hiérarchie de configurations et biais d'ARPEGE-Climat

La partie 4.2 a souligné la cohérence des biais entre les 3 configurations du modèle. En confrontant les résultats des configurations 3D à ceux du mode unicolonne, il ressort en particulier que ce mode unicolonne dans lequel la dynamique est imposée est très pertinent pour analyser les biais thermodynamiques. Le mode Transpose-AMIP, moins contraint permet d'analyser la mise en place des biais dynamiques et thermodynamiques du modèle et en particulier le rôle des interactions entre physique et dynamique. On note une mise en place de la structure des biais thermodynamiques généralement très rapide (inférieure à 2 jours). Quant aux biais dynamiques, leur structure apparaît légèrement plus lentement, en environ 5 jours. Dans les deux cas, les biais s'intensifient ensuite progressivement pour se rapprocher de leur amplitude en AMIP en environ 10 à 15 jours. Les approches 1D et Transpose-AMIP sont donc très complémentaires.

### 5.1.3. Evaluation de la représentation de la convection en 1D

L'article d'Abdel-lathif et al. (2018) reproduit dans le chapitre 3.1 présente les résultats de l'évaluation du modèle ARPEGE en mode 1D sur le domaine de la campagne CINDY2011/DYNAMO. Il compare les biais thermodynamiques du modèle ARPEGE-Climat selon deux protocoles distincts consistant soit à prescrire les SST (SST-Setup) soit à prescrire directement les flux de surface, basé sur les données Tropflux (CONTROL). L'expérience SST-Setup a montré une

forte sous-estimation des flux de chaleur en surface qui explique une part conséquente des biais thermodynamiques du modèle 1D, notamment une atmosphère trop froide et globalement trop sèche sur toute la période de la campagne, suggérant au premier ordre un manque d'activité convective associé à des flux d'évaporation trop faibles. Plusieurs origines possibles à cette sous-estimation ont été discutées. L'une d'elles est spécifiquement reliée à une insuffisance des flux de surface en présence de convection profonde ou peu profonde. Une seconde est très vraisemblablement associée à la grande taille du quadrilatère simulé en 1D, qui introduit une variabilité sous-maille mais à échelle synoptique des variables pilotant les flux de surface (e.g., vent), qui serait en fait représentée par le modèle en configuration 3D, mais pour laquelle aucune paramétrisation n'est prévue. Le reste de l'étude s'est donc fait sur la base de l'expérience CONTROL afin d'éliminer ce biais de premier ordre qui est en partie corrigé dans les configurations 3D du modèle (chapitre 4). L'analyse de la distribution temporelle des profils verticaux de  $Q_1$  et  $Q_2$  indique que le modèle manque de variabilité pendant la période CINDY2011/DYNAMO. Il rate ainsi un grand nombre d'événements refroidissants et se révèle quasiment incapable de générer des humidifications importantes au-dessus de 800 hPa. La décomposition des profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  en leurs différentes contributions des paramétrisations physiques du modèle (convection, turbulence, condensation/évaporation de grande échelle et rayonnement) a souligné que le fort biais froid en haute troposphère résultait vraisemblablement d'une combinaison entre un refroidissement radiatif dans le domaine infrarouge trop marqué, et un manque de chauffage convectif à ces altitudes. Une forte discontinuité sur les profils de  $Q_1$  vers 600 hPa a été notée et suggère une transition entre eau liquide et glace trop brutale dans le schéma de microphysique.

Enfin, l'analyse en composantes principales du profil de  $Q_1$  a montré que le modèle reproduit assez fidèlement ses deux premiers modes de variabilité. Ces deux modes ont ensuite été utilisés pour définir des régimes convectifs et ainsi caractériser une forme de cycle de vie de la convection. Le modèle reproduit relativement bien ce cycle de vie. Ce dernier est ensuite utilisé pour stratifier les biais du modèle. L'accroissement des biais humides du modèle intervient pendant les phases actives de la convection, pendant les phases de convection peu profonde pour le biais humide vers 850 hPa, et pendant les phases stratiformes pour le biais humide dans la moyenne et haute troposphère. En ce qui concerne le biais froid en haute troposphère, il tire son origine essentiellement des régimes de convection stratiforme, faisant donc intervenir des processus de type enclume convective. Il conviendra de mieux les prendre en compte dans le modèle.

L'analyse complémentaire sur le domaine Sud de la campagne CINDY2011/DYNAMO mène à des conclusions assez similaires, aussi bien en termes de biais de température et d'humidité, qu'en termes de sous-estimation de l'intensité et de l'altitude de la convection. Les biais de température et d'humidité sont un peu plus marqués, ce qui semble résulter d'une distribution différente des régimes convectifs plutôt que d'erreurs intra-régime différentes.

#### 5.1.4. Correspondances des configurations d'ARPEGE

Les résultats du modèle ARPEGE-Climat dans le cadre 1D sont très contraints par la prescription de l'advection horizontale et de la vitesse verticale. Les configurations 3D (AMIP et Transpose-AMIP), où la dynamique est libre ou seulement initialisée, constituent un cadre permettant d'introduire des interactions avec la dynamique et d'analyser leurs rôles dans les biais du modèle. Afin de pouvoir comparer les trois configurations du modèle (1D, AMIP, Transpose-AMIP) et de juger de la pertinence de l'une par rapport aux deux autres pour certains aspects du comportement du modèle, une première partie du chapitre 4 s'est attachée à montrer que la période et la région CINDY2011/DYNAMO est généralement représentative du comportement

du modèle sur l'ensemble des régions tropicales, ou plus précisément sur l'Océan Indien. La deuxième partie de ce chapitre a quantifié et souligné la cohérence des biais de température et d'humidité entre les trois configurations. En particulier, les biais dans la circulation tropicale (vent zonal et méridien, vitesse verticale) et de précipitations sont relativement comparables entre les configurations AMIP et Transpose-AMIP au-delà de 10 à 15 jours d'échéance. On rappelle que dans le protocole 1D les vents zonal et méridien sont relaxés et la vitesse verticale est prescrite, ce qui constraint fortement les précipitations simulées par le modèle. Les profils verticaux des biais de température montrent une atmosphère tropicale froide, biais qui croît avec l'altitude. La troposphère présente des biais humides en surface et au dessus de 700 hPa et un biais sec vers 850 hPa, au sommet de la couche limite. Ces biais sont extrêmement similaires à ceux mis en évidence dans le cadre uni-colonne. En termes de circulation tropicale, les deux configurations 3D montrent une sur-estimation de la vitesse verticale au niveau des pôles de convection et sur le domaine de la campagne CINDY2011/DYNAMO. Le modèle simule une circulation méridienne trop intense et sous-estime l'intensité du jet d'Est à 200 hPa, surtout au niveau de l'Océan Indien et du continent maritime. Cette sous-estimation du jet contribue à affaiblir la circulation de Walker sur le continent maritime. L'évaluation du bilan d'eau intégré sur la colonne montre que les biais de précipitations estimés en moyenne zonale en mode AMIP sont liés à une surestimation de la convergence d'humidité qui apparaît au bout d'une quinzaine de jours en mode Transpose-AMIP.

Le zoom sur le domaine Nord de la campagne CINDY2011/DYNAMO souligne la cohérence des trois configurations analysées dans leur représentation des régimes de la convection, et donc en particulier la pertinence du protocole 1D pour tenter de remédier aux erreurs associées. Le protocole Transpose-AMIP montre qu'une sous-estimation du flux d'évaporation en surface conduit, aux courtes échéances, à un manque de chauffage convectif et à un biais froid de la troposphère. Le biais froid plus marqué en haute troposphère, et qui implique des échelles de temps un peu plus longues (10 à 15 jours), semble résulter d'un comportement inattendu voire anormal de la paramétrisation de la convection, qui génère un refroidissement au sommet des tours convectives. Le manque d'activité convective profonde au cours des premières échéances permet aussi d'expliquer en partie les biais d'humidité. Par ailleurs, ces derniers mettent en jeu une balance subtile entre convection peu profonde, de type congestus et profonde que le modèle peine à reproduire.

### 5.1.5. ARPEGE-Climat sous les tropiques

L'évaluation du modèle sous les tropiques a montré que le modèle reproduit au 1er ordre l'état moyen de ces régions. Il est aussi capable de représenter un cycle de vie de la convection raisonnable. Certains défauts peuvent être notés : les circulations de Hadley et de Walker sont trop intenses et la divergence d'altitude associée est trop forte et trop pincée. Le modèle a aussi un biais froid conséquent, particulièrement en haute troposphère. Il est aussi trop humide dans la couche limite et au dessus de 700 hPa. En revanche, il est trop sec juste au-dessus de la couche limite, vers 850 hPa, dans la couche alimentée par la convection peu profonde. L'analyse des distributions des profils de  $Q_1$  et  $Q_2$  a permis de montrer que la convection profonde n'est généralement pas assez fréquente et que le modèle a du mal à représenter à la fois la convection profonde et peu profonde, soulevant des questions sur la possibilité d'avoir une approche unifiée pour représenter ces régimes. L'analyse en régime convectif a d'ailleurs montré que les biais froid et humide en haute troposphère pouvaient être attribués aux régimes stratiformes de la convection, indiquant possiblement deux origines, une convection pas assez

profonde et des effets radiatifs de nuages dans l'infrarouge sur-estimés. Par ailleurs, le modèle tend à sous-estimer l'évaporation de surface sur l'océan Indien, soulignant la potentielle nécessité de mieux prendre en compte la variabilité méso-échelle (sous-maille) des flux de surface.

## 5.2. Perspectives

### 5.2.1. Autour de la variabilité sous maille d'échelle synoptique sur les quadrilatères CINDY2011/DYNAMO

Le chapitre 3 a montré qu'avec l'expérience SST-Setup (modèle 1D forcé par les SSTs en surface), le modèle ARPEGE-Climat sous-estime largement les flux de surface. Les différents tests de sensibilité réalisés soit en désactivant les tendances du vent soit en relaxant l'humidité (cf. section 3.2.9.2) ont montré que la sous-estimation des flux de chaleur en surface n'est pas liée aux biais de vent ou d'humidité en surface. Les simulations 3D ont montré des biais d'évaporation en surface (cf. chapitre 4) plus faibles que ceux de la simulation 1D. Les biais d'évaporation en surface en 1D résulterait donc plus d'une variabilité sous maille à échelle synoptique des variables contrôlant l'évaporation. Le quadrilatère CINDY2011/DYNAMO étant assez grand par rapport à la taille d'une maille typique de modèle de climat ( $\sim 100$  km), cette variabilité devient résolue par les configurations tridimensionnelles.

Pour palier ce problème méthodologique, plusieurs options sont possibles. Nous en avons proposé une qui se base sur un forçage du modèle unicolonne en flux de surface plutôt qu'en température de surface. Si elle permet de contourner le problème, elle coupe une rétroaction physique qui ne peut donc plus être évaluée. Une autre manière pourrait consister à dériver des forçages sur des domaines plus petits et plus représentatifs d'une maille de modèle de climat. Naturellement, la dérivation de tels forçages peut être compliquée, selon les données disponibles. Un tel forçage a été développé à une échelle de l'ordre de 300 km au-dessus du navire de recherche R/V Revelle par S. Xie et Y. Zhang, sur la base d'une analyse variationnelles des analyses opérationnelles ECMWF, des radiosondages du R/V Revelle et d'un certain nombre d'autres sources de données<sup>1</sup>. Pour reproduire la variabilité synoptique des flux de surface, mais aussi de la convection, il serait intéressant de subdiviser le quadrilatère Nord de la campagne CINDY2011/DYNAMO en un certain nombre de quadrilatères de taille cohérente avec la maille d'un modèle de climat et d'en construire les forçages, par exemple en combinant analyses ECMWF et données disponibles. Une série de simulations unicolonnes sur l'ensemble de ces quadrilatères (« multiple 1D ») pourrait alors être réalisée et leur moyenne pourrait être comparée aux données utilisées dans cette thèse. On pourrait alors en déduire le rôle de la variabilité synoptique sur les bilans d'eau et d'énergie sur le domaine complet, et son impact sur les propriétés de la convection. Cette méthode permet de prendre en compte la variabilité sous-maille synoptique des flux de surface en travaillant toujours dans un cadre à dynamique imposée pour évaluer l'effet collectif des colonnes.

### 5.2.2. Amélioration de la comparaison 1D vs Transpose-AMIP

Les simulations unicolonnes réalisées dans cette thèse correspondent à une intégration sur 3 mois de la physique d'ARPEGE-Climat. De fait, au bout de quelques jours, le modèle atteint une forme d'équilibre entre sa physique et les forçages qu'on lui impose. Ceci induit une limite potentielle à ce type de simulation 1D unicolonne longue, et pourrait expliquer certaines dif-

1. <https://www.arm.gov/news/data/post/29546>

férences notées dans la comparaison entre protocole 1D et Transpose-AMIP, notamment aux premières échéances. On se rappellera que sur certains aspects, les biais du modèle 1D, notamment en humidité, ressemblaient plus au modèle en configuration AMIP, plutôt que Transpose-AMIP. Une approche possible pour analyser en quoi le cadre 1D long peut être limitant pour certaines questions serait d'appliquer l'approche Tranpose-AMIP en 1D, c'est à dire en réalisant par exemple un ensemble de simulations 1D de plusieurs jours et initialisées toutes les 24 heures. L'analyse de la dérive du modèle 1D et de son impact sur les erreurs constatées et la représentation de la convection serait particulièrement pertinente.

### 5.2.3. Vers l'amélioration de la représentation des processus physiques dans ARPEGE-Climat

La thèse a tenté de formuler à plusieurs reprises des hypothèses quant à l'origine de certaines erreurs du modèle ARPEGE-Climat. L'objectif était de fournir un guide sur les développements et améliorations à envisager. Il est d'une part nécessaire de continuer à tester certaines de ces hypothèses, par exemple en développant des expériences de sensibilité plus ou moins académiques (e.g., modifier artificiellement une forme de profil de chauffage), pour en évaluer l'impact. D'autre part, il conviendra de se focaliser sur certains processus ou certains régimes convectifs, en utilisant par exemple d'autres sources d'observations ou de la modélisation à haute résolution résolvant explicitement les processus abordés. Par exemple, il a été noté dans les profils de  $Q_1$  et  $Q_2$ , une transition trop brutale au niveau de l'isotherme  $0^{\circ}\text{C}$ , vers  $650\text{ hPa}$ . Le comportement fin de la paramétrisation de la microphysique doit être analysé afin d'identifier s'il s'agit d'un mauvais réglage ou d'un processus microphysique mal représenté ou manquant. Sur ce dernier point, on peut questionner par exemple l'utilisation d'un schéma microphysique ne prenant pas en compte la vitesse verticale dans le schéma de convection. On a aussi soulevé un rôle potentiel de l'effet radiatif des nuages sur le biais froid troposphérique. D'une part, cet effet devra être mieux quantifié, par exemple de manière intégrée à l'aide d'estimations satellites comme CERES ou même plus directement en termes de profils verticaux à l'aide de produits du type 2B-FLXHR-LIDAR (e.g. [L'Ecuyer et al., 2008](#)) qui en proposent des estimations à partir de profils nuageux observés par les instruments à bord des satellites CloudSat et CALIPSO. En particulier, les régimes de convection stratiforme, mettant en jeu les enclumes des systèmes convectifs, devront être analysés plus en détail, notamment pour identifier ce que le modèle est capable de représenter et ce qui lui manque. On pourra aussi réaliser des tests de sensibilité en jouant sur les propriétés radiatives des nuages.

### 5.2.4. Amélioration de la prévision de l'activité MJO

L'analyse préliminaire de la capacité d'ARPEGE-Climat à prévoir l'évolution de la MJO pendant la campagne CINDY2011/DYNAMO a indiqué des scores relativement modérés, et a priori plus faibles que ceux de l'ancienne version 5 d'ARPEGE-Climat (intercomparaison sur la période YOTC de [Klingaman et al. \(2015a\)](#)). La comparaison fine des deux modèles, notamment en termes de bilans d'eau et d'énergie, pourra peut-être donner quelques indications sur l'origine de ces comportements différents. Par ailleurs, l'intercomparaison menée par [Klingaman et al. \(2015b\)](#) avait par exemple noté que la représentation de la MJO dans ces deux types de configurations n'était pas corrélée. Il semble donc nécessaire de mieux comprendre en quoi un protocole comme Transpose-AMIP peut apporter des éléments pertinents sur la représentation de la MJO dans les configurations AMIP. Il est en particulier important d'analyser en Transpose-AMIP un plus grand nombre d'épisodes MJO, afin d'identifier la dérive systématique

du modèle au cours de la mise en place et la propagation de cette organisation de la convection aux échelles intra-saisonnères. Une attention particulière pourra être portée à l'influence du continent maritime sur l'organisation de la convection et la propagation de la MJO, notamment dans le cadre du programme *Years of the Maritime Continent*.



# Bibliographie

Achuthavarier, D., H. Wang, S. Schubert, and M. Sienkiewicz (2016), Impact of DYNAMO Observations on NASA GEOS-5 Reanalyses and the Representation of MJO initiation, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*. [52](#)

Andrews, T., J. M. Gregory, M. J. Webb, and K. E. Taylor (2012), Forcing, feedbacks and climate sensitivity in CMIP5 coupled atmosphere-ocean climate models, *Geophysical Research Letters*, *39*(9). [1](#)

Arakawa, A., and W. H. Schubert (1974), Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *31*(3), 674–701. [16](#), [17](#), [36](#)

Back, L. E., and C. S. Bretherton (2009), A simple model of climatological rainfall and vertical motion patterns over the tropical oceans, *Journal of Climate*, *22*(23), 6477–6497. [19](#)

Bechtold, P. (2017), *Atmospheric moist convection*, 1–85 pp., ECMWF Training. [13](#), [15](#)

Bechtold, P., J.-L. Redelsperger, I. Beau, M. Blackburn, S. Brinkop, J.-Y. Grandpeix, A. Grant, D. Gregory, F. Guichard, C. How, et al. (2000), A GCSS model intercomparison for a tropical squall line observed during TOGA-COARE. II : Intercomparison of single-column models and a cloud-resolving model, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *126*(564), 865–888. [40](#)

Bechtold, P., E. Bazile, F. Guichard, P. Mascart, and E. Richard (2001), A mass-flux convection scheme for regional and global models, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *127*(573), 869–886. [36](#)

Bechtold, P., P. Bauer, P. Berrisford, J. Bidlot, C. Cardinali, T. Haiden, M. Janousek, D. Klocke, L. Magnusson, A. McNally, et al. (2012), *Progress in predicting tropical systems : The role of convection*, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts. [36](#)

Bellucci, A., S. Gualdi, and A. Navarra (2010), The double-ITCZ syndrome in coupled general circulation models : the role of large-scale vertical circulation regimes, *Journal of Climate*, *23*(5), 1127–1145. [2](#)

Benedict, J. J., E. D. Maloney, A. H. Sobel, D. M. Frierson, and L. J. Donner (2013), Tropical intraseasonal variability in version 3 of the GFDL atmosphere model, *Journal of Climate*, *26*(2), 426–449. [51](#)

- Betts, A. K. (1986), A new convective adjustment scheme. Part I : Observational and theoretical basis, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112(473), 677–691. [16](#), [36](#), [39](#)
- Beucher, F., S. Belamari, and I. Beau (2010), Météorologie tropicale : des alizés au cyclone, *Edité pat Météo-France*. [8](#)
- Bjerknes, J. (1969), Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Monthly Weather Review*, 97(3), 163–172. [9](#)
- Bodas-Salcedo, A., M. Webb, M. Brooks, M. Ringer, K. Williams, S. Milton, and D. Wilson (2008), Evaluating cloud systems in the Met Office global forecast model using simulated CloudSat radar reflectivities, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D8). [41](#)
- Bony, S., B. Stevens, D. M. Frierson, C. Jakob, M. Kageyama, R. Pincus, T. G. Shepherd, S. C. Sherwood, A. P. Siebesma, A. H. Sobel, et al. (2015), Clouds, circulation and climate sensitivity, *Nature Geoscience*, 8(4), 261–268. [2](#)
- Bougeault, P. (1981), Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. Part I : Testing the ensemble cloud relations against numerical data, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(11), 2414–2428. [30](#)
- Bougeault, P. (1985), A simple parameterization of the large-scale effects of cumulus convection, *Monthly Weather Review*, 113(12), 2108–2121. [30](#), [36](#)
- Bougeault, P., and P. Lacarrere (1989), Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta-Scale Model, *Monthly Weather Review*, 117(8), 1872–1890. [30](#), [35](#), [55](#)
- Bouteloup, Y., Y. Seity, and E. Bazile (2011), Description of the sedimentation scheme used operationally in all Météo-France NWP models, *Tellus A*, 63(2), 300–311. [35](#), [55](#)
- Boyle, J., D. Williamson, R. Cederwall, M. Fiorino, J. Hnilo, J. Olson, T. Phillips, G. Potter, and S. Xie (2005), Diagnosis of Community Atmospheric Model 2 (CAM2) in numerical weather forecast configuration at Atmospheric Radiation Measurement sites, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D15). [42](#)
- Bretherton, C. S., J. R. McCaa, and H. Grenier (2004a), A new parameterization for shallow cumulus convection and its application to marine subtropical cloud-topped boundary layers. Part I : Description and 1D results, *Monthly weather review*, 132(4), 864–882. [37](#)
- Bretherton, C. S., M. E. Peters, and L. E. Back (2004b), Relationships between water vapor path and precipitation over the tropical oceans, *Journal of climate*, 17(7), 1517–1528. [55](#)
- Chadwick, R., G. Martin, D. Copsey, G. Bellon, M. Caian, F. Codron, C. Rio, and R. Roehrig (2017), Examining the West African Monsoon circulation response to atmospheric heating in a GCM dynamical core, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 9(1), 149–167. [2](#), [20](#)
- Charney, J. G., and A. Eliassen (1964), On the growth of the hurricane depression, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 21(1), 68–75. [15](#)

- Chiang, J. C., S. E. Zebiak, and M. A. Cane (2001), Relative roles of elevated heating and surface temperature gradients in driving anomalous surface winds over tropical oceans, *Journal of the atmospheric sciences*, 58(11), 1371–1394. [19](#), [50](#)
- Chou, C., and J. D. Neelin (2003), Mechanisms Limiting the Northward Extent of the Northern Summer Monsoons over North America, Asia, and Africa\*, *Journal of climate*, 16(3), 406–425. [16](#), [50](#)
- Ciesielski, P. E., L. M. Hartten, and R. H. Johnson (1997), Impacts of merging profiler and rawinsonde winds on TOGA COARE analyses, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 14(6), 1264–1279. [26](#)
- Ciesielski, P. E., R. H. Johnson, P. T. Haertel, and J. Wang (2003), Corrected TOGA COARE sounding humidity data : Impact on diagnosed properties of convection and climate over the warm pool, *Journal of climate*, 16(14), 2370–2384. [18](#), [51](#)
- Ciesielski, P. E., P. T. Haertel, R. H. Johnson, J. Wang, and S. M. Loehrer (2012), Developing high-quality field program sounding datasets, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 93(3), 325–336. [26](#)
- Ciesielski, P. E., H. Yu, R. H. Johnson, K. Yoneyama, M. Katsumata, C. N. Long, J. Wang, S. M. Loehrer, K. Young, S. F. Williams, et al. (2014), Quality-controlled upper-air sounding dataset for DYNAMO/CINDY/AMIE : Development and corrections, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(4), 741–764. [19](#), [24](#), [26](#), [51](#), [52](#)
- Coesa, U. (1976), Standard atmosphere, 1976, *US Government Printing Office, Washington, DC*. [40](#), [56](#)
- Couvreux, F., R. Roehrig, C. Rio, M.-P. Lefebvre, M. Caian, T. Komori, S. Derbyshire, F. Guichard, F. Favot, F. D'Andrea, et al. (2015), Representation of daytime moist convection over the semi-arid Tropics by parametrizations used in climate and meteorological models, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(691), 2220–2236. [29](#), [48](#), [54](#), [71](#)
- Cronin, M. F., N. A. Bond, C. W. Fairall, and R. A. Weller (2006a), Surface Cloud Forcing in the East Pacific Stratus Deck/Cold Tongue/ITCZ Complex\*, *Journal of climate*, 19(3), 392–409. [27](#), [54](#)
- Cronin, M. F., C. W. Fairall, and M. J. McPhaden (2006b), An assessment of buoy-derived and numerical weather prediction surface heat fluxes in the tropical Pacific, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C6). [27](#), [54](#), [75](#)
- Cuxart, J., P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger (2000), A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(562), 1–30. [30](#), [35](#), [55](#)
- Dearden, C. (2006), The sensitivity of HadGAM1 dynamics to the vertical structure of tropical heating, Ph.D. thesis, MSc dissertation, Dep. of Meteorol., Univ. of Reading, Reading, UK. [19](#)
- Dee, D., and S. Uppala (2009), Variational bias correction of satellite radiance data in the ERA-Interim reanalysis, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 135(644), 1830–1841. [27](#), [54](#)

- Dee, D., S. Uppala, A. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, et al. (2011), The ERA-Interim reanalysis : Configuration and performance of the data assimilation system, *Quarterly Journal of the royal meteorological society*, 137(656), 553–597. [28](#), [40](#), [56](#)
- DeMaria, M. (1985), Tropical cyclone motion in a nondivergent barotropic model, *Monthly weather review*, 113(7), 1199–1210. [19](#), [50](#)
- Déqué, M., C. Dreveton, A. Braun, and D. Cariolle (1994), The ARPEGE/IFS atmosphere model : a contribution to the French community climate modelling, *Climate Dynamics*, 10(4-5), 249–266. [29](#)
- Döös, K., and J. Nilsson (2011), Analysis of the meridional energy transport by atmospheric overturning circulations, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 68(8), 1806–1820. [7](#), [8](#), [9](#)
- Duvel, J. P., and J. Vialard (2007), Indo-Pacific sea surface temperature perturbations associated with intraseasonal oscillations of tropical convection, *Journal of Climate*, 20(13), 3056–3082. [54](#)
- Emanuel, K. A. (1986), An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I : Steady-state maintenance, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(6), 585–605. [16](#)
- Emanuel, K. A. (1987), An air-sea interaction model of intraseasonal oscillations in the tropics, *Journal of the atmospheric sciences*, 44(16), 2324–2340. [16](#)
- Emanuel, K. A. (1991), A scheme for representing cumulus convection in large-scale models, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(21), 2313–2329. [36](#)
- Emanuel, K. A., J. David Neelin, and C. S. Bretherton (1994), On large-scale circulations in convecting atmospheres, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 120(519), 1111–1143. [16](#)
- Esbensen, S. K., J.-T. Wang, and E. I. Tollerud (1988), A composite life cycle of nonsquall mesoscale convective systems over the tropical ocean. Part II : Heat and moisture budgets, *Journal of the atmospheric sciences*, 45(3), 537–548. [64](#)
- Eyring, V., S. Bony, G. A. Meehl, C. A. Senior, B. Stevens, R. J. Stouffer, and K. E. Taylor (2016), Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization, *Geoscientific Model Development*, 9(5), 1937–1958. [55](#)
- Fairall, C., E. F. Bradley, J. Hare, A. Grachev, and J. Edson (2003), Bulk parameterization of air-sea fluxes : Updates and verification for the COARE algorithm, *Journal of climate*, 16(4), 571–591. [27](#), [38](#), [54](#), [55](#)
- Flohn, H. (1971), Tropical circulation patterns, *Bonner Meteorol. Abhandl.*, 15, 1–55. [9](#)
- Fouquart, Y., and B. Bonnel (1980), Computations of solar heating of the earth's atmosphere—A new parameterization, *Beitrag zur Physik der Atmosphaere*, 53, 35–62. [30](#), [35](#), [55](#)
- Frank, W. M., H. Wang, and J. L. McBride (1996), Rawinsonde budget analyses during the TOGA COARE IOP, *Journal of the atmospheric sciences*, 53(13), 1761–1780. [19](#), [51](#)

- Fukuoka, A. (1951), The Central Meteorological Observatory, A study on 10-day forecast (A synthetic report), *Geophysical Magazine*, 22(3), 177–208. [43](#)
- Gates, W. L., J. S. Boyle, C. Covey, C. G. Dease, C. M. Doutriaux, R. S. Drach, M. Fiorino, P. J. Gleckler, J. J. Hnilo, S. M. Marlais, et al. (1999), An overview of the results of the Atmospheric Model Intercomparison Project (AMIP I), *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80(1), 29–55. [41](#)
- Geisler, J. (1981), A linear model of the Walker circulation, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(7), 1390–1400. [50](#)
- Gill, A. (1980), Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106(449), 447–462. [9](#), [16](#), [17](#), [50](#)
- Gottschalk, J., M. Wheeler, K. Weickmann, F. Vitart, N. Savage, H. Hendon, H. Lin, M. Flatau, D. Waliser, K. Sperber, et al. (2010), Establishing and assessing operational model MJO forecasts : A project of the CLIVAR Madden-Julian Oscillation working group. Submitted to, *Bull. Am. Meteor. Soc.* [111](#)
- Gray, W. M. (1972), *Cumulus Convection and Larger-scale Circulations Part III : Broadscale and Mesoscale Considerations*, CSU. [17](#)
- Grell, G. A., Y.-H. Kuo, and R. J. Pasch (1991), Semiprognostic tests of cumulus parameterization schemes in the middle latitudes, *Monthly weather review*, 119(1), 5–31. [39](#)
- Grotjahn, R. (1993), Global atmospheric circulations- observations and theories, *New York : Oxford University Press*, 1993. [7](#)
- Guérémy, J. (2011), A continuous buoyancy based convection scheme : one-and three-dimensional validation, *Tellus A*, 63(4), 687–706. [30](#), [37](#), [38](#), [51](#), [55](#)
- Hadley, G. (1735), Concerning the cause of the general trade-winds : By Geo. Hadley, Esq; FRS, *Philosophical Transactions*, 39(436-444), 58–62. [7](#)
- Hagos, S., C. Zhang, W.-K. Tao, S. Lang, Y. N. Takayabu, S. Shige, M. Katsumata, B. Olson, and T. L'ecuyer (2010), Estimates of tropical diabatic heating profiles : Commonalities and uncertainties, *Journal of Climate*, 23(3), 542–558. [51](#)
- Hannachi, A., and A. O'Neill (2001), Atmospheric multiple equilibria and non-Gaussian behaviour in model simulations, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127(573), 939–958. [43](#)
- Hannah, W. M., and E. D. Maloney (2014), The moist static energy budget in NCAR CAM5 hindcasts during DYNAMO, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 6(2), 420–440. [112](#), [114](#)
- Hannah, W. M., E. D. Maloney, and M. S. Pritchard (2015), Consequences of systematic model drift in DYNAMO MJO hindcasts with SP-CAM and CAM5, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7(3), 1051–1074. [112](#), [114](#)

- Hartmann, D. L., H. H. Hendon, and R. A. Houze Jr (1984), Some implications of the mesoscale circulations in tropical cloud clusters for large-scale dynamics and climate, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41(1), 113–121. [16](#), [19](#), [20](#), [50](#), [59](#), [79](#)
- Hourdin, F., J.-Y. Grandpeix, C. Rio, S. Bony, A. Jam, F. Cheruy, N. Rochetin, L. Fairhead, A. Idelkadi, I. Musat, et al. (2013), LMDZ5B : the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection, *Climate Dynamics*, 40(9-10), 2193–2222. [2](#)
- Houze, R. A. (1982), Cloud clusters and large-scale vertical motions in the tropics, *J. Meteor. Soc. Japan*, 60(1), 396–410. [19](#), [51](#)
- Houze, R. A. (1989), Observed structure of mesoscale convective systems and implications for large-scale heating, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 115(487), 425–461. [19](#)
- Huffman, G. J., R. F. Adler, P. Arkin, A. Chang, R. Ferraro, A. Gruber, J. Janowiak, A. McNab, B. Rudolf, and U. Schneider (1997), The global precipitation climatology project (GPCP) combined precipitation dataset, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(1), 5–20. [28](#)
- Huffman, G. J., D. T. Bolvin, E. J. Nelkin, D. B. Wolff, R. F. Adler, G. Gu, Y. Hong, K. P. Bowman, and E. F. Stocker (2007), The TRMM multisatellite precipitation analysis (TMPA) : Quasi-global, multiyear, combined-sensor precipitation estimates at fine scales, *Journal of Hydrometeorology*, 8(1), 38–55. [28](#), [54](#)
- Huffman, G. J., R. F. Adler, D. T. Bolvin, and G. Gu (2009), Improving the global precipitation record : GPCP version 2.1, *Geophysical Research Letters*, 36(17). [28](#)
- Hung, M.-P., J.-L. Lin, W. Wang, D. Kim, T. Shinoda, and S. J. Weaver (2013), MJO and convectively coupled equatorial waves simulated by CMIP5 climate models, *Journal of Climate*, 26(17), 6185–6214. [2](#), [11](#), [24](#)
- Inness, P. M., J. M. Slingo, S. J. Woolnough, R. B. Neale, and V. Pope (2001), Organization of tropical convection in a GCM with varying vertical resolution ; implications for the simulation of the Madden-Julian Oscillation, *Climate Dynamics*, 17(10), 777–793. [24](#)
- Jobard, I. (2001), Status of satellite retrieval of rainfall at different scales using multi-source data, in *MEGHA-TROPIQUES 2nd Scientific Workshop 2-6 July*. [28](#)
- Johnson, R. H. (1976), The role of convective-scale precipitation downdrafts in cumulus and synoptic-scale interactions, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(10), 1890–1910. [17](#), [18](#)
- Johnson, R. H. (1984), Partitioning tropical heat and moisture budgets into cumulus and mesoscale components : Implications for cumulus parameterization, *Monthly weather review*, 112(8), 1590–1601. [51](#), [64](#)
- Johnson, R. H., and P. E. Ciesielski (2013), Structure and properties of Madden–Julian oscillations deduced from DYNAMO sounding arrays, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 70(10), 3157–3179. [24](#), [25](#), [26](#), [27](#), [51](#), [52](#)

- Johnson, R. H., and G. S. Young (1983), Heat and moisture budgets of tropical mesoscale anvil clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40(9), 2138–2147. [51](#)
- Johnson, R. H., P. E. Ciesielski, J. H. Ruppert Jr, and M. Katsumata (2015), Sounding-based thermodynamic budgets for DYNAMO, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(2), 598–622. [20, 24, 26, 27, 52, 54, 59, 79](#)
- Kain, J. S., and J. M. Fritsch (1990), A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47(23), 2784–2802. [36](#)
- Kain, J. S., and J. M. Fritsch (1993), Convective parameterization for mesoscale models : The Kain-Fritsch scheme, in *The representation of cumulus convection in numerical models*, pp. 165–170, Springer. [36](#)
- Kalnay, E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, et al. (1996), The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bulletin of the American meteorological Society*, 77(3), 437–471. [28](#)
- Kao, C.-Y. J., and Y. Ogura (1987), Response of cumulus clouds to large-scale forcing using the Arakawa-Schubert cumulus parameterization, *Journal of the atmospheric sciences*, 44(17), 2437–2458. [39](#)
- Kiladis, G. N., M. C. Wheeler, P. T. Haertel, K. H. Straub, and P. E. Roundy (2009), Convectively coupled equatorial waves, *Reviews of Geophysics*, 47(2). [16, 50](#)
- Klein, S. A., X. Jiang, J. Boyle, S. Malyshev, and S. Xie (2006), Diagnosis of the summertime warm and dry bias over the US Southern Great Plains in the GFDL climate model using a weather forecasting approach, *Geophysical research letters*, 33(18). [41](#)
- Klingaman, N. P., X. Jiang, P. K. Xavier, J. Petch, D. Waliser, and S. J. Woolnough (2015a), Vertical structure and physical processes of the Madden-Julian oscillation : Synthesis and summary, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(10), 4671–4689. [2, 16, 24, 50, 112, 114, 122](#)
- Klingaman, N. P., S. J. Woolnough, X. Jiang, D. Waliser, P. K. Xavier, J. Petch, M. Caian, C. Hannay, D. Kim, H.-Y. Ma, et al. (2015b), Vertical structure and physical processes of the madden-julian oscillation : Linking hindcast fidelity to simulated diabatic heating and moistening, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(10), 4690–4717. [122](#)
- Knutson, T. R., and K. M. Weickmann (1987), 30–60 day atmospheric oscillations : Composite life cycles of convection and circulation anomalies, *Monthly Weather Review*, 115(7), 1407–1436. [11](#)
- Krueger, A. F., and J. S. Winston (1974), A comparison of the flow over the tropics during two contrasting circulation regimes, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(2), 358–370. [9](#)
- Kuo, H.-L. (1965), On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 22(1), 40–63. [36](#)
- Lau, K., and S. Yang (2003), Walker circulation. [9, 10, 11](#)

- Lau, K.-M., and P. Chan (1986), Aspects of the 40–50 day oscillation during the northern summer as inferred from outgoing longwave radiation, *Monthly Weather Review*, 114(7), 1354–1367. [11](#)
- Lau, W. K.-M., and D. E. Waliser (2011), *Intraseasonal variability in the atmosphere-ocean climate system*, Springer Science & Business Media. [11](#)
- L'Ecuyer, T. S., N. B. Wood, T. Haladay, G. L. Stephens, and P. W. Stackhouse (2008), Impact of clouds on atmospheric heating based on the R04 CloudSat fluxes and heating rates data set, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D8). [122](#)
- Lenderink, G., and A. A. Holtslag (2004), An updated length-scale formulation for turbulent mixing in clear and cloudy boundary layers, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(604), 3405–3427. [30](#)
- Leroux, S., G. Bellon, R. Roehrig, M. Caian, N. P. Klingaman, J.-P. Lafore, I. Musat, C. Rio, and S. Tyteca (2016), Inter-model comparison of subseasonal tropical variability in aquaplanet experiments : Effect of a warm pool, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. [29](#), [48](#), [54](#)
- Li, C., X. Jia, J. Ling, W. Zhou, and C. Zhang (2009), Sensitivity of MJO simulations to diabatic heating profiles, *Climate Dynamics*, 32(2-3), 167–187. [19](#), [51](#)
- Li, G., and S.-P. Xie (2014), Tropical biases in CMIP5 multimodel ensemble : The excessive equatorial Pacific cold tongue and double ITCZ problems, *Journal of Climate*, 27(4), 1765–1780. [2](#)
- Lichtenberg, A., and M. Lieberman (1984), Regular and stochastic motion, 1983. [7](#)
- Lin, J.-L., M.-I. Lee, D. Kim, I.-S. Kang, and D. M. Frierson (2008), The impacts of convective parameterization and moisture triggering on AGCM-simulated convectively coupled equatorial waves, *Journal of Climate*, 21(5), 883–909. [11](#), [24](#)
- Lin, S.-J. (2004), A “vertically Lagrangian” finite-volume dynamical core for global models, *Monthly Weather Review*, 132(10), 2293–2307. [19](#), [50](#)
- 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, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(17), 2418–2436. [19](#)
- Liu, W. T., K. B. Katsaros, and J. A. Businger (1979), Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36(9), 1722–1735. [38](#)
- Loehrer, S. M., T. A. Edmands, and J. A. Moore (1996), TOGA COARE upper-air sounding data archive : Development and quality control procedures, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77(11), 2651–2671. [26](#)
- Lopez, P. (2002), Implementation and validation of a new prognostic large-scale cloud and precipitation scheme for climate and data-assimilation purposes, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128(579), 229–257. [30](#), [35](#), [37](#), [55](#)

- Lord, S. J. (1982), Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part III : Semi-prognostic test of the Arakawa-Schubert cumulus parameterization, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(1), 88–103. [39](#)
- Lorenc, A. C. (1986), Analysis methods for numerical weather prediction, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112(474), 1177–1194. [27](#)
- Lorenz, E. N. (1956), Empirical orthogonal functions and statistical weather prediction. [43](#)
- Lott, F. (1999), Alleviation of stationary biases in a GCM through a mountain drag parameterization scheme and a simple representation of mountain lift forces, *Monthly weather review*, 127(5), 788–801. [30](#)
- Lott, F., and M. J. Miller (1997), A new subgrid-scale orographic drag parametrization : Its formulation and testing, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123(537), 101–127. [30](#)
- Luo, H., and M. Yanai (1984), The large-scale circulation and heat sources over the Tibetan Plateau and surrounding areas during the early summer of 1979. Part II : Heat and moisture budgets, *Monthly Weather Review*, 112(5), 966–989. [59](#), [79](#)
- Ma, H.-Y., S. Xie, S. Klein, K. Williams, J. Boyle, S. Bony, H. Douville, S. Fermepin, B. Medeiros, S. Tytca, et al. (2014), On the correspondence between mean forecast errors and climate errors in CMIP5 models, *Journal of Climate*, 27(4), 1781–1798. [41](#), [42](#)
- Madden, R. A., and P. R. Julian (1971), Detection of a 40–50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific, *Journal of the atmospheric sciences*, 28(5), 702–708. [11](#)
- Madden, R. A., and P. R. Julian (1972), Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29(6), 1109–1123. [11](#)
- Malardel, S. (2005), Fondamentaux de météorologie, *Cépadues éditions*. [12](#)
- Manabe, S., J. Smagorinsky, and R. F. Strickler (1965), Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle, *Mon. Wea. Rev.*, 93(12), 769–798. [36](#)
- Mapes, B., S. Tulich, J. Lin, and P. Zuidema (2006), The mesoscale convection life cycle : Building block or prototype for large-scale tropical waves?, *Dynamics of atmospheres and oceans*, 42(1), 3–29. [51](#), [66](#)
- Mapes, B. E. (1997), Equilibrium vs. activation control of large-scale variations of tropical deep convection, in *The Physics and Parameterization of Moist Atmospheric Convection*, pp. 321–358, Springer. [16](#)
- Mapes, B. E., and R. A. Houze Jr (1995), Diabatic divergence profiles in western Pacific mesoscale convective systems, *Journal of the atmospheric sciences*, 52(10), 1807–1828. [19](#), [21](#)
- Martin, G., S. Milton, C. Senior, M. Brooks, S. Ineson, T. Reichler, and J. Kim (2010), Analysis and reduction of systematic errors through a seamless approach to modeling weather and climate, *Journal of Climate*, 23(22), 5933–5957. [3](#), [41](#)

- Martin, G., P. Peyrillé, R. Roehrig, C. Rio, M. Caian, G. Bellon, F. Codron, J.-P. Lafore, D. Poan, and A. Idelkadi (2016), Understanding the West African monsoon from the analysis of diabatic heating distributions as simulated by climate models, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 29, 48, 54
- Masson, V., P. Le Moigne, E. Martin, S. Faroux, A. Alias, R. Alkama, S. Belamari, A. Barbu, A. Boone, F. Bouyssel, et al. (2013), The SURFEXv7. 2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of Earth surface variables and fluxes, *Geoscientific Model Development*, 6, 929–960. 38
- Matthews, A. J. (2000), Propagation mechanisms for the madden-julian oscillation, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(569), 2637–2651. 11
- McBride, J. L., B. Gunn, G. Holland, T. Keenan, N. Davidson, and W. M. Frank (1989), Time series of total heating and moistening over the Gulf of Carpentaria radiosonde array during AMEX, *Monthly Weather Review*, 117(12), 2701–2713. 19, 51
- Meehl, G. A., C. Tebaldi, H. Teng, and T. C. Peterson (2007), Current and future US weather extremes and El Niño, *Geophysical Research Letters*, 34(20). 1
- Michou, M., P. Nabat, and D. Saint-Martin (2015), Development and basic evaluation of a prognostic aerosol scheme (v1) in the CNRM Climate Model CNRM-CM6., *Geoscientific Model Development*, 8(3). 29, 48, 54
- Mlawer, E. J., S. J. Taubman, P. D. Brown, M. J. Iacono, and S. A. Clough (1997), Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : RRTM, a validated correlated-k model for the longwave, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D14), 16,663–16,682. 30, 34, 55
- Morcrette, J., E. Mlawer, M. Iacono, and S. Clough (2001), Impact of the radiation-transfer scheme RRTM in the ECMWF forecasting system, *ECMWF Newsletter*, 91, 2–9. 34
- Morcrette, J., H. Barker, J. Cole, M. Iacono, and R. Pincus (2008), Impact of a new radiation package, McRad, in the ECMWF Integrated Forecasting System, *Monthly weather review*, 136(12), 4773–4798. 55
- Nash, J., T. Oakley, H. Vömel, and W. Li (2011), WMO intercomparisons of high quality radiosonde systems. WMO Tech. Doc, *Tech. rep.*, WMO/TD-1580, Instruments and Observing Methods Rep. 107, 238 pp.[Available online at [http://www.wmo.int/pages/prog/www/IMOP/publications/IOM-107\\_Yangjiang.pdf](http://www.wmo.int/pages/prog/www/IMOP/publications/IOM-107_Yangjiang.pdf)]. 26
- Neelin, J. D., I. M. Held, and K. H. Cook (1987), Evaporation-wind feedback and low-frequency variability in the tropical atmosphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(16), 2341–2348. 16
- Newell, R. E. (1979), Climate and the ocean : Measurements of changes in sea-surface temperature should permit us to forecast certain climatic changes several months ahead, *American Scientist*, 67(4), 405–416. 10
- Nigam, S., C. Chung, and E. DeWeaver (2000), ENSO diabatic heating in ECMWF and NCEP–NCAR reanalyses, and NCAR CCM3 simulation, *Journal of climate*, 13(17), 3152–3171. 18

- Nitta, T. (1972), Energy budget of wave disturbances over the Marshall Islands during the years of 1956 and 1958, *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 50(2), 71–84. [17](#)
- Nitta, T. (1975), Observational determination of cloud mass flux distributions, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(1), 73–91. [17](#), [19](#)
- Nitta, T. (1977), Response of cumulus updraft and downdraft to GATE A/B-scale motion systems, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(8), 1163–1186. [17](#), [19](#)
- Nitta, T., and S. Esbensen (1974), Heat and moisture budget analyses using BOMEX data, *Monthly Weather Review*, 102(1), 17–28. [19](#), [51](#)
- Nuss, W. A., and D. W. Titley (1994), Use of multiquadric interpolation for meteorological objective analysis, *Monthly Weather Review*, 122(7), 1611–1631. [26](#)
- Obukhov, A. (1947), Statistically homogeneous fields on a sphere, *Usp. Mat. Nauk*, 2(2), 196–198. [43](#)
- Ogura, Y., and H.-R. Cho (1973), Diagnostic determination of cumulus cloud populations from observed large-scale variables, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(7), 1276–1286. [17](#)
- Ooyama, K. (1971), A theory on parameterization of cumulus convection, *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 49, 744–756. [17](#)
- Ooyama, K. V. (1964), A dynamical model for the study of tropical cyclone development, *Geofis. Int.*, 4, 187–198. [15](#)
- Ooyama, K. V. (1982), Conceptual evolution of the theory and modeling of the tropical cyclone, *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 60(1), 369–380. [15](#)
- Oueslati, B., and G. Bellon (2015), The double ITCZ bias in CMIP5 models : interaction between SST, large-scale circulation and precipitation, *Climate dynamics*, 44(3-4), 585–607. [2](#)
- Pavan, V., F. Molteni, and Č. Branković (2000), Wintertime variability in the Euro-Atlantic region in observations and in ECMWF seasonal ensemble experiments, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(567), 2143–2173. [43](#)
- Peixoto, J. P., and A. H. Oort (1992), Physics of climate. [7](#)
- Phillips, T. J., G. L. Potter, D. L. Williamson, R. T. Cederwall, J. S. Boyle, M. Fiorino, J. J. Hnilo, J. G. Olson, S. Xie, and J. J. Yio (2004), Evaluating parameterizations in general circulation models : Climate simulation meets weather prediction, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85(12), 1903–1915. [3](#), [41](#), [42](#)
- Piriou, J.-M., J.-L. Redelsperger, J.-F. Geleyn, J.-P. Lafore, and F. Guichard (2007), An approach for convective parameterization with memory : Separating microphysics and transport in grid-scale equations, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(11), 4127–4139. [30](#), [37](#), [38](#), [51](#), [55](#)

- Poan, D. E., J.-P. Lafore, R. Roehrig, and F. Couvreux (2015), Internal processes within the African Easterly Wave system, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(689), 1121–1136. [20](#), [51](#)
- Praveen Kumar, B., J. Vialard, M. Lengaigne, V. Murty, and M. McPhaden (2012), TropFlux : air-sea fluxes for the global tropical oceans—description and evaluation, *Climate Dynamics*, 38(7-8), 1521–1543. [27](#), [54](#)
- Ramage, C. S. (1968), Role of a tropical “maritime continent” in the atmospheric circulation, *Mon. Wea. Rev.*, 96(6), 365–370. [9](#)
- Randall, D. A., and D. G. Cripe (1999), Alternative methods for specification of observed forcing in single-column models and cloud system models, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 104(D20), 24,527–24,545. [40](#)
- Redelsperger, J.-L., P. Brown, F. Guichard, C. How, M. Kawasima, S. Lang, T. Montmerle, K. Nakamura, K. Saito, C. Seman, et al. (2000), A gess model intercomparison for a tropical squall line observed during toga-coare. I : Cloud-resolving models, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(564), 823–863. [40](#), [73](#)
- Reed, R. J., and E. E. Recker (1971), Structure and properties of synoptic-scale wave disturbances in the equatorial western Pacific, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(7), 1117–1133. [17](#), [18](#), [19](#), [21](#), [51](#)
- Ricard, J., and J. Royer (1993), A statistical cloud scheme for use in an AGCM, in *Annales Geophysicae*, vol. 11, pp. 1095–1115. [30](#), [35](#), [55](#)
- Richter, I., S.-P. Xie, S. K. Behera, T. Doi, and Y. Masumoto (2014), Equatorial Atlantic variability and its relation to mean state biases in CMIP5, *Climate dynamics*, 42(1-2), 171–188. [51](#)
- Rihel, H., and J. Malkus (1958), On the heat balance of the equatorial trough zone, *Geophysica*, 6, 503–538. [7](#), [16](#)
- Rio, C., J.-Y. Grandpeix, F. Hourdin, F. Guichard, F. Couvreux, J.-P. Lafore, A. Fridlind, A. Mrowiec, R. Roehrig, N. Rochetin, et al. (2013), Control of deep convection by sub-cloud lifting processes : the ALP closure in the LMDZ5B general circulation model, *Climate dynamics*, 40(9-10), 2271–2292. [2](#), [3](#)
- Roehrig, R., D. Bouniol, F. Guichard, F. Hourdin, and J.-L. Redelsperger (2013), The present and future of the West African monsoon : a process-oriented assessment of CMIP5 simulations along the AMMA transect, *Journal of Climate*, 26(17), 6471–6505. [2](#), [16](#), [50](#)
- Sardeshmukh, P. D. (1993), The baroclinic  $\chi$  problem and its application to the diagnosis of atmospheric heating rates, *Journal of the atmospheric sciences*, 50(8), 1099–1112. [18](#)
- Schumacher, C., R. A. Houze Jr, and I. Kraucunas (2004), The tropical dynamical response to latent heating estimates derived from the TRMM precipitation radar, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 61(12), 1341–1358. [19](#), [20](#), [21](#), [50](#), [51](#), [59](#), [79](#)
- Schumacher, C., M. H. Zhang, and P. E. Ciesielski (2007), Heating structures of the TRMM field campaigns, *Journal of the atmospheric sciences*, 64(7), 2593–2610. [20](#)

- Sherwood, S. C., S. Bony, O. Boucher, C. Bretherton, P. M. Forster, J. M. Gregory, and B. Stevens (2015), Adjustments in the forcing-feedback framework for understanding climate change, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 96(2), 217–228. [2](#), [50](#)
- Shige, S., Y. N. Takayabu, W.-K. Tao, and D. E. Johnson (2004), Spectral retrieval of latent heating profiles from TRMM PR data. Part I : Development of a model-based algorithm, *Journal of applied meteorology*, 43(8), 1095–1113. [19](#), [51](#)
- Shige, S., Y. N. Takayabu, and W.-K. Tao (2008), Spectral retrieval of latent heating profiles from TRMM PR data. Part III : Estimating apparent moisture sink profiles over tropical oceans, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47(2), 620–640. [19](#), [51](#)
- Simpson, J., and V. Wiggert (1969), Models of precipitating cumulus towers, *Mon. Wea. Rev.*, 97(7), 471–489. [37](#), [55](#)
- Simpson, J., C. Kummerow, W.-K. Tao, and R. F. Adler (1996), On the tropical rainfall measuring mission (TRMM), *Meteorology and Atmospheric physics*, 60(1), 19–36. [28](#)
- Smith, P. L. (1990), Precipitation measurement and hydrology : Panel report, in *Radar in Meteorology*, pp. 607–618, Springer. [30](#)
- Sperber, K. R. (2003), Propagation and the vertical structure of the Madden–Julian oscillation, *Monthly Weather Review*, 131(12), 3018–3037. [24](#)
- Sperber, K. R., J. M. Slingo, P. M. Inness, and W.-M. Lau (1997), On the maintenance and initiation of the intraseasonal oscillation in the NCEP/NCAR reanalysis and in the GLA and UKMO AMIP simulations, *Climate Dynamics*, 13(11), 769–795. [24](#)
- Steinheimer, M., M. Hantel, and P. Bechtold (2008), Convection in Lorenz’s global energy cycle with the ECMWF model, *Tellus A*, 60(5), 1001–1022. [11](#)
- Stephens, G. L., and P. J. Webster (1981), Clouds and climate : Sensitivity of simple systems, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(2), 235–247. [2](#)
- Stevens, B. (2005), Atmospheric moist convection, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 33, 605–643. [13](#)
- Sud, Y., and A. Molod (1988), The roles of dry convection, cloud-radiation feedback processes and the influence of recent improvements in the parameterization of convection in the GLA GCM, *Monthly weather review*, 116(11), 2366–2387. [2](#)
- Sui, C.-H., and K.-M. Lau (1989), Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part II : Structure and propagation of mobile wave-CISK modes and their modification by lower boundary forcings, *Journal of the atmospheric sciences*, 46(1), 37–56. [19](#), [50](#)
- Tao, W., E. A. Smith, R. F. Adler, Z. S. Haddad, et al. (2006), Retrieval of latent heating from TRMM measurements, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 87(11), 1555. [19](#), [51](#)
- Tao, W.-K., J. Simpson, S. Lang, M. McCumber, R. Adler, and R. Penc (1990), An algorithm to estimate the heating budget from vertical hydrometeor profiles, *Journal of Applied Meteorology*, 29(12), 1232–1244. [19](#)

- Thepaut, J.-N., and P. Courtier (1991), Four-dimensional variational data assimilation using the adjoint of a multilevel primitive-equation model, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 117(502), 1225–1254. [27](#)
- Thompson Jr, R. M., S. W. Payne, E. E. Recker, and R. J. Reed (1979), Structure and properties of synoptic-scale wave disturbances in the intertropical convergence zone of the eastern Atlantic, *Journal of the Atmospheric sciences*, 36(1), 53–72. [18](#), [19](#), [51](#)
- Tiedtke, M. (1989), A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models, *Monthly Weather Review*, 117(8), 1779–1800. [36](#)
- Trenberth, K. E., and D. P. Stepaniak (2003), Seamless poleward atmospheric energy transports and implications for the hadley circulation, *Journal of Climate*, 16(22), 3706–3722. [6](#), [7](#)
- Trenberth, K. E., J. T. Fasullo, and J. Kiehl (2009), Earth’s global energy budget, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 90(3), 311–323. [6](#), [7](#), [9](#)
- Vaisala (2011), Sounding data continuity,[Available online at <http://www.vaisala.com/en/products/soundingsystemsandsondes/soundingdatacontinuity/Pages/default.aspx>.]. [26](#)
- Ventrice, M. J., M. C. Wheeler, H. H. Hendon, C. J. Schreck III, C. D. Thorncroft, and G. N. Kiladis (2013), A modified multivariate Madden–Julian oscillation index using velocity potential, *Monthly Weather Review*, 141(12), 4197–4210. [11](#)
- Voldoire, A., E. Sanchez-Gomez, D. S. y Méria, B. Decharme, C. Cassou, S. Sénési, S. Valcke, I. Beau, A. Alias, M. Chevallier, et al. (2013), The CNRM-CM5. 1 global climate model : description and basic evaluation, *Climate Dynamics*, 40(9-10), 2091–2121. [29](#), [55](#)
- Vonder Haar, T. H., and A. H. Oort (1973), New estimate of annual poleward energy transport by northern hemisphere oceans, *Journal of Physical Oceanography*, 3(2), 169–172. [6](#), [7](#)
- Walker, G. (1923), Correlation in seasonal variations of either, VIII, *A preliminary study of world*. [9](#)
- Walker, G. T. (1924), Correlations in seasonal variations of weather. I. A further study of world weather, *Mem. Indian Meteorol. Dep.*, 24, 275–332. [9](#)
- Wang, J., L. Zhang, A. Dai, F. Immler, M. Sommer, and H. Vömel (2013), Radiation dry bias correction of Vaisala RS92 humidity data and its impacts on historical radiosonde data, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 30(2), 197–214. [26](#)
- 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, *Monthly Weather Review*, 113(6), 941–961. [11](#)
- Wetherald, R. T., and S. Manabe (1980), Cloud cover and climate sensitivity, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37(7), 1485–1510. [2](#)
- Wheeler, M. C., and H. H. Hendon (2004), An all-season real-time multivariate MJO index : Development of an index for monitoring and prediction, *Monthly Weather Review*, 132(8), 1917–1932. [11](#), [12](#), [111](#)

- Wielicki, B. A., B. R. Barkstrom, E. F. Harrison, R. B. Lee III, G. Louis Smith, and J. E. Cooper (1996), Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) : An earth observing system experiment, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77(5), 853–868. [27](#)
- Williams, K., and M. Brooks (2008), Initial tendencies of cloud regimes in the Met Office Unified Model, *Journal of Climate*, 21(4), 833–840. [41](#)
- Williams, K., A. Bodas-Salcedo, M. Déqué, S. Fermepin, B. Medeiros, M. Watanabe, C. Jakob, S. Klein, C. Senior, and D. Williamson (2013), The Transpose-AMIP II experiment and its application to the understanding of Southern Ocean cloud biases in climate models, *Journal of Climate*, 26(10), 3258–3274. [3](#), [42](#)
- Wu, Z. (2003), A shallow CISK, deep equilibrium mechanism for the interaction between large-scale convection and large-scale circulations in the tropics, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(2), 377–392. [19](#), [50](#)
- Wu, Z., E. Sarachik, and D. S. Battisti (2000), Vertical Structure of Convective Heating and the Three-Dimensional Structure of the Forced Circulation on an Equatorial Beta Plane\*, *Journal of the atmospheric sciences*, 57(13), 2169–2187. [19](#), [50](#)
- Xavier, P. K., J. C. Petch, N. P. Klingaman, S. J. Woolnough, X. Jiang, D. E. Waliser, M. Caian, J. Cole, S. M. Hagos, C. Hannay, et al. (2015), Vertical structure and physical processes of the Madden-Julian Oscillation : Biases and uncertainties at short range, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(10), 4749–4763. [2](#), [41](#)
- Xiang, B., M. Zhao, I. M. Held, and J.-C. Golaz (2017), Predicting the severity of spurious “double ITCZ” problem in CMIP5 coupled models from AMIP simulations, *Geophysical Research Letters*, 44(3), 1520–1527. [2](#)
- Xie, S., H.-Y. Ma, J. S. Boyle, S. A. Klein, and Y. Zhang (2012), On the correspondence between short-and long-time-scale systematic errors in CAM4/CAM5 for the year of tropical convection, *Journal of Climate*, 25(22), 7937–7955. [42](#)
- Yanai, M., S. Esbensen, and J.-H. Chu (1973), Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(4), 611–627. [17](#), [18](#), [19](#), [26](#), [50](#), [51](#), [54](#)
- Yanai, M., J. Chu, T. Stark, and T. Nitta (1976), Response of deep and shallow tropical maritime cumuli to large-scale processes, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(6), 976–991. [19](#)
- Yano, J.-I., and K. Emanuel (1991), An improved model of the equatorial troposphere and its coupling with the stratosphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(3), 377–389. [16](#)
- Yoneyama, K., C. Zhang, and C. N. Long (2013), Tracking pulses of the Madden–Julian oscillation, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 94(12), 1871–1891. [52](#)
- Zermeño-Díaz, D. M., and C. Zhang (2013), Possible root causes of surface westerly biases over the equatorial Atlantic in global climate models, *Journal of Climate*, 26(20), 8154–8168. [51](#)
- Zhang, C. (2005), Madden-julian oscillation, *Reviews of Geophysics*, 43(2). [11](#)

- Zhang, C. (2013), Madden-Julian oscillation : Bridging weather and climate, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 94(12), 1849–1870. [11](#), [16](#), [50](#)
- Zhang, C., and S. M. Hagos (2009), Bi-modal structure and variability of large-scale diabatic heating in the tropics, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 66(12), 3621–3640. [19](#), [21](#), [50](#), [51](#), [63](#), [66](#), [68](#), [72](#), [73](#)
- Zhang, C., J. Gottschalck, E. D. Maloney, M. W. Moncrieff, F. Vitart, D. E. Waliser, B. Wang, and M. C. Wheeler (2013), Cracking the MJO nut, *Geophysical Research Letters*, 40(6), 1223–1230. [16](#)
- Zhang, G. J., and M. Mu (2005a), Effects of modifications to the Zhang-McFarlane convection parameterization on the simulation of the tropical precipitation in the National Center for Atmospheric Research Community Climate Model, version 3, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D9). [19](#)
- Zhang, G. J., and M. Mu (2005b), Simulation of the Madden-Julian oscillation in the NCAR CCM3 using a revised Zhang-McFarlane convection parameterization scheme, *Journal of Climate*, 18(19), 4046–4064. [51](#)
- Zhang, M., and J. Lin (1997), Constrained variational analysis of sounding data based on column-integrated budgets of mass, heat, moisture, and momentum : Approach and application to ARM measurements, *Journal of the atmospheric sciences*, 54(11), 1503–1524. [18](#), [51](#)
- Zupanski, M. (1993), Regional four-dimensional variational data assimilation in a quasi-operational forecasting environment, *Monthly Weather Review*, 121(8), 2396–2408. [27](#)

# Liste des tableaux

2.1 Principales caractéristiques des paramétrisations physiques d'ARPEGE utilisées pour CMIP5 (version 5.2) et la version 6.2 d'ARPEGE. . . . .	30
3.1 <i>Probability (%) of transition between Q<sub>1</sub> phases for (a) CINDY/DYNAMO observations and (b) CNRM-SCM6. In each cell, the number is the probability for the preceding phase to be followed by the succeeding phase. Probabilities for remaining in the same phase are in bold. Phase 9 corresponds to events whose amplitude as defined by <math>\sqrt{PC1^2 + PC1^2}</math> is small, below 0.5.</i> . . . . .	67
5.1 <i>Probability (%) of transition of Q1 (from one phase to another) for 3-hourly observations (a) and CONTROL (b). In each cell, the number is the probability for the preceding phase being followed by the succeeding phase. Probabilities for remaining in the same phase are in bold. Phase 9 corresponds to events which are not considered in this study, It is for events less than 0.5 of amplitude defined as <math>\sqrt{PC1^2 + PC1^2}</math></i> . . . . .	159

## Liste des figures

---

# Liste des figures

1.1	Bilan global d'énergie de la Terre ( $W m^{-2}$ ) de Mars 2000 à Mai 2004 . . . . .	7
1.2	Circulation méridienne de l'atmosphère décrite à partir de la fonction de courant méridienne (en $kg s^{-1}$ ) exprimée en coordonnée pression. Réanalyses ERA40 (moyenne 1957-2002). . . . .	8
1.3	Circulation méridienne de l'atmosphère décrite à partir de la fonction de courant méridienne (en $Sv$ ) exprimée en coordonnée pression (a), température (b), humidité spécifique (c) et du géopotentiel (d). . . . .	9
1.4	Représentation conceptuelle des circulations de Walker dans un plan équatorial-vertical . . . . .	10
1.5	Lignes de courant construites à partir des composantes zonales du vent divergent. Climatologie de janvier (a) et juillet (b). . . . .	10
1.6	Composite de la MJO sur la période décembre-février 1979-2001 basé sur l'OLR et le vent à 850 hPa montrant les 8 phases de la MJO et sa propagation vers l'Est. . . . .	12
1.7	Illustration de la CAPE obtenue à partir d'un téphigramme. . . . .	15
1.8	Lignes de courant illustrant la circulation en réponse à un chauffage diabatique symétrique par rapport à l'équateur. . . . .	17
1.9	(A) Profils de chauffage diabatique idéalisé pour différents types de nuages, (B) profils de chauffage diabatique idéalisé pour le cas "stratiforme" (MC) et le cas "profond" (CP) et (C) circulation de Walker associée au type de chauffage MC (a) et CP (b) . . . . .	20
1.10	Profils moyens de $Q_1$ (rouge) et $Q_2$ (vert) pendant CINDY2011/DYNAMO sur le NSA (a) et SSA (b). . . . .	20
2.1	Domaine de la campagne CINDY2011/DYNAMO (octobre-décembre 2011 dans l'océan Indien tropical). . . . .	24
2.2	Evolution des précipitations TRMM 3B42 ( $mm jr^{-1}$ ) sur la période 1 octobre-15 décembre 2011. Moyenne zonale sur $72^{\circ}$ - $80^{\circ}$ E. . . . .	25
2.3	Evolution temporelle au-dessus de la zone NSA (a) et de la zone SSA (b) des moyennes journalières du vent zonal ( $m s^{-1}$ ), de l'humidité relative (%), de l'anomalie de température ( $K$ ), et des précipitations TRMM 3B42 ( $mm jour^{-1}$ ) pendant CINDY2011/DYNAMO. . . . .	25
2.4	Représentation schématique de la discréétisation horizontale et verticale de l'atmosphère. . . . .	32
2.5	Discréétisation verticale d'ARPEGE. . . . .	33
2.6	Diagramme schématique de la méthode Transpose-AMIP. . . . .	41

3.1	<i>(a) TRMM precipitation averaged over the Indian Ocean during the CINDY/DYNAMO field campaign period from 1 October 2011 to 31 December 2011 (in mm day<sup>-1</sup>). The North and South Sounding Arrays are indicated with the dashed lines. Time series of (b) TRMM (black), CSU <math>Q_1</math>-derived (red), CSU <math>Q_2</math>-derived (blue) and the CNRM-SCM6 CONTROL simulation (green) daily precipitation (mm day<sup>-1</sup>) , (c) daily WHOI SST (°C) and (d) daily TropFlux latent (black line) and sensible (red line - multiplied by 10) heat fluxes (in W m<sup>-2</sup>) over NSA from 1 October to 31 December 2011. The three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis.</i>	53
3.2	<i>Time series of (a) relative humidity (%), (b) vertical velocity (hPa day<sup>-1</sup>), (c) apparent heat source (K day<sup>-1</sup>) and (d) apparent moisture source (g kg<sup>-1</sup> day<sup>-1</sup>) profiles over NSA, from 1 October to 31 December. The data are from the CSU dataset. The three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis.</i>	56
3.3	<i>Horizontal advection of (a) temperature (K day<sup>-1</sup>) and (b) humidity (g kg<sup>-1</sup> day<sup>-1</sup>) profiles, over NSA, from 1 October to 31 December 2011. The data are from the CSU dataset. The three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis.</i>	57
3.4	<i>Time series of (a) temperature bias (K) (c) specific humidity bias (g kg<sup>-1</sup>), and (e) relative humidity (%) profiles of the CONTROL simulation. On the right panel, averages over the period from 1 October to 31 December 2011 are shown for (b) the temperature bias (K), (d) the specific humidity bias (g kg<sup>-1</sup>) and (f) relative humidity (%). The average values over the whole period, active phases and suppressed phases are shown with the thick, thin and dashed red lines, respectively. Note that the three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis on panels (a), (c) and (e). On panels (b) and (d), the difference between the CSU CINDY/DYNAMO datasets version 3b and version 3a is shown with the dashed blue line. On panel (f), CSU CINDY/DYNAMO datasets version 3b and 3a are shown with the solid black and blue lines, respectively.</i>	58
3.5	<i>Energy budget averaged during (a) active and (b) suppressed phases (K day<sup>-1</sup>). The NSA observations are indicated with black lines and the CNRM-SCM6 CONTROL simulation with red lines; <math>Q_1</math>, the horizontal temperature advection and the vertical potential temperature advection are indicated with thick, dashed and thin lines, respectively. Note that the vertical potential temperature advection is multiplied by <math>\pi = \left(\frac{p}{1000}\right)^{R/C_p}</math> to be consistent with <math>Q_1</math>. Contributions to <math>Q_1</math> from various processes are shown, during (c) active and (d) suppressed phases : convection (solid red line), large-scale condensation and evaporation (solid blue line), turbulence processes (solid green line), radiative heating (solid pink line), longwave radiative heating (dashed black line), shortwave radiative heating (dashed red line). (e), (f), (g) and (h) same as (a), (b), (c) and (d), respectively, but for the moisture budget (g kg<sup>-1</sup> day<sup>-1</sup>).</i>	61
3.6	<i>Histogram of the 3-hourly observed (left) and CNRM-SCM6 simulated (right) <math>Q_1</math> for (a) and (b) active phases, (c) and (d) suppressed phases. (e), (f), (g) and (h) same as (a), (b), (c) and (d), respectively but for <math>Q_2</math>. The black curve is the profile average over the corresponding period.</i>	62

3.7	<i>First three EOFs of the PCA applied on the 3-hourly (a) observed, (b) CNRM-SCM6 CONTROL simulation <math>Q_1</math> (<math>K \text{ day}^{-1}</math>) and on the 3-hourly (c) observed and (d) CNRM-SCM6 CONTROL simulation <math>Q_2</math> (<math>g \text{ kg}^{-1} \text{ day}^{-1}</math>). The first, second and third EOF profiles are shown with the thick, dashed and dotted lines, respectively. The terms indicated in the brackets are the percentage of the total variance explained by each mode.</i>	64
3.8	<i>Scatter plots between the observed and the CNRM-SCM6 simulation principal components for <math>Q_1</math> (upper row) and <math>Q_2</math> (lower row); PC1 are shown on the left column and PC2 on the right column. The correlation between the two time series is indicated on each plot.</i>	65
3.9	<i>Scatter plot of <math>Q_1</math> PC2 vs PC1 for (a) the observations and (b) CNRM-SCM6 CONTROL simulation. (c) Frequency of occurrence of each phase (%) for the observations (black) and the CNRM-SCM6 CONTROL simulation (white). (d) Duration of each phase (hours) for the observations (black) and the CNRM-SCM6 CONTROL simulation (white).</i>	66
3.10	<i>Composite <math>Q_1</math> profiles for each phase for (a) the observations and (b) the CNRM-SCM6 CONTROL simulation (<math>K \text{ day}^{-1}</math>). The numbers in brackets correspond to the number of events used to compute each composite profile.</i>	68
3.11	<i>Composite <math>Q_1</math> profile sequence for (a) the observations and (b) the CNRM-SCM6 CONTROL simulation (<math>K \text{ day}^{-1}</math>). (c) and (d) same as (a) and (b) but for <math>Q_2</math> (<math>g \text{ kg}^{-1} \text{ day}^{-1}</math>). The lower x-axis indicates the number of each phase, while the upper x-axis indicates a corresponding time scale (hour). See text for details.</i>	69
3.12	<i>Same as Fig. 3.11, but for the composite <math>Q_1</math> contributions due to (a) convection, (b) large-scale condensation/evaporation, (c) radiation and (d) longwave radiation processes (<math>K \text{ day}^{-1}</math>) and for the composite <math>Q_2</math> contributions due to (e) convection and (b) large-scale condensation/evaporation processes (<math>g \text{ kg}^{-1} \text{ day}^{-1}</math>), as simulated by the CNRM-SCM6 CONTROL simulation.</i>	70
3.13	<i>Same as Fig. 3.11 but for the composite (a) temperature (<math>K \text{ day}^{-1}</math>) and (b) specific humidity (<math>g \text{ kg}^{-1} \text{ day}^{-1}</math>) bias tendencies of the CNRM-SCM6 CONTROL simulation.</i>	71
3.14	<i>Same as fig. 3.4, but for the SST-Setup simulation.</i>	75
3.15	<i>(a) Time series of daily observed and simulated latent heat fluxes from TropFlux (black), SST-setup simulation (red) and SST-setup simulation without wind tendencies (green) (<math>W \text{ m}^{-2}</math>). (b) Time series of the normalized histogram of the <math>1^\circ \times 1^\circ</math> TropFlux latent heat fluxes over NSA (%). The NSA average from Tropflux latent heat flux is shown with the black line and the SST-Setup simulation latent heat flux with the red line. (c) Time series of the normalized histogram of the <math>1^\circ \times 1^\circ</math> TropFlux surface wind speed (%). The NSA average from Tropflux surface wind speed is shown with the black line, the SST-Setup simulation surface wind speed with the red line, and the NSA average CSU CINDY/DYNAMO dataset wind speed with the dashed black line (<math>m \text{ s}^{-1}</math>). The three active periods of convection are indicated as thick black segments along the x-axis.</i>	76
3.16	<i>(a) Evolution des précipitations journalières simulées et observées sur la zone SSA et (b) évolution des flux de chaleur latente journaliers simulés et observés sur la zone SSA.</i>	78
3.17	<i>Biais moyens de (a) température potentielle en <math>K</math> et (b) d'humidité spécifique en <math>g \text{ kg}^{-1}</math> pour les simulations SST-Setup et CONTROL.</i>	78

3.18 Bilan d'énergie en moyenne sur les trois mois pour la zone NSA (a) et la zone SSA (c) ( $K \text{ jour}^{-1}$ ). Les observations sont en noir et la simulation CONTROL en vert. (b) et (d) idem à (a) et (c) respectivement mais pour le bilan de vapeur d'eau ( $g \text{ kg}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ ) . . . . .	80
3.19 Profils des phases de $Q_1$ , (a) les observations et (b) simulation CONTROL . . . . .	81
3.20 Cycle de vie de $Q_1$ , (a) les observations et (b) simulation CONTROL ; composites de $Q_2$ pour les (c) observations et (d) simulation CONTROL . . . . .	82
4.1 Biais de température potentielle ( $K$ ) et biais d'humidité spécifique ( $g \text{ kg}^{-1}$ ) ; moyenne zonale globale (a–f) et moyenne zonale sur 70–80°E (g et h) pour le mode AMIP. . . . .	87
4.2 Vitesse verticale en couleur ( $hPa \text{ jour}^{-1}$ ) et vent méridien en contour, moyenne zonale globale (a–i) et sur 70-80°E (j–l). Réanalyse ERA-Interim (gauche), simulation AMIP (milieu) et biais AMIP (droite). Moyennes sur toute l'année pour la période de 1979 à 2011 (ligne 1), climatologie de la saison octobre-décembre de 1979 à 2011 (ligne 2), saison octobre-décembre 2011 (ligne 3) et moyenne zonale sur 70-80°E de la saison octobre-décembre 2011 (dernière ligne). . . . .	89
4.3 Vitesse verticale en couleur et vent zonal en contour, moyenne méridienne sur la bande 5°S–5°N, pour la saison octobre-décembre de 1979 à 2011 ; Climatologie ERA-Interim (a) et AMIP (b). . . . .	90
4.4 Précipitations ( $mm \text{ jour}^{-1}$ ) TRMM 3B42 v7 (a) et AMIP (b). Moyenne de la saison octobre-décembre de 1998 à 2011. . . . .	91
4.5 Précipitations ( $mm \text{ jour}^{-1}$ ) TRMM 3B42 v7 (a) et AMIP (b). Moyenne de la saison Octobre-Décembre de 1998 à 2011. . . . .	92
4.6 Biais de température potentielle ( $K$ ) et d'humidité spécifique ( $g \text{ kg}^{-1}$ ). Moyenne zonale sur 70-80E et sur la saison octobre-décembre 2011. Biais du mode AMIP (a et b), biais du mode Transpose-AMIP aux échéances 5 jours (c et d) et 20 jours (e et f). . . . .	94
4.7 Biais de vitesse verticale en couleur ( $hPa \text{ jour}^{-1}$ ) et de vent méridien en contour. Moyenne zonale sur la bande 70-80°E et sur la saison octobre-décembre 2011. Biais AMIP (a), biais Transpose-AMIP à l'échéance 5 jours (b) et 20 jours (c) . . . . .	95
4.8 Biais de vitesse verticale en couleur ( $hPa \text{ jour}^{-1}$ ) et de vent zonal en contour. Moyenne méridienne sur la bande 5°S–5°N et pour la saison octobre-décembre 2011. Biais AMIP (a), biais Transpose-AMIP à l'échéance 5 jours (b) et 20 jours (c) . . . . .	95
4.9 A gauche climatologie du vent zonal en $m \text{ s}^{-1}$ à 200 $hPa$ (a), 850 $hPa$ (c), à droite leurs biais respectifs en mode AMIP. Moyenne sur octobre-décembre 1979-2011. . . . .	96
4.10 Biais de précipitation (a,b et c), d'évaporation (d, e et f) et de convergence d'humidité (g, h et i) en $mm \text{ jour}^{-1}$ pour la saison octobre-décembre 2011. Biais AMIP (gauche) et biais Transpose-AMIP aux échéances 5 jours (milieu) et 20 jours (droite). . . . .	97
4.11 Précipitations (a), évaporation (b) et convergence d'humidité (c) en $mm \text{ jour}^{-1}$ ; moyenne zonale sur la bande des longitudes 70-80°E. AMIP et Transpose-AMIP aux échéances 2, 5, 10, 15 et 20 jours. Moyenne de la saison octobre-décembre 2011. . . . .	98

4.12 Profils moyens des biais de température potentielle en K (a) et d'humidité spécifique en $g\ kg^{-1}$ (b) pour les modes 1D, Transpose-AMIP et AMIP. . . . .	99
4.13 Profils moyens des biais de (a) vent zonal, (b) vent méridien et (c) profil moyen de vitesse verticale en $hPa\ jour^{-1}$ pour les modes 1D, Transpose-AMIP et AMIP. . . . .	100
4.14 $Q_1$ en $K\ jour^{-1}$ (a) et $Q_2$ en $g\ kg^{-1}\ jour^{-1}$ (b) en observés et simulés (Transpose-AMIP et 1D). Moyenne sur le NSA pour la période octobre-décembre 2011. . . . .	101
4.15 Distribution de $Q_1$ et $Q_2$ en fonction de l'altitude sur la zone NSA, basée sur les données tri-horaires pour CINDY2011/DYNAMO, 1D CONTROL, Transpose-AMIP au jour 5 et 20 et AMIP. . . . .	103
4.16 Cycle de vie de $Q_1$ basé sur les transitions les plus probables avec une estimation des durées de vie de chaque phase sur le NSA pour CINDY2011/DYNAMO (a) et Transpose-AMIP aux échéances 5 (b) et 20 jours (c). . . . .	104
4.17 Termes des bilans de température et d'humidité intégrés sur la période indiquée dans le titre des panels. . . . .	107
4.18 Idem 4.17, mais pour les contributions à $Q_1/Q_2$ dans ARPEGE-Climat. . . . .	108
4.19 Hovmöller du 1 <sup>er</sup> Octobre au 31 Décembre 2011 des précipitations (temps-longitude) en moyenne sur la bande de latitude 0-8°N. TRMM 3B42 v7 et Transpose-AMIP aux échéances 5, 10 et 20 jours. . . . .	110
4.20 Hovmöller du vent zonal à 850 $hPa$ . Analyses du CEPMMT et Transpose-AMIP aux échéances 5, 10 et 20 jours. . . . .	111
4.21 Hovmöller du vent zonal à 200 $hPa$ . Analyses du CEPMMT (a), Transpose-AMIP aux échéances 5, 15 et 20 jours respectivement (b, c et d). . . . .	111
4.22 Evolution temporelle des composantes des indices RMM, RMM <sub>1</sub> (a) et RMM <sub>2</sub> (b), en noir la référence (OLR NOAA et analyses du CEPMMT) et en bleu pour quelques prévisions d'ARPEGE-Climat. . . . .	113
4.23 Idem Fig. 4.22, mais pour la phase de la MJO (a) et son amplitude (b). . . . .	113
4.24 Corrélation (a) et RMSE (b), en fonction des échéances données en jours, bivariée (noir), par rapport à RMM <sub>1</sub> (vert) et RMM <sub>2</sub> (bleu). . . . .	114
 5.1 Time series of temperature bias (a), specific humidity bias (b), Relative humidity (c) and mean bias for the period of October-December 2011 for temperature (d) and specific humidity (e). . . . .	151
5.2 <i>Horizontal advection of temperature (a) (<math>K/day</math>) and humidity (b) (<math>g/kg/day</math>). Period from 1st October to 31 December 2011</i> . . . . .	152
5.3 <i>Time series of daily observed and simulated latent heat fluxes (a) TropFlux (black), SCM setup SST (red), CNRM-SCM no wind tendencies (green), CNRM-SCM setup with nudging of humidity (blue); the parameterization used is COARE.3. PDF of TropFlux latent heat fluxes and NSA average observed and simulated LHF (b) PDF of TropFlux surface wind speed and NSA average of observed and simulated surface wind speed (c); period October-December 2011</i> . . . . .	152
5.4 Bilan d'énergie en moyenne sur les trois mois pour la zone NSA (a) et la zone SSA (c) ( $K\ day^{-1}$ ). CINDY2011/DYNAMO en noir et la simulation CONTROL en vert. (b) et (d) idem à (a) et (c) respectivement mais pour le bilan de vapeur d'eau ( $g\ kg^{-1}\ day^{-1}$ ). . . . .	153
5.5 PDF (données tri-horaires) de $Q_1$ CINDY2011/DYNAMO sur NSA (a) et SSA (c), et PDF de $Q_1$ simulé sur NSA (b) et SSA (d). . . . .	154

5.6	PDF (données tri-horaires) de $Q_2$ CINDY2011/DYNAMO sur NSA (a) et SSA (c), et PDF de $Q_2$ simulé sur NSA (b) et SSA (d). . . . .	154
5.7	Trois premières composantes de l'ACP appliquée aux données tri-horaires de $Q_1$ CINDY2011/DYNAMO (a), $Q_1$ CONTROL (b), $Q_2$ CINDY2011/DYNAMO (c) et $Q_2$ CONTROL (d) sur SSA. . . . .	155
5.8	<i>Scattering plots of Principal Components Observations vs CNRM-SCM for <math>Q_1</math> (up) and <math>Q_2</math> (bottom); First components (a and c), Second components (b and d)</i>	155
5.9	<i>Phase space (<math>PC_1, PC_2</math>) dots for observed (a) and CNRM-SCM (b) <math>Q_1</math>; Phase 9 corresponds to events with less than 0.5 of amplitude defined as <math>\sqrt{PC_1^2 + PC_2^2}</math>. (c) Frequency of occurrence of each phase for observations (blue) and CNRM-SCM (red).</i> . . . . .	156
5.10	<i>Probability of phase rotation (%) for observations (blue) and CONTROL (red).</i> . . . . .	157
5.11	<i>Life cycle of <math>Q_1</math> CNRM-SCM (a) and parameterization contributions : composite of <math>Q</math> due to convection (b), composite of <math>Q</math> due to large-scale (c), composite of <math>Q</math> due to longwave</i> . . . . .	157
5.12	<i>Parameterization contributions to the moistening : composite of moistening due to convection (a) and composite of moistening due to large-scale (b)</i> . . . . .	158
5.13	<i>Tendency of temperature and specific humidity biase according to each phase of the life cycle.</i> . . . . .	158

# Acronymes

- ACP** Analyse en Composante Principale. [43](#), [44](#)
- AGCM** Atmospheric General Circulation Model. [2](#)
- AMIP** Atmospheric Model Intercomparison Project. [3](#), [41](#)
- ARPEGE** Action Recherche Petite et Grande Echelle. [3](#), [4](#)
- CAPE** Convective Available Potential Energy. [14–16](#)
- CEPMMT** Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme. [27](#), [28](#), [35](#), [42](#)
- CERES** Clouds and Earth's Radiant Energy Systems. [27](#)
- CIN** Convective INhibition. [14](#), [15](#)
- CINDY** Cooperative Indian Ocean Experiment on Intraseasonal Variability in Year 2011. [23](#)
- CINDY-DYNAMO** Cooperative Indian Ocean Experiment on Intraseasonal Variability in Year 2011 - DYNAmic of the Madden-Julian Oscillation. [4](#), [19](#), [23–28](#), [40](#), [42](#), [48](#)
- CISK** Conditional Instability of the Second Kind. [16](#)
- CMIP** Coupled Model Intercomparison Project. [1](#)
- CNRM** Centre National de Recherches Météorologiques. [4](#), [19](#), [48](#)
- COARE** Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment. [27](#), [38](#)
- CQE** C. [16](#)
- CRM** Cloud-Resolving Model. [19](#)
- CSU** Colorado State University. [26](#), [27](#)
- DYNAMO** DYNAmic of the Madden-Julian Oscillation. [23](#)
- EOF** Empirical Orthogonal Functions. [43](#)
- GCM** General Circulation Model. [1–3](#), [24](#), [39](#)
- GIEC** Groupe Intergouvernemental d’Experts sur l’évolution du Climat. [1](#)
- GSPW2** Global Soil Wetness Project 2. [42](#)
- GTMBA** Global Tropical Moored Buoy Array. [28](#)
- IA** Instabilité Absolue. [14](#)

- IC** Instabilité Conditionnelle. [14](#)
- IPSL** Institut Pierre Simon Laplace. [3](#)
- ISCCP** International Satellite Cloud Climatology Project. [27](#)
- JAMES** Journal of Advances in Modeling of Earths Syetems. [48](#)
- LFC** Level of Free Convection. [14](#), [15](#)
- LNB** Level of Neutral Buoyancy. [14](#)
- MC** Mature Convective profile. [19](#)
- MJO** Madden-Julian Oscillation. [3](#), [19](#), [20](#), [24](#), [25](#), [41](#)
- NSA** Northern Sounding Array. [25](#), [26](#)
- PDF** Probability Density Function - Fonction Densité de Probabilité. [43](#)
- PNT** Prévision Numérique du Temps. [3](#), [24](#)
- RAMA** Research Moored Array for African–Asian–Australian Monsoon Analysis Prediction. [26](#), [28](#)
- SCM** Single Column Model. [39](#), [40](#)
- SSA** Southern Sounding Array. [25](#), [26](#)
- SST** Sea Surface Temperature. [3](#), [28](#), [40](#), [41](#)
- SURFEX** SURFace EXternalisée. [38](#), [40](#)
- UTC** Coordinated Universal Time – Temps Universel Coordonné. [42](#)
- WCRP** World Climate Research Programme. [2](#)
- WISHE** Wind-Induced Surface Heat Exchange. [16](#)
- ZCIT** Zone de Convergence Inter-Tropicale. [2](#), [3](#), [20](#), [25](#)

## Figures complémentaires de l'évaluation d'ARPEGE-Climat en 1D dans le domaine SSA

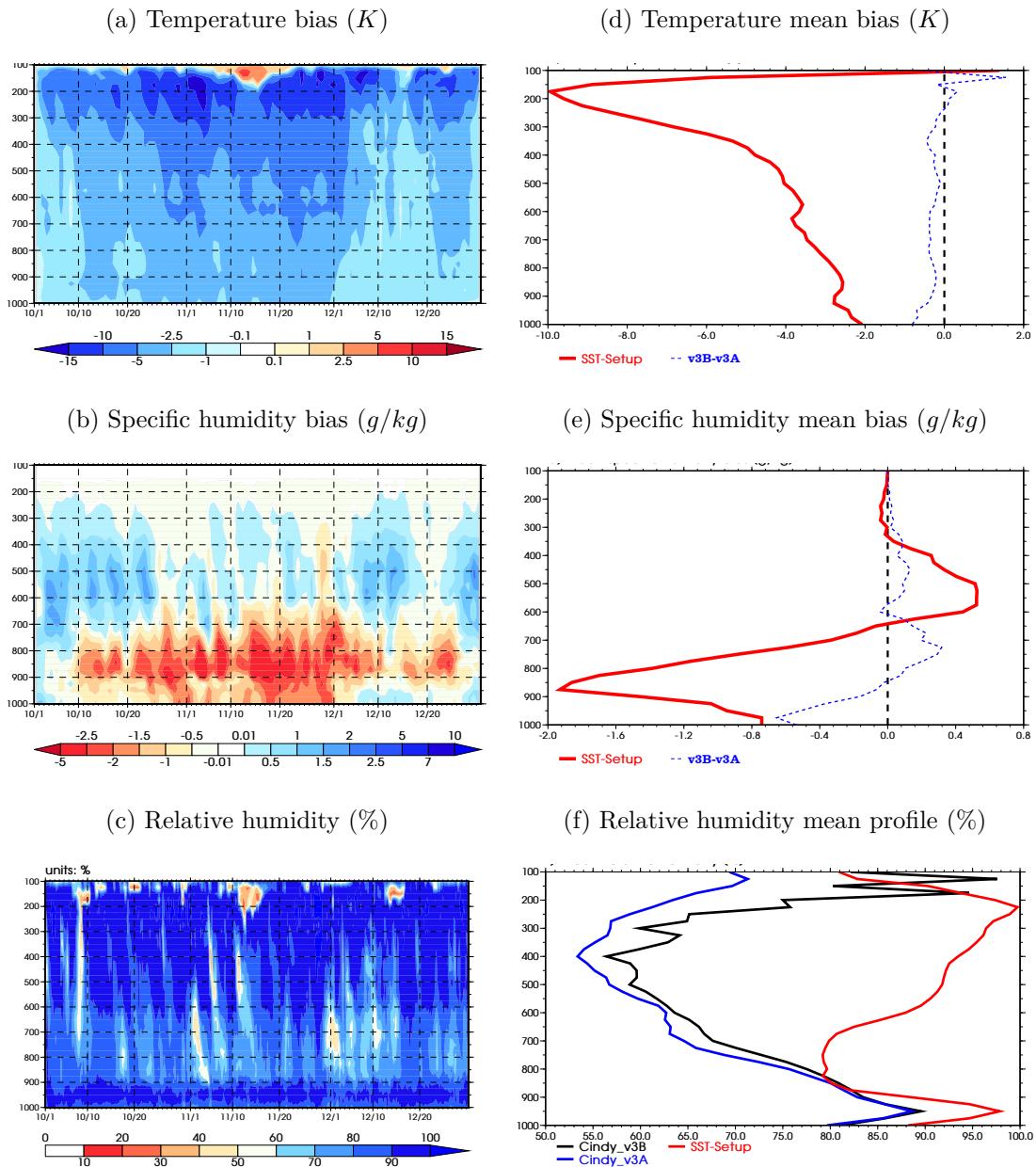


FIGURE 5.1 – Time series of temperature bias (a), specific humidity bias (b), Relative humidity (c) and mean bias for the period of October-December 2011 for temperature (d) and specific humidity (e); mean bias (red thick), difference between the version of Cindy-Dynamo data supplemented by analysis (v3B) and the version without analysis (v2A) (blue dot); and relative humidity(f), Cindy v3B (solid black), Cindy v3A (dashed black), CNRM-SCM SST-Setup (red); for the CNRM-SCM setup SST.

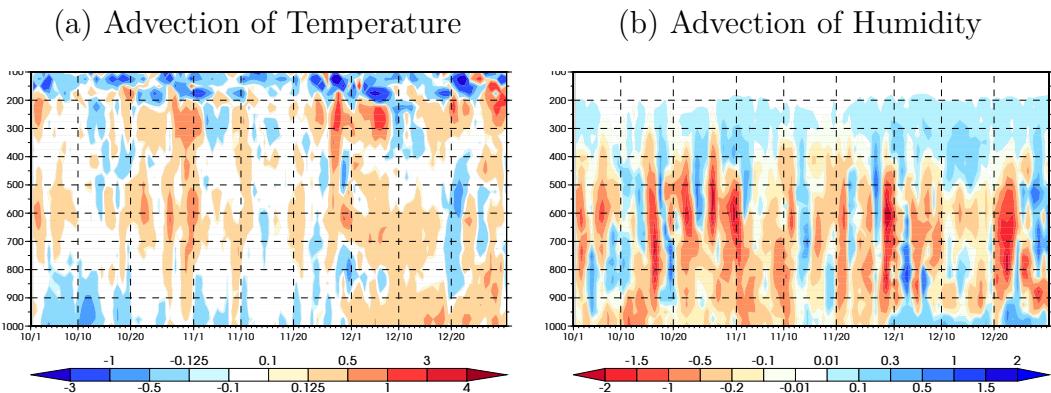


FIGURE 5.2 – *Horizontal advection of temperature (a) (K/day) and humidity (b) (g/kg/day).*  
Period from 1st October to 31 December 2011

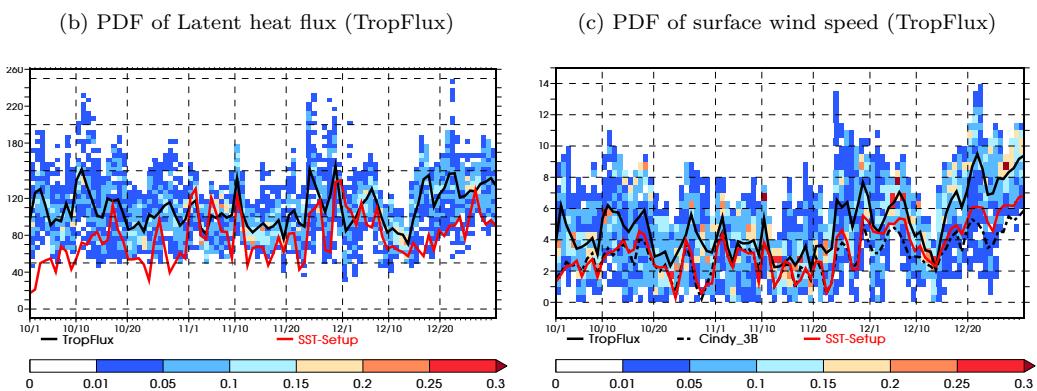


FIGURE 5.3 – *Time series of daily observed and simulated latent heat fluxes (a) TropFlux (black), SCM setup SST (red), CNRM-SCM no wind tendencies (green), CNRM-SCM setup with nudging of humidity (blue); the parameterization used is COARE.3. PDF of TropFlux latent heat fluxes and NSA average observed and simulated LHF (b) PDF of TropFlux surface wind speed and NSA average of observed and simulated surface wind speed (c); period October-December 2011*

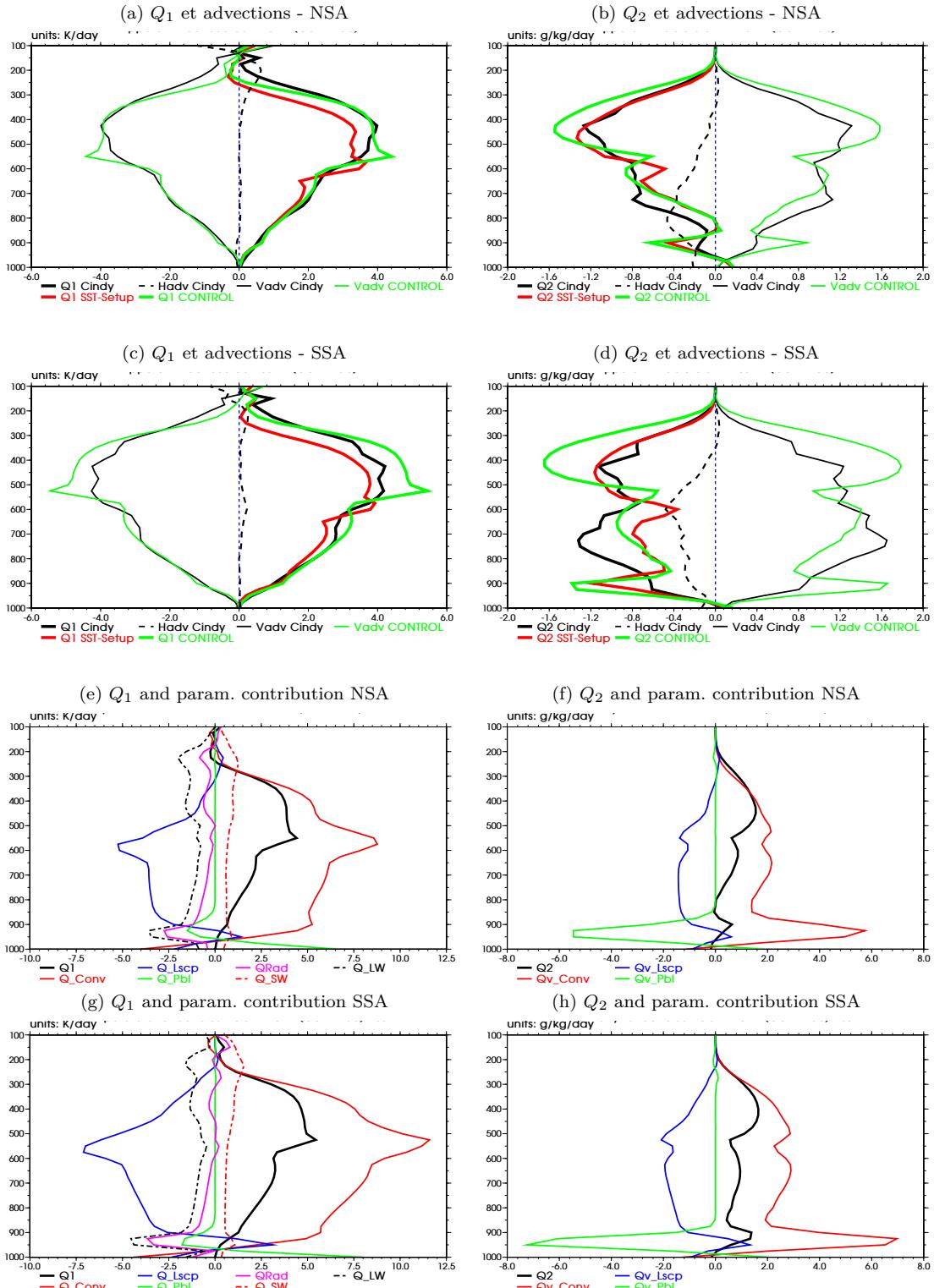


FIGURE 5.4 – Bilan d'énergie en moyenne sur les trois mois pour le NSA (a) et le SSA (c) ( $K day^{-1}$ ). CINDY2011/DYNAMO en noir et la simulation CONTROL en vert;  $Q_1$ , l'advection horizontale de température et l'advection verticale de température potentielle sont respectivement en trait épais, tiret et trait fin. On note que l'advection verticale de température potentielle est multipliée par  $\pi = \left(\frac{p}{1000}\right)^{R/C_p}$  pour avoir la même unité que  $Q_1$ . (b) et (d) idem que (a) et (c) respectivement mais pour le bilan de vapeur d'eau ( $g kg^{-1} day^{-1}$ ).

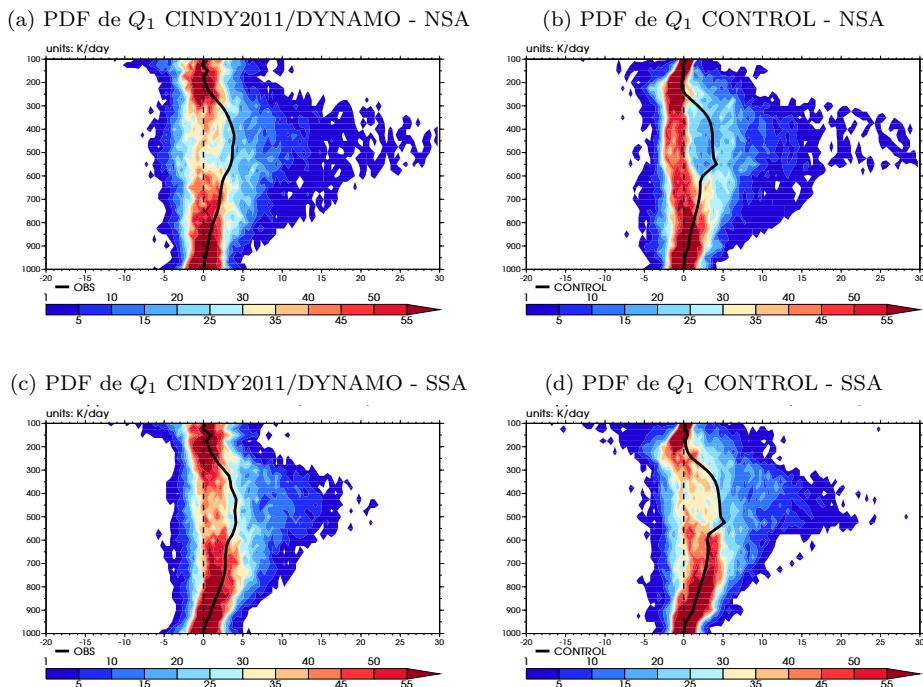


FIGURE 5.5 – PDF (données tri-horaires) de  $Q_1$  CINDY2011/DYNAMO sur NSA (a) et SSA (c), et PDF de  $Q_1$  simulé sur NSA (b) et SSA (d). En noir continu le profil moyen sur Octobre-Décembre 2011. Les valeurs données ici sont en réalité le nombre d'évènements ayant la même intensité à chaque niveau. Elles ne sont pas pondérées par le nombre total d'évènements (736 évènements répartis sur 92 jours à partir du 1er Octobre).

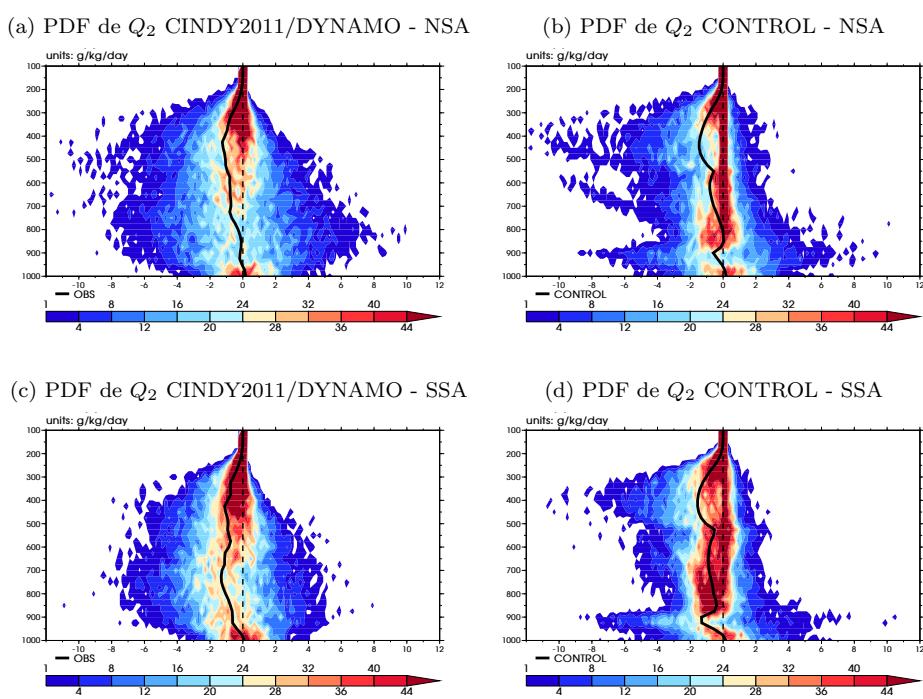


FIGURE 5.6 – Idem Fig. 5.6 mais pour  $Q_2$ .

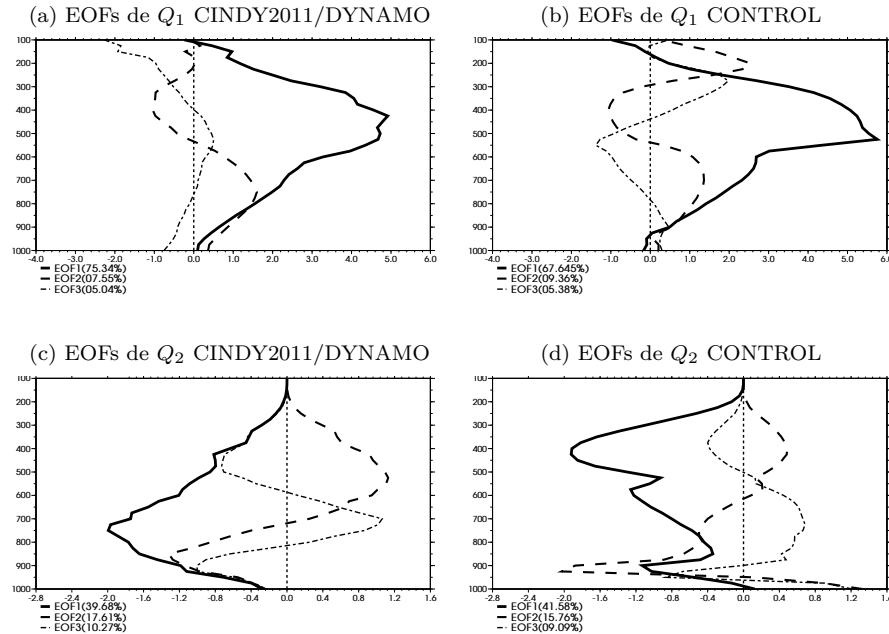


FIGURE 5.7 – Trois premières composantes de l'ACP appliquée aux données tri-horaires de  $Q_1$  CINDY2011/DYNAMO (a),  $Q_1$  CONTROL (b),  $Q_2$  observé (c) et  $Q_2$  CONTROL (d) sur SSA : premier mode (trait épais), deuxième mode (tiret) et troisième mode (pointillé). Les termes entre parenthèses sont les pourcentages de variance totale expliquée par chaque mode dominant.

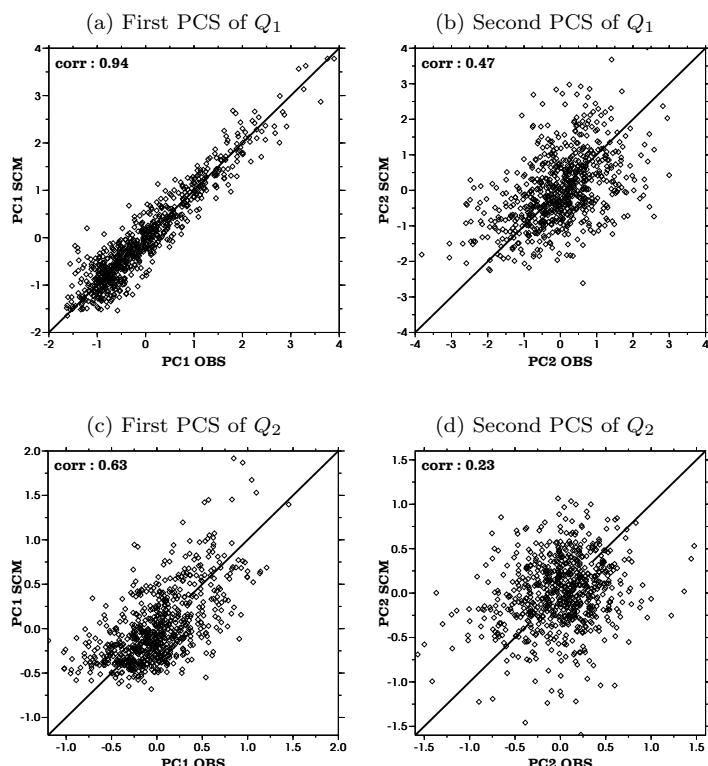


FIGURE 5.8 – Scattering plots of Principal Components Observations vs CNRM-SCM for  $Q_1$  (up) and  $Q_2$  (bottom); First components (a and c), Second components (b and d)

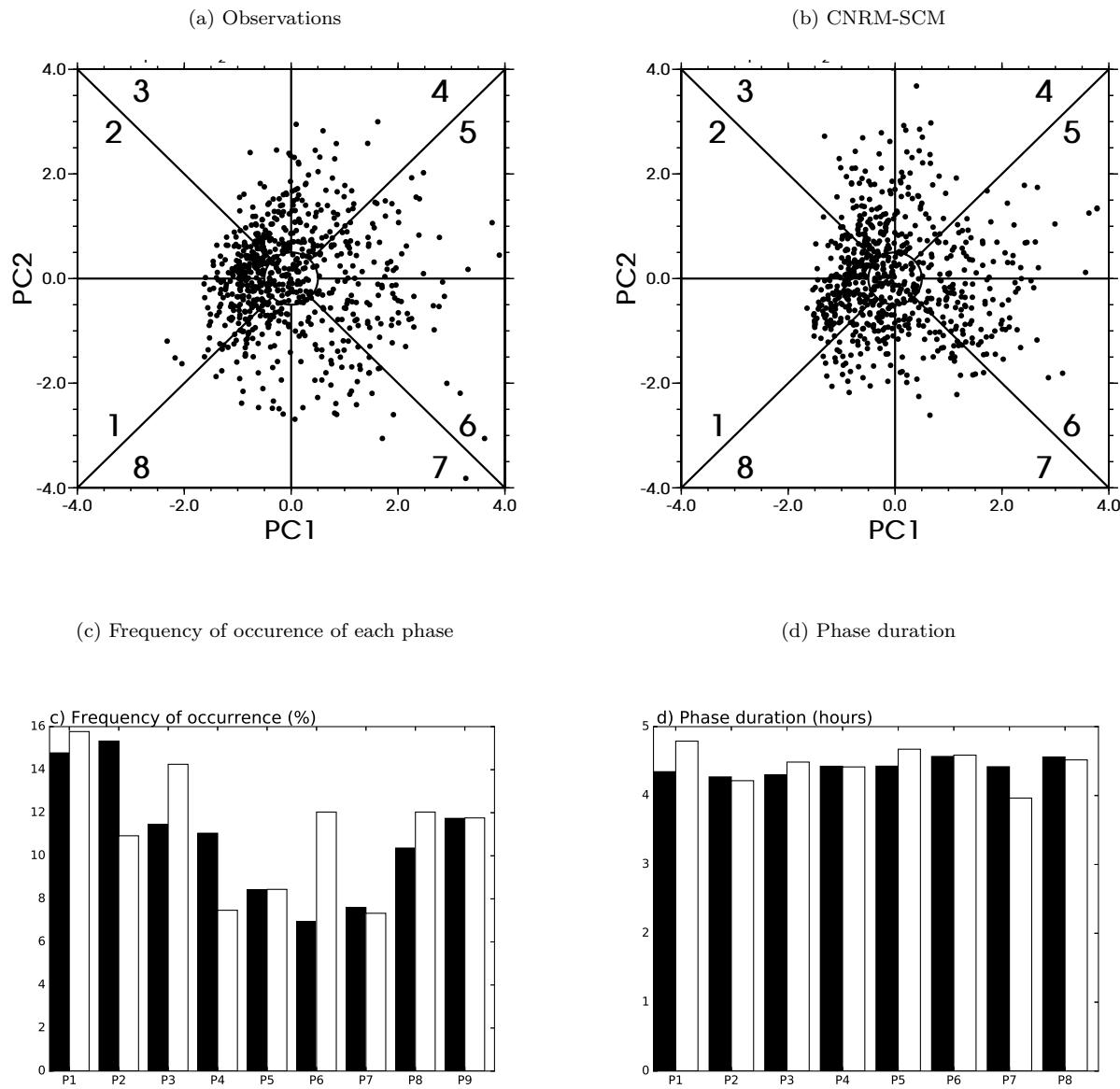


FIGURE 5.9 – Phase space ( $PC1, PC2$ ) dots for observed (a) and CNRM-SCM (b) Q1 ; Phase 9 corresponds to events with less than 0.5 of amplitude defined as  $\sqrt{PC1^2 + PC2^2}$ . (c) Frequency of occurrence of each phase for observations (blue) and CNRM-SCM (red).

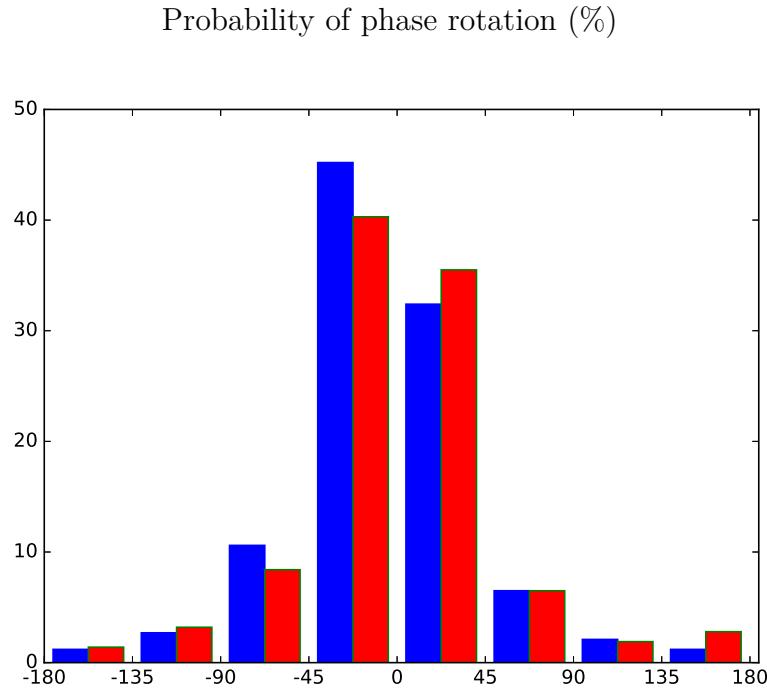


FIGURE 5.10 – *Probability of phase rotation (%) for observations (blue) and CONTROL (red).*

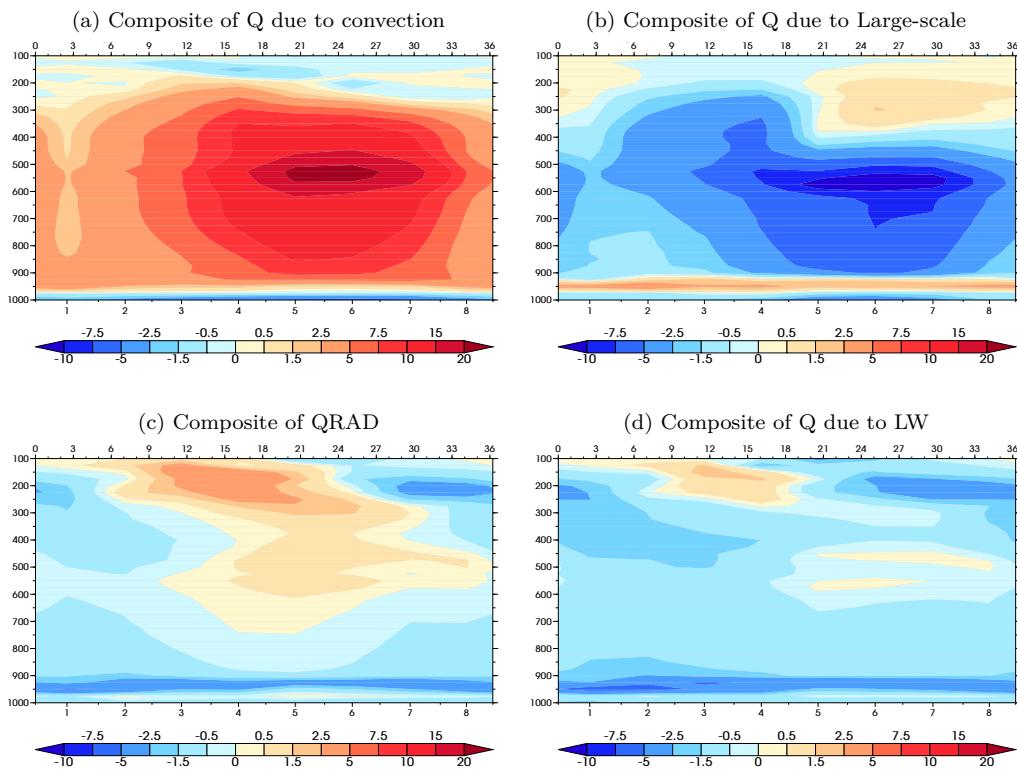


FIGURE 5.11 – *Life cycle of Q1 CNRM-SCM (a) and parameterization contributions : composite of Q due to convection (b), composite of Q due to large-scale (c), composite of Q due to longwave*

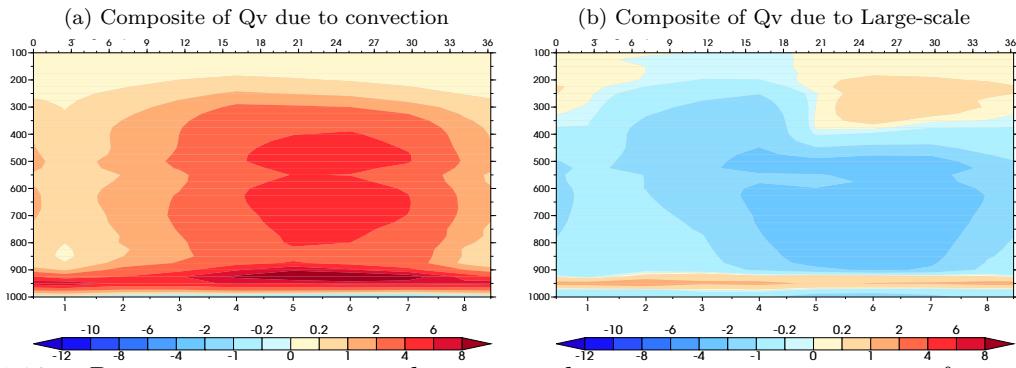


FIGURE 5.12 – Parameterization contributions to the moistening : composite of moistening due to convection (a) and composite of moistening due to large-scale (b)

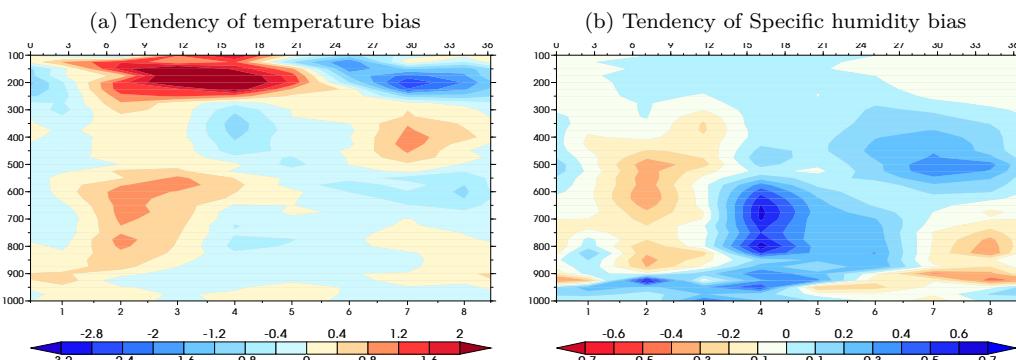


FIGURE 5.13 – Tendency of temperature and specific humidity biase according to each phase of the life cycle.

(a) Probability of transition of phases - Observations  
Succeding phases

	Phase 1	Phase 2	Phase 3	Phase 4	Phase 5	Phase 6	Phase 7	Phase 8	Phase 9
Phase 1	<b>44,86</b>	<b>27,10</b>	6,54	0,93	0	0	0	13,08	7,48
Phase 2	<b>27,03</b>	<b>42,34</b>	20,72	0,9	0	0	0	1,8	7,21
Phase 3	2,41	24,1	<b>43,37</b>	<b>19,28</b>	0	0	0	0	10,84
Phase 4	2,5	1,25	11,25	<b>47,5</b>	<b>21,25</b>	2,5	0	1,25	12,5
Phase 5	0	0	1,64	9,84	<b>47,54</b>	31,15	6,56	0	3,28
Phase 6	0	0	0	4,48	10,45	<b>52,24</b>	<b>26,87</b>	2,99	2,99
Phase 7	1,82	0	0	0	5,45	<b>16,36</b>	<b>47,27</b>	18,18	10,91
Phase 8	<b>24,0</b>	5,33	1,33	0	0	2,67	6,67	<b>52</b>	8
Phase 9	7,14	11,9	7,14	<b>16,67</b>	5,95	0	2,38	8,33	40,48

(b) Probability of transition of phases - CONTROL  
Succeding phases

	Phase 1	Phase 2	Phase 3	Phase 4	Phase 5	Phase 6	Phase 7	Phase 8	Phase 9
Phase 1	<b>59,65</b>	<b>13,16</b>	9,65	0	0	0	0	12,28	5,26
Phase 2	<b>37,97</b>	<b>40,51</b>	18,99	0	0	0	0	1,21	1,27
Phase 3	3,88	<b>23,3</b>	<b>49,51</b>	10,68	0,97	0,97	0	0,97	9,71
Phase 4	0	0	<b>13,21</b>	<b>47,17</b>	15,09	5,66	1,85	0	16,98
Phase 5	0	0	0	3,28	<b>55,74</b>	<b>37,70</b>	0	0	3,28
Phase 6	0	0	1,15	2,3	10,34	<b>52,87</b>	<b>25,29</b>	2,3	5,75
Phase 7	0	0	1,89	1,89	3,77	<b>24,53</b>	<b>32,08</b>	22,64	13,21
Phase 8	<b>13,79</b>	4,6	2,3	4,6	1,15	0	5,75	<b>50,57</b>	17,24
Phase 9	0	4,71	17,65	9,41	7,06	1,18	9,41	15,29	35,29

TABLEAU 5.1 – *Probability (%) of transition of Q1 (from one phase to another) for 3-hourly observations (a) and CONTROL (b). In each cell, the number is the probability for the preceding phase being followed by the succeeding phase. Probabilities for remaining in the same phase are in bold. Phase 9 corresponds to events which are not considered in this study, It is for events less than 0.5 of amplitude defined as  $\sqrt{PC1^2 + PC2^2}$*

