



Les changements de la circulation atmosphérique tropicale et conséquences lors du changement climatique

Guillaume Gastineau

► To cite this version:

Guillaume Gastineau. Les changements de la circulation atmosphérique tropicale et conséquences lors du changement climatique. Climatologie. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. <tel-01332290>

HAL Id: tel-01332290

<http://hal.upmc.fr/tel-01332290>

Submitted on 16 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PARIS 6

spécialité : SCIENCES DE L'ATMOSPHÈRE

présentée par

Guillaume Gastineau

pour obtenir le grade de Docteur de l'UNIVERSITÉ de PARIS 6

**Les changements de la circulation atmosphérique tropicale
et conséquences lors du changement climatique**

Thèse soutenue le 21 janvier 2008 devant le jury composé de :

Présidente : Mme Katia Laval
Rapporteurs : M. Philippe Bougeault
M. Serge Planton
Examineurs : M. Mark Rodwell
M. Jean Louis Dufresne
M. Hervé le Treut

*Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS, Institut Pierre Simon Laplace
Université Pierre et Marie Curie
Paris, France*

Remerciement

Je remercie tout d'abord Hervé Le Treut, qui, avec Laurent Li, qui ont su me conseiller efficacement, tout en me laissant travailler très librement. Je les remercie pour la confiance qu'ils m'ont accordée lors de mon travail de thèse. Je tiens à remercier particulièrement Laurent Li, qui m'a initié à l'utilisation de modèles de climat, et qui a souvent été présent pour m'assister.

J'ai trouvé dans l'équipe de modélisation du climat du Laboratoire de météorologie dynamique une ambiance particulièrement favorable pour mener à bien ce travail. Je remercie Jean Louis Dufresne qui anime les réunions hebdomadaires de l'équipe, qui sont très utiles pour les doctorants du laboratoire. Jean Louis Dufresne a en outre accepté d'être examinateur de cette thèse. Merci tout particulièrement à Sandrine Bony, Jean Yves Granpeix, Rémy Roca et Francis Codron pour les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble.

Je remercie Philippe Bougeault et Serge Planton d'avoir accepté d'être rapporteurs, et Mark Rodwell et Katia Laval de me faire l'honneur de participer au jury.

Je tiens aussi à remercier Laurent Fairhead, Sébastien Denvil, Véronique Fabart et Robert Franchisseur pour les conseils et l'assistance technique qu'ils m'ont apportés.

Merci à mes proches, et en particulier Marion, pour leurs soutiens quotidiens lors de la rédaction du manuscrit.

Enfin, je tiens à remercier tout les gens du LMD, notamment Catherine, Katerina, Mathieu, Tristan, Sébastien, Aymeric, pour tout les bons moments passés en leur compagnie.

Résumé

Les variations de la circulation tropicale de grande échelle lors du changement climatique peuvent avoir d'importantes conséquences en terme d'impact sur les activités humaines. Dans un premier temps nous étudions la circulation atmosphérique tropicale méridienne, dans les différents modèles climatiques couplés. Lors du réchauffement climatique, nous trouvons que la circulation méridienne moyenne et les jets subtropicaux sont significativement déplacés vers les pôles, et que l'intensité de ces circulations diminue faiblement lors du changement climatique. L'affaiblissement de la circulation tropicale est alors décrite comme une conséquence des changements de stabilité statique affectant la troposphère. Dans une seconde partie, des simulations idéalisées ont été mises en place pour expliquer les changements de circulation tropicale. Tout d'abord, des simulations d'ensemble utilisant le GCM LMDZ4, et mimant les résultats du modèle couplé IPSL-CM4, ont été réalisées. On montre alors que l'intensité et le déplacement des cellules de Hadley sont reliés au changement uniforme de température de mer mais aussi au changement des gradients méridionaux de température. Ensuite, nous utilisons des simulations du modèle LMDZ4 en configuration aqua-planète. Les variations de la circulation de Hadley sont alors expliquées dans un cadre simplifié par la nécessité du transport énergétique de l'équateur vers les pôles. Enfin, nous étudions brièvement la vapeur d'eau et sa rétroaction lors du changement climatique. On montre que les changements de circulation de Hadley peuvent avoir un impact significatif sur la rétroaction de la vapeur d'eau.

Summary

The changes of the tropical large scale circulation during climate change can have large impacts on human activities. In a first part, the meridional atmospheric tropical circulation was studied in the different coupled models. During climate change, we find that the Hadley meridional circulation and the subtropical jet are significantly shifted poleward, while the intensity of the tropical circulation weakens. The slow down of the atmospheric circulation results from the dry static stability changes affecting the tropical troposphere. Secondly, idealized simulations are used to explain the tropical circulation changes. Ensemble simulation using the model LMDZ4 are set up to mimic the results from the coupled model IPSL-CM4. The weakening of the large scale tropical circulation and the poleward shift of the Hadley cell are explained by both the uniform change and the meridional gradient change of the sea surface temperature. Then, we used the atmospheric model LMDZ4 in an aquaplanet configuration. The Hadley circulation changes are explained in a simple framework by the required poleward energy transport. In a last part, we focus on the water vapor distribution in the climate models. The Hadley circulation changes were shown to have a significant impact on the water vapour feedback during climate change.

Table des matières

1	Introduction générale	9
2	Contexte : le changement climatique et la circulation générale de l’atmosphère dans les tropiques	13
2.1	Introduction	13
2.2	Quelques éléments-clés de climatologie	13
2.2.1	Définition des zones tropicales, polaires et de moyenne latitude	13
2.2.2	La météorologie des latitudes moyennes	14
2.2.3	La météorologie tropicale	15
2.3	Présentation de la circulation générale de l’atmosphère	17
2.3.1	Définition de la circulation atmosphérique et son origine	17
2.3.2	Description de la circulation générale de l’atmosphère	20
2.3.3	Transport d’énergie par l’atmosphère	21
2.3.4	Vents de surface et transport du moment cinétique	25
2.3.5	Synthèse	26
2.4	Théorie de la circulation de grande échelle de l’atmosphère tropicale	26
2.4.1	Circulation de Hadley	26
2.4.2	Circulation de Walker	33
2.4.3	Observation de la circulation de grande échelle tropicale	34
2.4.4	Notion de quasi-équilibre et décomposition en régime dynamique	35
2.5	La circulation de grande échelle et ses changements	37
2.5.1	Variabilité interannuelle	37
2.5.2	Variation récente de la circulation tropicale de grande échelle	37
2.5.3	Quelques rappels sur le changement climatique	41
2.5.4	Variation de la circulation de grande échelle dans les simulations de changement climatique	46
2.5.5	Le déplacement des structures dynamiques vers les pôles	49
2.6	Synthèse	50
3	La circulation atmosphérique de grande échelle et son changement dans les GCMs	53
3.1	Introduction	53
3.2	Résumé de l’article	54
3.3	Data and methods	55
3.4	Hadley circulation and its variation in the AR4 AOGCM global warming simulation	56
3.4.1	Changes in the pattern of the Hadley circulation	56
3.4.2	Changes in the strength of the Hadley circulation	58
3.4.3	Changes in the Hadley cell extension and size	63
3.5	Mechanism of tropical circulation change in IPSL-CM4	68
3.5.1	The Hadley circulation change of the IPSL-CM4 AOGCM	68
3.5.2	Analysis of the variability in the tropospheric zonal momentum and heat budget	70
3.5.3	Hadley circulation changes diagnosed by the temperature equation	75

3.6	Discussion	81
3.7	Diagnostics complémentaires sur la circulation de Hadley des GCMs couplés . . .	82
3.7.1	Introduction	82
3.7.2	Comparaisons de la circulation de Hadley des AOGCMs et des réanalyses . . .	82
3.7.3	Les changements transitoires de la circulation de Hadley	87
3.8	Mécanismes de changement de la circulation tropicale dans les AOGCMs	87
3.8.1	Données	89
3.8.2	Méthode	90
3.8.3	Résultats	94
3.9	Le déplacement des jets et des circulations tourbillonnaires dans un AOGCM . . .	100
3.9.1	Le déplacement vers les pôles des jets subtropicaux	100
3.9.2	Circulation résiduelle et diagnostic des EP flux	102
3.10	Synthèse	107
4	Mécanismes à l'origine des circulations atmosphériques dans des simulations idéali-	
	sées de AGCMs	109
4.1	Introduction	109
4.2	La structure géographique des changements de SST et implication sur les circula-	
	tions de grande échelle	110
4.2.1	Résumé	110
4.2.2	General Methodology	111
4.2.3	Validation of the simulation settings	113
4.2.4	Forced simulations using idealized patterns of SST warming	115
4.2.5	Discussion	127
4.3	Étude des forçages de la glace de mer et de la concentration atmosphérique en	
	CO ₂ sur la circulation de grande échelle	129
4.3.1	Introduction	129
4.3.2	Méthode	129
4.3.3	Changement de la température	130
4.3.4	Changement des précipitations	133
4.3.5	Discussion	135
4.3.6	Synthèse	136
4.4	La circulation générale de l'atmosphère dans un GCM aqua-planète	136
4.4.1	Introduction	136
4.4.2	Méthode	137
4.4.3	Précipitations et circulation grande échelle	140
4.4.4	Études des lois de conservation de l'atmosphère	145
4.4.5	Simulation d'une augmentation uniforme de SST	153
4.4.6	Discussion	156
4.5	Synthèse	158
5	L'incertitude de la rétroaction de la vapeur d'eau dans les GCMs	161
5.1	Introduction	161
5.2	Étude de UTHs simulées par LMDZ4 et comparaison aux observations	162
5.2.1	Introduction	162
5.2.2	Méthode	162
5.2.3	Base de donnée UTH à partir de HIRS	162
5.2.4	Simulation GCM et simulation des UTHs	163
5.2.5	résultats	164
5.3	Méthodologie pour l'étude des rétroactions climatiques	166
5.3.1	Introduction	166
5.3.2	Simulations utilisées	167

5.3.3	Méthodes	167
5.3.4	Résultats	169
5.4	Influence de la dynamique sur la rétroaction de la vapeur d'eau	173
5.4.1	Introduction	173
5.4.2	Simulation	173
5.4.3	Résultats	173
5.5	Influence du schéma de convection sur la rétroaction de la vapeur d'eau	177
5.5.1	Introduction	177
5.5.2	Simulations utilisées	177
5.6	Résultats	178
5.7	Synthèse	179
6	Conclusion et perspectives	181
6.1	Conclusion	181
6.2	Perspectives	182
A	Calcul de la fonction de courant méridienne	187
B	Acronymes	189
	Références bibliographiques	193

Chapitre 1

Introduction générale

Le changement climatique et ses potentielles conséquences, posent un défi majeur à la communauté internationale, dont les enjeux ne sont plus seulement scientifiques ou écologiques. En effet, aujourd'hui les problèmes climatiques deviennent des problèmes économiques et politiques. Les scientifiques font donc l'objet de très fortes demandes de la part de la société pour comprendre les conséquences des changements climatiques sur les activités humaines. Avant de faire des études d'impact, il est cependant nécessaire de comprendre les changements climatologiques et météorologiques qui vont résulter de l'augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère.

Dans cette thèse nous étudions les changements de la circulation de grande échelle dans les tropiques, et ses changements dans les modèles de climat, lors du réchauffement climatique.

Pourquoi Étudier le climat tropical ?

Cette thèse est en grande partie focalisée sur le climat de la zone tropicale terrestre, qui est en première approximation la partie du globe terrestre située entre les latitudes 30N et 30S. Les tropiques semblent moins affectés que les moyennes latitudes par les changements climatiques passés ou futurs.

Cependant, les tropiques couvrent à eux seuls un peu plus du tiers de la surface terrestre. C'est près de 70% de la population mondiale qui est concernée par les phénomènes météorologiques tropicaux, comme les sécheresses, les moussons ou les cyclones. De part la forte démographie des pays du sud, on s'attend à ce que la population soit de plus en plus nombreuse dans les zones tropicales. Nos sociétés risquent donc d'être de plus en plus sensibles aux risques climatiques. La sécheresse au Sahel des années 1990 ou encore tout récemment la mousson diluvienne en Inde et au Bangladesh de l'été 2007 sont des événements dont la compréhension est nécessaire pour mieux anticiper leurs occurrences dans l'avenir. Cependant l'implication du changement climatique dans ces phénomènes récents reste très incertaine.

De plus, les tropiques et les moyennes latitudes sont reliés par de nombreuses téléconnexions. Les changements climatiques tropicaux présentent donc des conséquences importantes pour l'ensemble de la planète. Ainsi, on ne peut considérer le changement climatique dans sa globalité sans s'intéresser aux zones tropicales.

Pourquoi regarder les modèles climatiques ?

La prévision des changements climatiques et leurs précisions sont l'objet du rapport du GIEC (Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat). Ces prévisions de changements climatiques sont établies à l'aide de modèles de circulation générale de l'atmosphère ou Global Circulation Model (GCM), qui sont parfois l'objet de vives critiques. Les GCMs constituent pourtant les meilleurs outils à la disposition des scientifiques pour comprendre les changements climatiques à venir. Le développement des modèles de climat reste primordial pour améliorer la prévision des climats futurs.

Le développement de ces modèles de climat est fait d'une part en augmentant la précision et le contenu physique des paramétrisations des GCMs, d'autre part en regardant précisément les performances et les biais de ces GCMs. Cette thèse s'inscrit ici dans cette deuxième approche. Dans ce travail, nous regardons les GCMs, pour en comprendre le fonctionnement, et voir à quel point les prévisions peuvent être représentatives du climat futur.

La circulation de grande échelle des tropiques

La circulation générale de l'atmosphère décrit les mouvements des parcelles d'air dans l'atmosphère et explique l'intensité et la direction des principaux vents dans l'atmosphère. La circulation générale de l'atmosphère est pilotée par les lois physiques de conservation du mouvement et de l'énergie.

La circulation générale de l'atmosphère aux tropiques est particulièrement déterminante pour la compréhension de la climatologie des tropiques. En effet, la circulation générale et son intensité déterminent entre autre la distribution et l'intensité des précipitations.

La circulation générale de l'atmosphère est aussi essentielle si on veut comprendre les changements régionaux de précipitations qui peuvent être très forts localement. La précision des modèles de climat en terme de circulation générale de l'atmosphère est donc cruciale pour le réalisme des simulations de changement climatique, destinées aux études d'impact.

Objectifs de la thèse

On s'est demandé lors de cette thèse quelles étaient la précision et la prévision des modèles de climat en terme de circulation générale de l'atmosphère au niveau des tropiques. Ensuite, on s'est demandé si la circulation générale de l'atmosphère pouvait avoir des impacts sur la sensibilité climatique donnée par les GCMs.

Organisation de la thèse

Dans une première partie, nous donnons quelques notions essentielles de météorologie tropicale, ainsi qu'un résumé complet de la littérature sur la circulation de grande échelle tropicale. Nous présentons les notions théoriques, les prévisions de changements climatiques, ou encore les variations interannuelles de la circulation atmosphérique.

Les parties suivantes présentent le travail de thèse à proprement parler. La thèse s'oriente d'abord sur les diagnostics de la circulation atmosphérique tropicale des GCMs océan-atmosphère provenant du projet d'intercomparaison Projet d'Intercomparaison de Modèles Couplés (CMIP) 3, qui ont été utilisés pour la rédaction du Quatrième Rapport d'Évaluation (AR4) de l' Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (IPCC). Les changements de la circulation de grande échelle sont étudiés à l'aide de diagnostics. Nous cherchons ensuite à expliquer ces changements à l'aide de mécanismes physiques simples.

La circulation de grande échelle tropicale est ensuite étudiée à l'aide de simulations idéalisées de changement climatique. Ces simulations utilisent toutes le GCM atmosphérique LMDZ4 dans différentes configurations. Tout d'abord, nous reproduisons le changement climatique du modèle couplé IPSL-CM4, et nous cherchons à étudier les changements de la Température de Surface de la Mer (SST) pouvant expliquer les changements de circulations grande échelle. Dans un deuxième temps, nous présentons des simulations où les continents et les surfaces englacées ont été artificiellement supprimés pour simplifier l'étude des mécanismes affectant la circulation de grande échelle.

Dans le dernier chapitre, nous étudions la distribution atmosphérique de la vapeur d'eau simulée par les GCMs. Nous estimons les interactions entre vapeur d'eau et circulation grande échelle en terme d'impact sur la sensibilité climatique. Enfin, nous testons différentes configurations d'un GCM, et regardons les impacts sur la vapeur d'eau et la sensibilité climatique.

Chapitre 2

Contexte : le changement climatique et la circulation générale de l'atmosphère dans les tropiques

Sommaire

2.1	Introduction	13
2.2	Quelques éléments-clés de climatologie	13
2.3	Présentation de la circulation générale de l'atmosphère	17
2.4	Théorie de la circulation de grande échelle de l'atmosphère tropicale	26
2.5	La circulation de grande échelle et ses changements	37
2.6	Synthèse	50

2.1 Introduction

Avant de présenter le travail de thèse à proprement parler, nous avons choisi de faire une présentation générale de l'état de la connaissance sur le sujet. Nous allons donc commencer par décrire rapidement les bases théoriques de la circulation générale de l'atmosphère. Puis, nous présenterons les grands résultats sur le changement climatique et les mécanismes de rétroactions associés. Enfin, dans une dernière partie, nous donnerons une présentation plus détaillée des problématiques concernant la circulation de grande échelle et ce que l'on sait de son changement avec le réchauffement climatique.

2.2 Quelques éléments-clés de climatologie

2.2.1 Définition des zones tropicales, polaires et de moyenne latitude

Dans ce travail de thèse, on entend par **tropiques** la partie du globe terrestre située entre les latitudes 30N et 30S. C'est cette partie du globe qui est la plus chauffée par le rayonnement solaire, comme l'angle zénithal entre le rayonnement solaire et la surface terrestre est grand (proche de 90 degrés).

Les latitudes tropicales s'opposent aux latitudes polaires qui sont situées entre 60 et 90 degrés de latitude. Ces latitudes reçoivent le rayonnement solaire avec un angle zénithal faible. En particulier, les régions entre les cercles polaires et les pôles, ne reçoivent plus de radiations solaires pendant l'hiver (nuit polaire) et inversement pour l'été. Entre les latitudes tropicales et les latitudes polaires, on trouve les moyennes latitudes (entre 30 et 60 degrés). Les moyennes latitudes correspondent aux zones tempérées, dont les climats nous sont plus familiers.

Tout d'abord, présentons succinctement les caractéristiques du climat des moyennes latitudes. Nous ferons ensuite une description du climat tropical et nous soulignerons les différences avec le climat des moyennes latitudes.

2.2.2 La météorologie des latitudes moyennes

Les caractéristiques de la météorologie des moyennes latitudes

Les latitudes moyennes sont les latitudes tempérées où le cycle saisonnier est moyennement marqué, si on le compare à celui du climat polaire. Mais, à l'inverse des zones tropicales, les variations de l'angle zénithal du soleil sont à l'origine de saisons bien marquées. Les variations de l'angle zénithal du soleil sont dues à la révolution de la Terre autour du soleil, et à l'inclinaison de l'axe de rotation terrestre.

Si on s'intéresse aux variations météorologiques d'une échelle de temps de l'ordre de quelques jours, le plus surprenant sont les alternances de beau et de mauvais temps. Ces alternances sont le résultat des régimes de dépression et d'anticyclone bien connus des prévisionnistes. Les caractéristiques de ces perturbations sont illustrées sur la Fig. 2.1, qui est une image satellite Infra-rouge (IR). Les nuages sont optiquement opaques et émettent, comme le fait un corps noir, des radiations IRs à des températures d'autant plus basses que leur sommet est haut. Ainsi les nuages hauts dont la température est faible apparaissent en blanc, et les nuages bas, plutôt en gris, tandis que la surface terrestre reste noire.

Dans les moyennes latitudes, on voit que les nuages sont organisés en systèmes dits synoptiques, c'est à dire de large échelle spatiale (de l'ordre de 1000km). Les systèmes synoptiques forment des filaments et des enroulements de nuages. Les enroulements constituent les dépressions et on peut mesurer une périodicité de 6 ou 7 dépressions sur un même petit cercle.

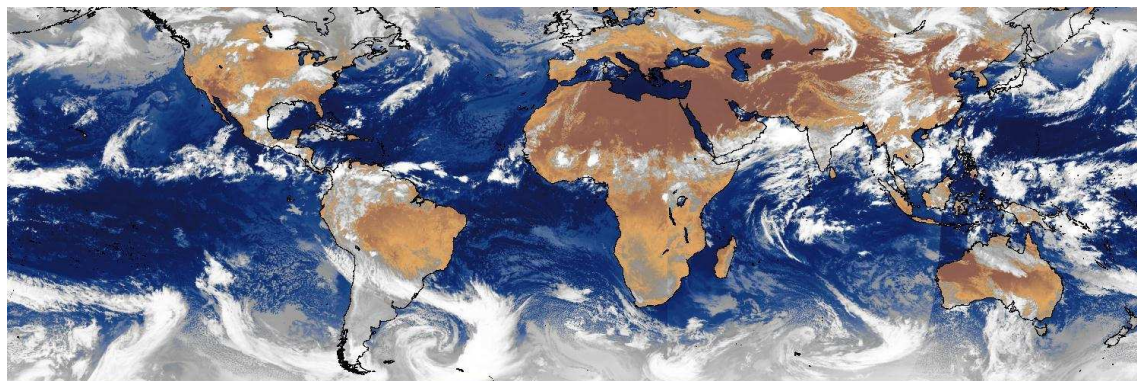


FIG. 2.1 – Image composite IR réalisée à partir de satellites géostationnaires, pour le 24/06/2007 à 06 UTC (à partir du site de Satmos www.satmos.meteo.fr).

Dynamique des moyennes latitudes

La météorologie synoptique des moyennes latitudes s'explique surtout par les **instabilités baroclines**. Les instabilités baroclines sont créées par la diminution de la température méridienne, de l'équateur vers les pôles. Dans des conditions stables, l'équilibre géostrophique et l'approximation géostrophique déterminent la direction et l'intensité des vents. Or, le gradient thermique vertical étant négatif, les surfaces isothermes traversent les surfaces isobares en s'inclinant vers l'équateur. Les instabilités baroclines sont de forts cisaillements verticaux de vents qui tendent à croître à partir d'oscillations horizontales de température.

Dans certaines conditions, les instabilités baroclines donnent naissance aux perturbations, et aux dépressions et anticyclones. Ces perturbations sont éventuellement associées ensuite aux zones

frontales.

Une manière d'étudier et de comprendre ces instabilités est classiquement donnée par le modèle de Eady de l'atmosphère. Ce modèle consiste en une atmosphère idéalisée dont les propriétés sont les suivantes :

- limites rigides : on impose l'altitude de la tropopause H ,
- stratifiée de manière continue : N la fréquence de Brunt Väisälä est constante,
- à cisaillement zonal constant : la dérivé verticale du vent zonal $u \partial \bar{u} / \partial z$ est constante.

La fréquence de Brunt Väisälä, ou encore la fréquence de flottabilité, est la fréquence des ondes de gravité dans l'atmosphère :

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \quad (2.1)$$

Où θ est la température potentielle. g est l'accélération de la pesanteur.

Le modèle de Eady permet de calculer, de manière analytique, les propriétés des instabilités baroclines de l'atmosphère (Holton, 1992). L'ordre de grandeur des perturbations est alors donné par le rayon de déformation de Rossby R_0 :

$$R_0 = \frac{NH}{f} \quad (2.2)$$

Où f est le paramètre de Coriolis.

Ce rayon de déformation de Rossby est de l'ordre de 1000km aux moyennes latitudes, ce qui est conforme à l'ordre de grandeur des structures observées sur la Fig. 2.1. On peut montrer que ces perturbations atmosphériques des moyennes latitudes ont une durée de vie typique de 10 jours en moyenne.

On peut aussi montrer que les perturbations baroclines convertissent l'énergie potentielle moyenne de la stratification de l'atmosphère, en énergie cinétique des perturbations météorologiques.

2.2.3 La météorologie tropicale

Les grandes structures de l'atmosphère tropicale

Revenons à l'image satellite (Fig. 2.1) en nous focalisant cette fois-ci sur la zone tropicale, c'est à dire entre les latitudes 30N et 30S.

On observe une zone plutôt dégagée de nuages hauts vers entre 30 et 20 degrés. On voit dans ces zones des nuages bas, apparaissant en gris, sur le bord est des océans. Ce sont les **zones subtropicales** où la température est la plus chaude sur Terre. On y trouve les plus grands déserts comme le Sahara en Afrique, le désert d'Atacama en Amérique Latine ou encore la Death Valley en Amérique du Nord.

Au niveau de l'équateur, on observe une zone avec beaucoup de nuages hauts, notamment au niveau du continent maritime (Indonésie et ses cotes), de l'océan Atlantique, ou encore au niveau du Bassin Amazonien. Ces nuages se forment à cause des **instabilités convectives**. Les instabilités convectives ont lieu lorsque une parcelle d'air subissant une montée adiabatique est plus chaude que son environnement. Par opposition aux nuages des moyennes latitudes, les nuages convectifs sont organisés en **Système Convectif Mésoéchelle (MCS)**, ayant une échelle spatiale de l'ordre de 100km.

Les nuages hauts forment une bande latitudinale appelée **Zone de Convergence Inter-Tropicale (ITCZ)**. L'ITCZ couvre les régions les plus arrosées du globe. La Fig. 2.2 donne la mesure moyenne des précipitations entre 1979 et 2007 pour les observations du Projet Climatologie Globale des Précipitations (GPCP), produites à l'aide de mesures au sol et de mesures satellite, lors des mois de Janvier et de Juillet. La structure de l'ITCZ en une bande latitudinale apparaît encore plus fortement.

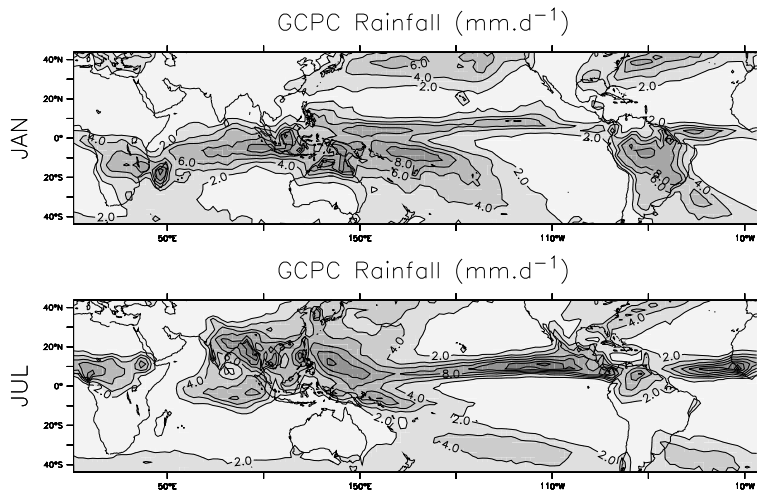


FIG. 2.2 – Pluies GPCP en moyenne climatologique calculée du 01/01/1979 au 01/04/2007, pour les mois de janvier (JAN) et juillet (JUL).

Il convient de noter aussi la présence de **cyclones tropicaux** au niveau des zones tropicales. Les cyclones sont des dépressions isolées, d'échelle subsynoptique (de 300 à 1000km), que n'accompagne aucun front, à la différence des zones tempérées. Les cyclones tropicaux se forment au dessus des océans où la température de la mer est particulièrement chaude. Ces cyclones sont particulièrement importants par les risques qu'ils font courir aux populations.

La Dynamique de l'atmosphère tropicale

Une différence fondamentale entre les tropiques et les moyennes latitudes provient de la faible valeur de la force de Coriolis dans les tropiques. En effet, le paramètre de Coriolis f , défini par $f = 2\Omega \sin\theta$, fixe l'intensité de la force de Coriolis. Le paramètre de Coriolis f est faible aux tropiques. f est nul au niveau l'équateur.

L'absence de force de Coriolis implique que les ondes d'inerti-gravité dans l'atmosphère sont horizontales et évacuent rapidement les perturbations de température, avec une vitesse de groupe moyenne de 30 m.s^{-1} . Par conséquent, dans les MCS, les ondes de gravité évacuent rapidement le dégagement de chaleur latente dû aux mouvements convectifs et à la formation des précipitations. C'est pourquoi, sur des échelles de temps de l'ordre de 1 jour ou plus, il n'y a quasiment pas de gradients horizontaux de température dans les tropiques.

A titre d'illustration, la moyenne zonale de la température des réanalyses ERA40 apparaît sur la Fig. 2.3. On voit bien que les isothermes sont horizontales entre 30 degrés N et 30 degrés S, alors qu'elles sont obliques au niveau des latitudes moyennes et des pôles.

Les mouvements dans les tropiques sont donc **barotropes** (en l'absence de chaleur latente due aux précipitations) et, par opposition aux extratropiques, les perturbations ne peuvent convertir l'énergie potentielle en énergie cinétique. Les perturbations tropicales ont donc pour origines :

1. des ondes équatoriales
2. un couplage avec les instabilités baroclines des moyennes latitudes.

Une deuxième conséquence de la faible force de Coriolis est que, comme le paramètre de Coriolis f tend vers 0 ($f \rightarrow 0$), le rayon de déformation de Rossby $R_0 = NH/f$ est infini ($R_0 \rightarrow \infty$). C'est pourquoi les perturbations se forment sur toute une bande latitudinale formant l'ITCZ.

Etudions maintenant la circulation générale de l'atmosphère.

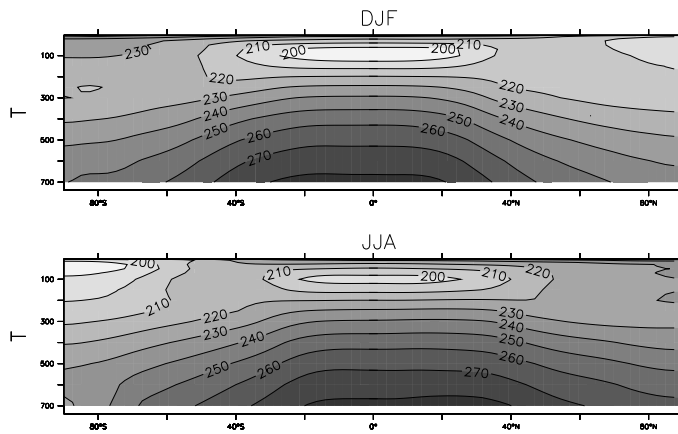


FIG. 2.3 – Température (en K) des réanalyses ERA40.

2.3 Présentation de la circulation générale de l'atmosphère

Présentons tout d'abord l'origine des circulations atmosphériques.

2.3.1 Définition de la circulation atmosphérique et son origine

La **circulation générale de l'atmosphère** décrit l'ensemble des mouvements et des trajectoires des parcelles d'air dans l'atmosphère. L'étude de la circulation générale de l'atmosphère est indissociable de l'étude des forces et de phénomènes à l'origine des mouvements des parcelles d'air. L'atmosphère est tout d'abord mise en mouvement par l'apport d'énergie radiative provenant du soleil, sous forme de **rayonnement électromagnétique**.

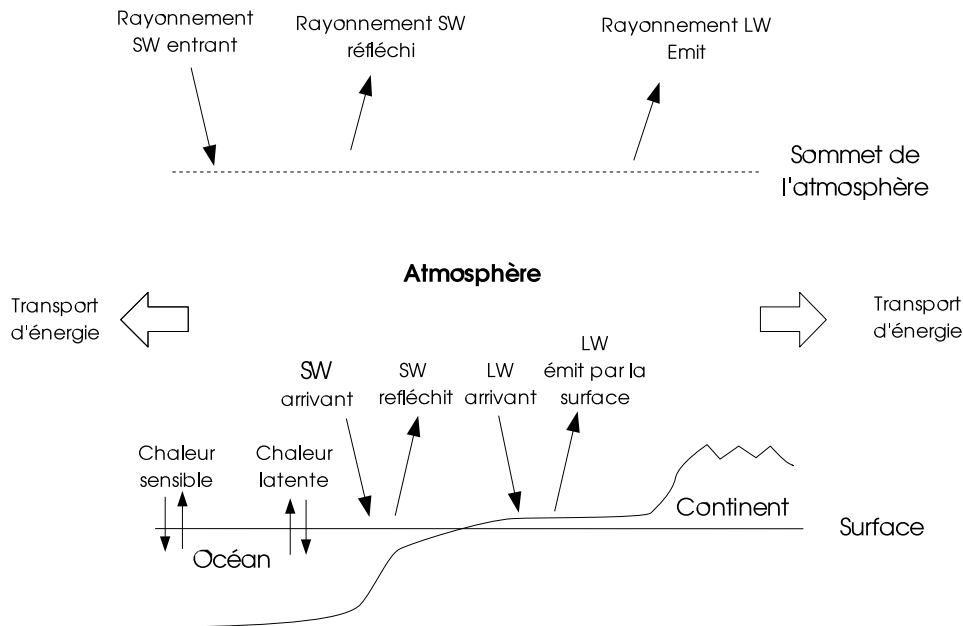


FIG. 2.4 – Schéma représentant le bilan énergétique de l'atmosphère. Les flèches représentent les flux d'énergie échangés au sommet de l'atmosphère et à la surface terrestre.

Un bilan énergétique de l'atmosphère est donné sur la Fig. 2.4. L'atmosphère, comme tout corps, absorbe et émet du rayonnement électromagnétique :

- d'une part le rayonnement solaire de petite longueur d'onde SW entre au sommet de l'atmosphère et apporte de l'énergie radiative vers la surface. Une partie de ce rayonnement solaire est réfléchi par les nuages ou la surface,
- d'autre part, la terre et l'atmosphère émettent du rayonnement de plus grande longueur d'onde LW. Le rayonnement LW, provenant de la surface et de l'atmosphère, et sortant au sommet de l'atmosphère, est appelé **Rayonnement Sortant à Grande Longueur d'Onde (OLR)**.

Le bilan radiatif est la différence du rayonnement SW net entrant au sommet de l'atmosphère (rayonnement entrant moins rayonnement réfléchi) et de l'OLR.

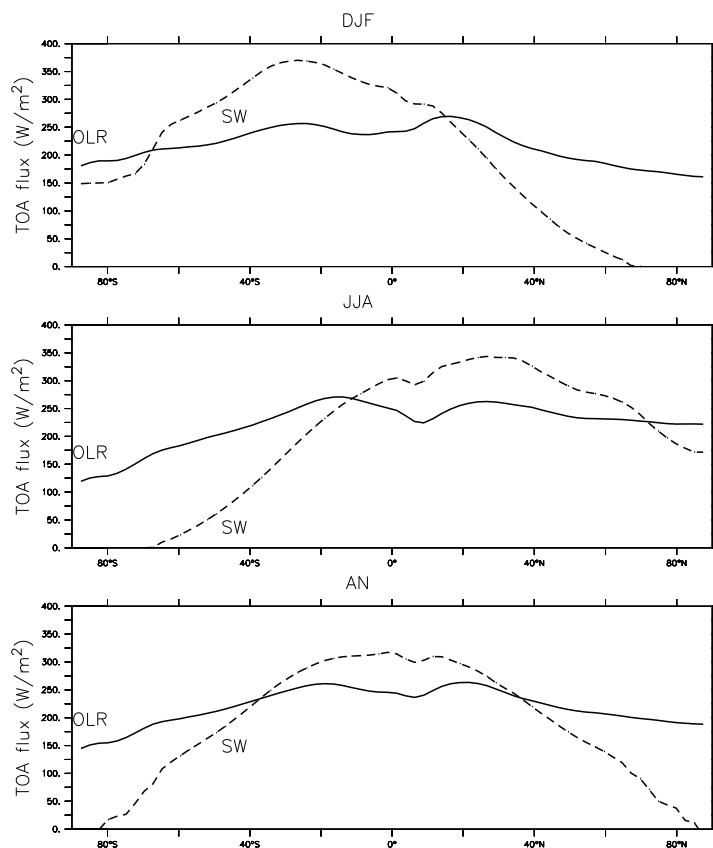


FIG. 2.5 – Flux radiatifs au sommet de l'atmosphère TOA (*Top Of the Atmosphere*) en moyenne zonale, radiations terrestres OLR et radiations solaires net entrantes SW. En haut pour l'hiver boréal (DJF), au milieu pour l'hiver austral (JJA) et en bas pour la moyenne annuelle (AN). Fait à partir d'observation (produits ICSSP), pour la période 1984-2000.

Les moyennes zonales des flux radiatifs au sommet de l'atmosphère, apparaissent sur la Fig. 2.5. Cette figure a été réalisée à partir d'observations satellites du Projet International Climatologie Satellitaire des Nuages (ISCCP). Le flux solaire net entrant est en pointillé, le flux terrestre sortant est en trait plein. Sur les trois graphes sont montrés les flux radiatifs pour les moyennes des saisons d'hiver boréal (DJF), d'été boréal (JJA) et pour la moyenne annuelle (AN). Tout d'abord, on constate que localement la quantité de rayonnement solaire SW absorbé n'est pas égale à la quantité de rayonnement LW émis.

- Un excès d'énergie radiative arrive entre 10°N et 60°S pour DJF, entre 10°S et 60°N pour JJA et entre 30°N et 30°S en moyenne annuelle.
- Un déficit en énergie radiative est observé au pôle Nord pour DJF, au pôle Sud pour JJA, et

dans les latitudes polaires en moyenne annuelle.

On appelle bilan radiatif la différence entre le rayonnement Courte Longueur d'Onde (SW) net entrant et le rayonnement Grande Longueur d'Onde (LW) sortant (OLR) au sommet de l'atmosphère. Le bilan radiatif reflète donc l'excès ou le déficit d'énergie radiative reçue par les enveloppes fluides (océan, atmosphère). Pour avoir une idée de la répartition géographique, le bilan radiatif est donné sur la Fig. 2.3.1 en carte pour DJF, JJA et en moyenne annuelle. Il apparaît alors que les océans vers 20 degrés dans l'hémisphère d'été sont excédentaires en énergie radiative car le bilan radiatif y est en moyenne positif. En revanche, sur la moyenne annuelle, on voit que les pôles mais aussi les déserts comme le Sahara et l'Arabie sont déficitaires en énergie radiative.

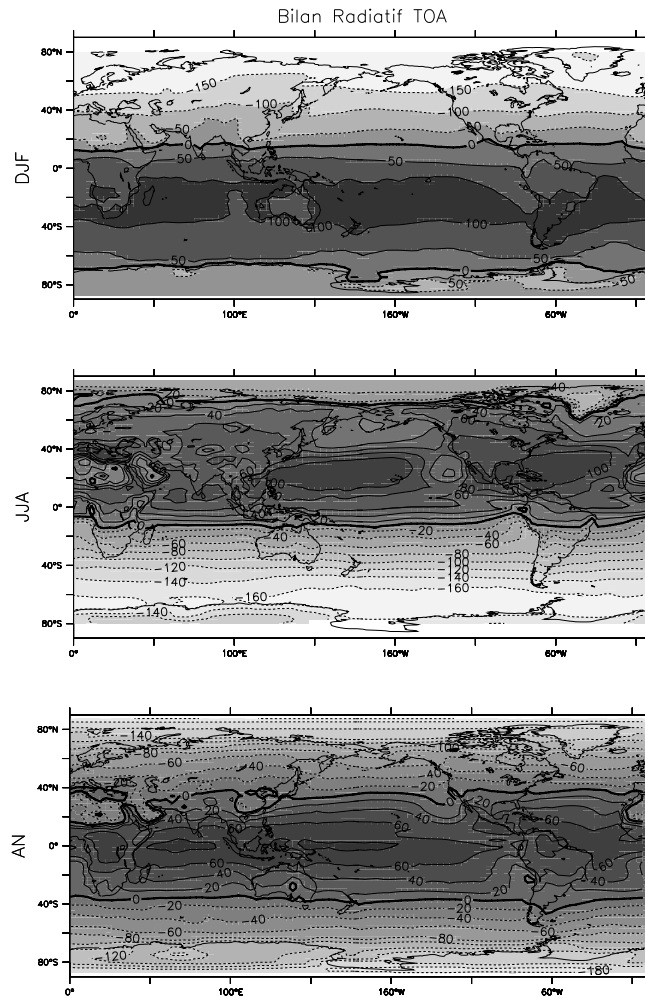


FIG. 2.6 – Bilan radiatif au sommet de l'atmosphère, pour DJF (en haut), pour JJA (au milieu) et en moyenne annuelle AN (en bas). Fait à partir des produits ICSSP, pour la période 1984-2000.

L'atmosphère et l'océan, par leurs mouvements, sont responsables d'un transport d'énergie des zones excédentaires en énergie vers les zones déficitaires. Ce transport équilibre ainsi les sources et les puits d'énergie radiative. Il doit donc s'établir un transport d'énergie moyen des tropiques vers les pôles.

Selon Trenberth and Caron (2001) l'océan est à l'origine de 22% et 11% de ce transport énergétique dans l'hémisphère Nord et l'hémisphère Sud respectivement. L'atmosphère réalise donc la majorité du transport énergétique compensant les sources et les puits d'énergie radiative.

L'atmosphère et l'océan échangent de l'énergie par le biais des flux de chaleur sensible et d'évaporation (voir Fig. 2.4). La circulation générale de l'atmosphère peut être définie comme l'ensemble des circulations atmosphériques ayant pour moteur l'apport d'énergie radiative et les

échanges avec l'océan. L'atmosphère se comporte un peu comme une machine thermique, en contact avec une source chaude (les tropiques) et une source froide (les pôles), transformant l'énergie radiative disponible en travail (vent, ondes).

2.3.2 Description de la circulation générale de l'atmosphère

Maintenant que nous avons établi l'origine de la circulation générale de l'atmosphère, nous faisons un catalogue des structures majeures de la circulation générale de l'atmosphère.

Jet subtropical

Les vents les plus forts dans la troposphère se trouvent près de la tropopause, au niveau de la limite entre les tropiques et les moyennes latitudes, située vers 30 degrés de latitude. Ces vents d'ouest sont appelés les jets subtropicaux. Ces jets sont en équilibre avec les forts gradients méridiens aux limites des tropiques (voir Fig. 2.7).

Rappelons la formule du vent thermique :

$$\frac{\partial[\bar{u}]}{\partial z} = -\frac{g}{f[\bar{T}]a} \frac{\partial[\bar{T}]}{\partial \varphi} \quad (2.3)$$

Où u désigne le vent zonal, T , la température, a , le rayon de la terre, φ la latitude et z la hauteur dans l'atmosphère. On note par des crochets les moyennes zonales, et par une barre supérieur les moyennes mensuelles.

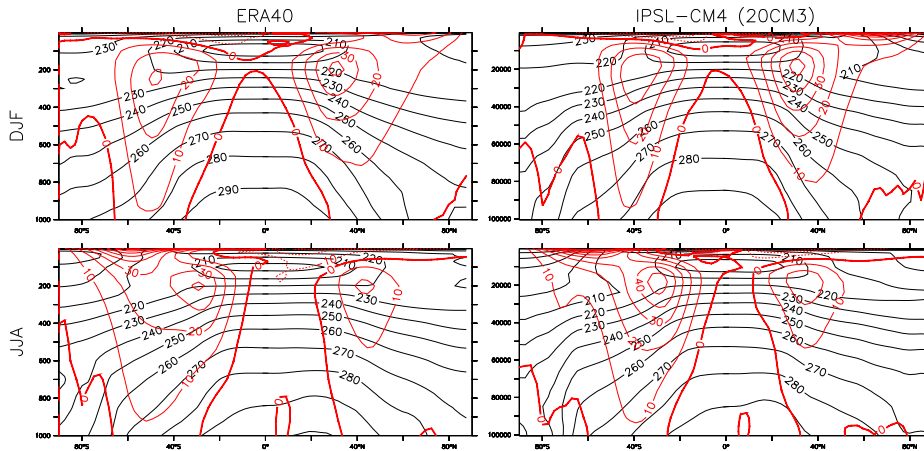


FIG. 2.7 – Température (en K), en contours noirs, et Vent Zonal, en contours rouges, des réanalyses ERA40 (moyenne 1984-1999), à gauche, et du AOGCM IPSL-CM4 pour une simulation de climat actuel, moyenne 1970-1999, à droite ; en haut pour DJF et en bas pour JJA.

On peut voir sur la Fig. 2.7, que des forts gradients méridiens de température sont situés vers 30 degrés, aux limites de la zone tropicale. Il vient alors de la relation du vent thermique, qu'un fort cisaillement du vent zonal s'établit à ces endroits. Ce fort cisaillement a pour conséquence la présence de vents d'ouest très forts, dont les maxima d'intensité se situent au niveau de la tropopause, à l'interface de la troposphère et de la stratosphère.

Le vent zonal en moyenne zonale est représenté sur la Fig. 2.7 pour les réanalyses ERA40 et pour le Modèle de Circulation Générale Océan Atmosphère (AOGCM) IPSL-CM4. On voit bien les jets subtropicaux vers 30N ou 30S, dont les maxima sont situés vers 200hPa.

La Circulation méridienne

Les gradients de température sont surtout méridiens dans l'atmosphère. Le vent méridien moyen \bar{v} est donc d'un ordre de grandeur plus faible que le vent zonal \bar{u} .

La circulation méridienne moyenne s'observe classiquement avec la fonction de courant méridienne ψ . La fonction de courant des réanalyses ERA40 est donnée pour un cycle saisonnier sur la Fig. 2.8. Avec nos conventions, une valeur positive (négative) de la fonction de courant décrit une circulation dans le sens indirect (direct).

Sur la Fig. 2.8, les structures dominantes sont les deux cellules de circulation dans les sens indirect et direct dans l'hémisphère Nord et l'hémisphère Sud, respectivement. Ces cellules sont localisées au niveau des tropiques, et sont appelées les **cellules de Hadley**. La cellule de Hadley de l'hémisphère d'hiver (hémisphère Sud pour JJA et hémisphère Nord pour DJF) est dominante en terme d'intensité et d'extension par rapport à la cellule de l'hémisphère d'été. Dans les cellules de Hadley les vents de la basse atmosphère convergent au niveau de l'ITCZ, l'air subit alors une ascendance à cause des mouvements de convections associés à la formation des précipitations. La branche ascendante est située en moyenne vers 10° dans l'hémisphère d'été (c'est à dire 10°S pour DJF, 10°N pour JJA). Dans la haute troposphère l'air diverge au niveau de l'ITCZ et se dirige vers les subtropiques (entre 30° et 20° de latitude dans l'hémisphère d'hiver) où l'air subsiste lentement et subit un refroidissement radiatif.

Les cellules de Hadley montrent de fortes variations saisonnières. Par exemple, on voit que les cellules de Hadley aux équinoxes (saisons MAM et SON), ou encore en moyenne annuelle apparaissent deux fois plus faibles que la cellule de Hadley dominante lors des saisons d'hiver boréal ou austral.

La Circulation moyenne des moyennes latitudes

Si on regarde la circulation méridienne moyenne sur la Fig. 2.8, il apparaît deux cellules de circulation entre 30° et 60° de latitude. Ces cellules, de faible intensité par rapport aux cellules de Hadley, sont appelées les **cellules de Ferrel**.

Dans les moyennes latitudes la circulation moyenne donnée par la fonction de courant méridienne est faible. La fonction de courant donne une vision eulérienne de la circulation générale de l'atmosphère. Or, d'un point de vue lagrangien, les particules d'air ont des forts mouvements, marqués par les ondes baroclines.

La course des tempêtes

Vers 60°N ou 60°S , les systèmes de dépressions engendrés par les instabilités baroclines marquent particulièrement l'atmosphère, en créant beaucoup de systèmes nuageux et de précipitations. On peut suivre le trajet des minima de pression. On obtient une bande de latitude appelée la course des tempêtes ou *storm track*.

2.3.3 Transport d'énergie par l'atmosphère

Les transports d'énergie dans l'atmosphère donnent aussi des informations sur la circulation de grande échelle dans l'atmosphère. L'atmosphère transporte l'excès d'énergie radiative des tropiques vers les pôles. De plus, les diagnostics du transport énergétique de l'atmosphère sont importants pour comprendre la différence de nature entre la circulation générale de l'atmosphère aux tropiques et aux moyennes latitudes.

On peut montrer que l'énergie E est transportée par l'atmosphère sous quatre formes :

1. sous forme de chaleur latente contenue dans la vapeur d'eau q ,
2. sous forme de chaleur caractérisée par la température T ,
3. sous forme d'énergie potentielle caractérisée par la hauteur z ,
4. sous forme d'énergie cinétique K .

On peut montrer que, dans l'atmosphère, le terme d'énergie cinétique K est d'un ordre de grandeur plus petit que les autres termes :

$$E = \rho(L_v q + C_p T + gz + K) \sim \rho(L_v q + C_p T + gz) \quad (2.4)$$

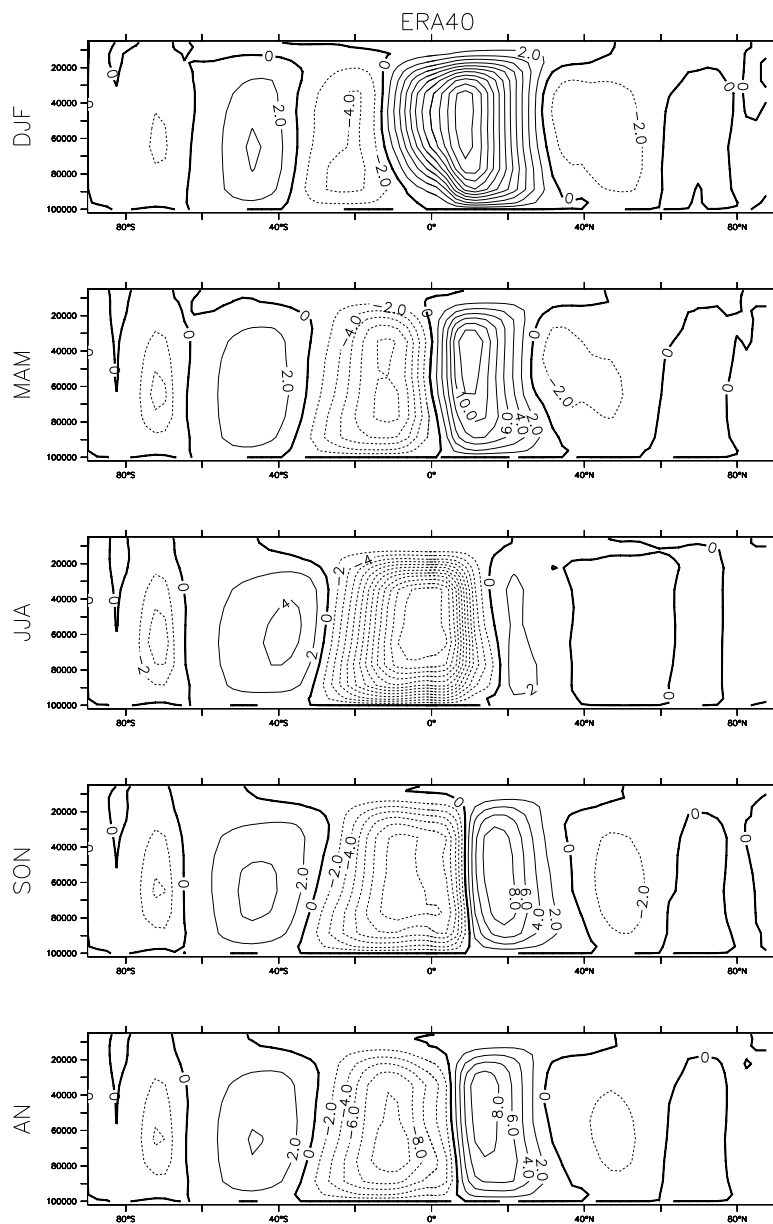


FIG. 2.8 – Circulation méridienne moyenne, donnée par la fonction de courant méridienne ψ en $10^{10} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ dans les réanalyses ERA40, pour les 4 saisons, DJF (deuxième ligne), MAM (troisième ligne), JJA (quatrième ligne), SON (en bas) et pour la moyenne annuelle (en haut).

Où L_v est la chaleur latente de vaporisation, C_p , la chaleur massique de l'air, et g , l'accélération de la gravité.

Pour comprendre les transports dans l'atmosphère, on introduit la décomposition des produits en composante moyenne, stationnaire et transitoire. Prenons le produit vE , de l'énergie E et de la vitesse méridienne v . Ce produit vE représente le transport d'énergie par l'atmosphère.

Calculons alors \overline{vE} , la moyenne de vE , sur un temps de l'ordre de quelques jours :

$$\overline{vE} = \overline{E\bar{v}} + \overline{v'E'} \quad (2.5)$$

où $\overline{v'E'}$ est la covariance temporelle de v et de E .

De même on peut calculer $[vE]$, la moyenne zonale du transport d'énergie vE , on introduit alors $[v^*E^*]$, la covariance spatiale de v et E .

$$[vE] = [v][E] + [v^*E^*] \quad (2.6)$$

Le transport méridien d'énergie, noté $[\overline{vE}]$, est décomposé en faisant d'abord une moyenne temporelle puis une moyenne zonale. On obtient alors la décomposition suivante, la plus utilisée dans les diagnostics de la circulation générale de l'atmosphère :

$$[\overline{vE}] = [\bar{v}][\bar{E}] + [\bar{v}^*E^*] + [\overline{v'E'}] \quad (2.7)$$

Les termes à droite de l'Éq. 2.7 sont respectivement les transports moyen, stationnaire et transitoire. Le transport moyen ($[\bar{v}][\bar{E}]$) est réalisé par la circulation méridienne moyenne décrite par les cellules de Hadley et de Ferrel. Le transport stationnaire ($[\bar{v}^*E^*]$) est réalisé par les ondes planétaires. Enfin, le transport transitoire ($[\overline{v'E'}]$) est réalisé par les perturbations dites transitoires, c'est à dire sans structure spatiale particulière.

Les transports d'énergie sous forme de chaleur latente $L_v v q$, de chaleur $C_p v T$, et d'énergie potentielle $g v z$ ont été calculés sur tous les niveaux verticaux. Puis les transports sont intégrés verticalement, en pondérant par la masse volumique de l'air. Enfin, nous multiplions les transports par la longueur d'un petit cercle de latitude. On obtient ainsi l'énergie totale transportée en W , pour une latitude donnée. La Fig. 2.9 donne les transports d'énergie sous forme de chaleur latente $L_v v q$, de chaleur $C_p v T$, et d'énergie potentielle $g v z$, obtenus par ce calcul.

Avec nos conventions, les transports sont positifs pour les transports dirigés vers le nord, négatifs pour les transports dirigés vers le sud.

- La vapeur d'eau q est majoritairement concentrée sur les basses couches de l'atmosphère. C'est pourquoi le transport de q marque les mouvements de la basse troposphère. Dans la basse troposphère, la circulation de Hadley se fait des branches subsidentes situées à 30N (30S) vers l'ITCZ localisé à 10S (10N) pour DJF (JJA).
- La température est de même plus forte dans la basse atmosphère. Le transport de chaleur marque donc aussi les mouvements de la basse troposphère, et se fait des branches subsidentes vers les branches ascendantes.
- Le géopotential est proportionnel à la hauteur dans l'atmosphère. Il est donc plus fort en haut dans l'atmosphère. Le transport vz est réalisé par la partie haute en altitude de la circulation atmosphérique. Le transport vz se fait donc de l'ITCZ vers les subtropiques.

Les transports de vapeur d'eau et de température par la circulation moyenne, au niveau des moyennes latitudes et des pôles, sont faibles, et les transports sont majoritairement réalisés par les composantes transitoires et stationnaires. Le transport stationnaire est fort dans l'hémisphère Nord où on trouve le plus de relief. Les transports transitoires et stationnaires sont causés par les ondes baroclines, dont les dépressions et les anticyclones sont des manifestations. Ces ondes sont causées par les instabilités baroclines. La structure de ces ondes est à l'origine d'un flux de chaleur et de vapeur d'eau vers les pôles.

Aux tropiques, les transports énergétiques sont le fait de la circulation de Hadley. À l'inverse, aux moyennes latitudes la circulation méridienne moyenne, décrite par la cellule de Ferrel,

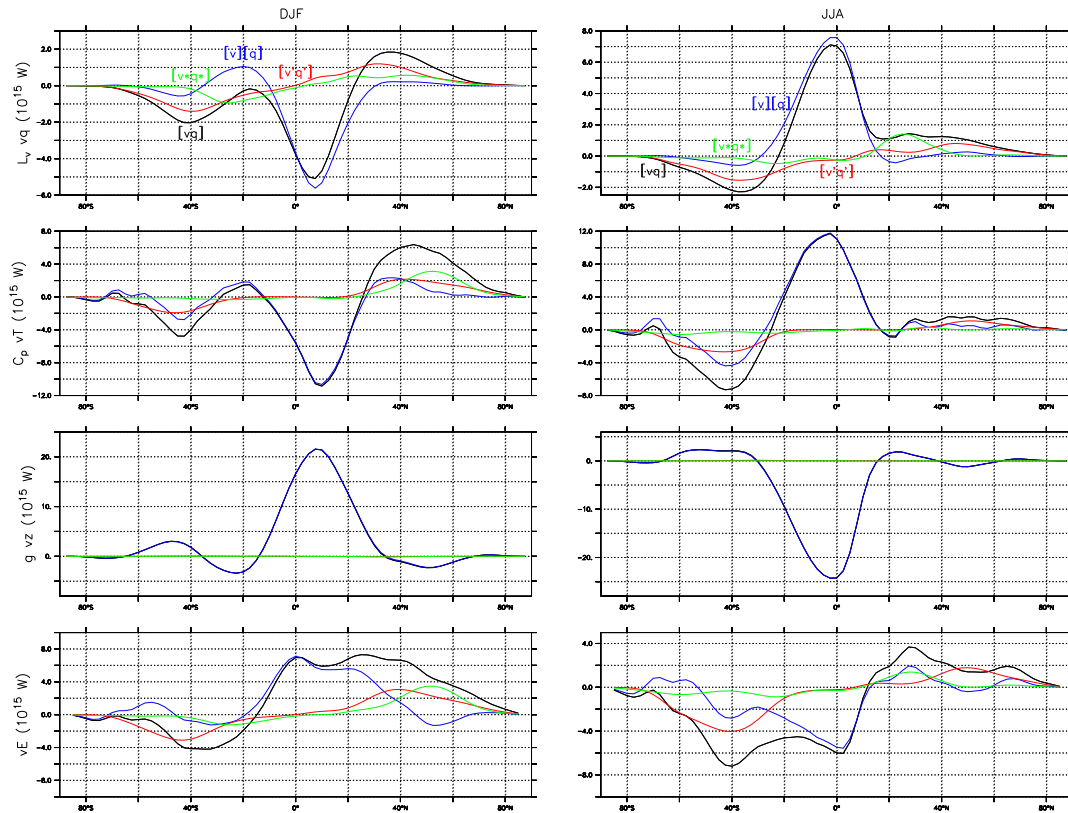


FIG. 2.9 – Transport d'énergie vE dans l'atmosphère, en 10^{15} W, sous forme de vapeur d'eau $L_v vq$ (en haut), de température $C_p vT$ (2ème ligne), de géopotiel $g vz$ (3ème ligne) et total vE (en bas), pour les saisons d'hiver d'hémisphère Nord (DJF) à gauche et d'hiver d'hémisphère Sud (JJA) à droite. Statistiques calculées pour NCEP2 sur la période 1979-2003. Sur les figures les transports total, moyen, stationnaire et transitoire apparaissent en noir, bleu, rouge et vert respectivement.

a un rôle quasi nul dans les transports énergétique. La circulation générale de l'atmosphère des moyennes latitudes est donc fondamentalement différente de celle des tropiques car elle est surtout marquée par les ondes transitoires et stationnaires dues aux ondes baroclines.

Nous venons de décrire l'atmosphère en utilisant la conservation de l'énergie. On peut aussi voir la circulation générale de l'atmosphère à l'aide de la conservation de la quantité de mouvement ou la conservation du moment cinétique.

2.3.4 Vents de surface et transport du moment cinétique

Le moment cinétique des parcelle d'air par rapport au centre de la terre a pour module M , donné par :

$$M = (u + \Omega a \cos \varphi) a \cos \varphi \quad (2.8)$$

Avec Ω la rotation moyenne de la terre en rad.s^{-1} .

D'après le **théorème du moment cinétique**, en l'absence de moment de forces extérieures, le moment cinétique d'une parcelle d'air est conservé en suivant une parcelle dans sa trajectoire.

Si on regarde le vent zonal de surface à 10 mètres u_{10m} (Fig. 2.10), on constate près de la surface des vents d'est au niveau de l'équateur, et des vents d'ouest partout ailleurs. Les vents de surface d'est dans les tropiques sont communément appelés les Alizés.

- Dans les régions tropicales, la basse troposphère a une rotation moins forte que la rotation solide de la Terre, ces régions sont donc des sources de moment cinétique pour l'atmosphère,
- Dans les moyennes latitudes et les pôles, la rotation de la basse troposphère est plus forte que la rotation de la Terre. Ces régions sont des puits de moment cinétique pour l'atmosphère.

Du moment cinétique M est donc transporté par l'atmosphère des régions de vent d'est vers les régions de vent d'ouest.

Les échanges de moment cinétique entre l'atmosphère et la surface se font par des couples (*torques*). On distingue alors classiquement :

- le couple des forces de friction,
- le couple des forces de pressions (au niveau des montagnes).

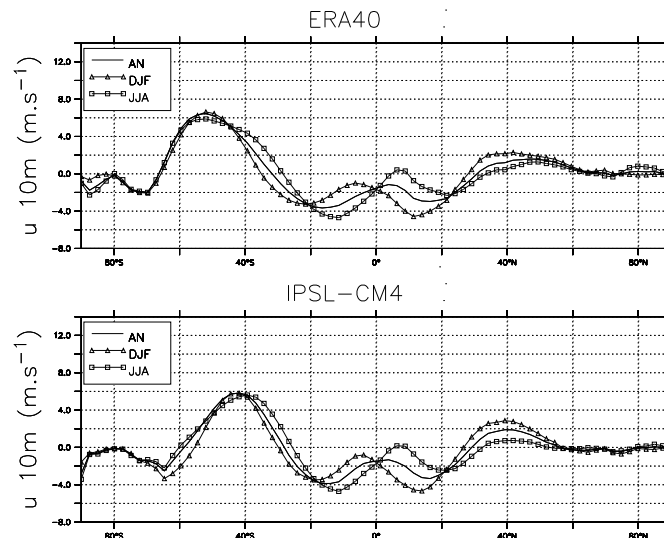


FIG. 2.10 – Vent Zonal à 10m, pour les réanalyses ERA40 (moyenne 1984-1999) en haut, pour le AOGCM IPSL-CM4 en bas, simulation de climat actuel, moyenne 1970-1999.

Le transport de quantité de mouvement vu dans l'atmosphère, est calculé et décomposé en composantes moyenne, stationnaire et transitoire. Les transports à chaque niveau sont intégrés

verticalement. Les transports ont été multipliés par la longueur d'un petit cercle de chaque latitude. On obtient ainsi le transport de quantité de mouvement en kg.m.s^{-2} . La Fig. 2.11 donne les résultats de transport de quantité de mouvement utilisant notre calcul pour les réanalyses NCEP2.

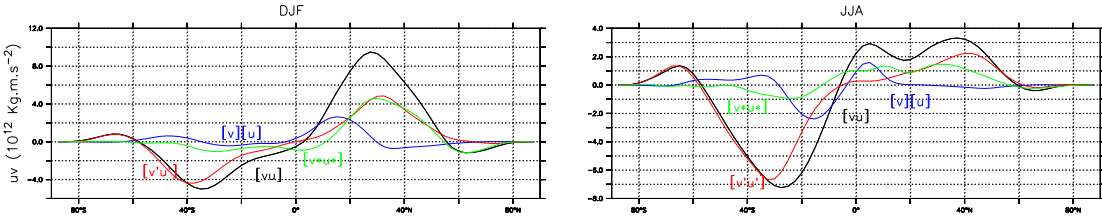


FIG. 2.11 – Transport de quantité de mouvement vu , en $10^{12} \text{ kg.m.s}^{-2}$, pour les saisons d’hiver d’hémisphère Nord (DJF) à gauche et d’hiver d’hémisphère Sud (JJA) à droite. Les statistiques ont été calculées pour NCEP2 sur la période 1979-2003. Sur les figures, les transports total, moyen, stationnaire et transitoire apparaissent en noir, bleu, rouge et vert respectivement.

On peut alors voir que le transport de quantité de mouvement vu est faible aux tropiques, alors qu’il est plus fort aux latitudes moyennes. Aux tropiques, le transport dû à la circulation de Hadley est faible. Le transport de quantité de mouvement est surtout marqué par les composantes stationnaires et transitoires dans les moyennes latitudes, avec une composante stationnaire très forte pour l’hiver de l’hémisphère Nord.

2.3.5 Synthèse

Les grandes structures de la circulation générale de l’atmosphère sont rappelées sur le schéma bilan de la Fig. 3.14. La circulation moyenne de Hadley apparaît comme la structure majeure dans les tropiques, transportant énergie et moment cinétique.

Aux moyennes latitudes, la circulation générale de l’atmosphère est marquée par les perturbations synoptiques. La circulation moyenne est très faible si on regarde la circulation eulérienne. En revanche, les perturbations synoptiques réalisent le transport énergétique par les composantes stationnaires et transitoires. L’étude de la structure des ondes est donc nécessaire pour décrire la circulation générale de l’atmosphère aux moyennes latitudes.

Après une description de la circulation générale de l’atmosphère, intéressons-nous maintenant au cas particulier de la circulation atmosphérique tropicale.

2.4 Théorie de la circulation de grande échelle de l’atmosphère tropicale

Dans la zone tropicale, la circulation méridienne est décrite par les cellules de Hadley, qui feront l’objet d’une première sous partie. Dans une seconde sous partie, nous verrons que la circulation de grande échelle est aussi longitudinale, décrivant la circulation de Walker, utile pour la compréhension de phénomènes comme l’Oscillation du Sud El Niño (ENSO). Enfin, quelques aspects de la circulation tropicale dans sa globalité seront abordés.

2.4.1 Circulation de Hadley

Une description de la circulation de Hadley a été donnée dans la section précédente. La circulation de Hadley est un des plus vieux phénomènes compris et décrits par les météorologues.

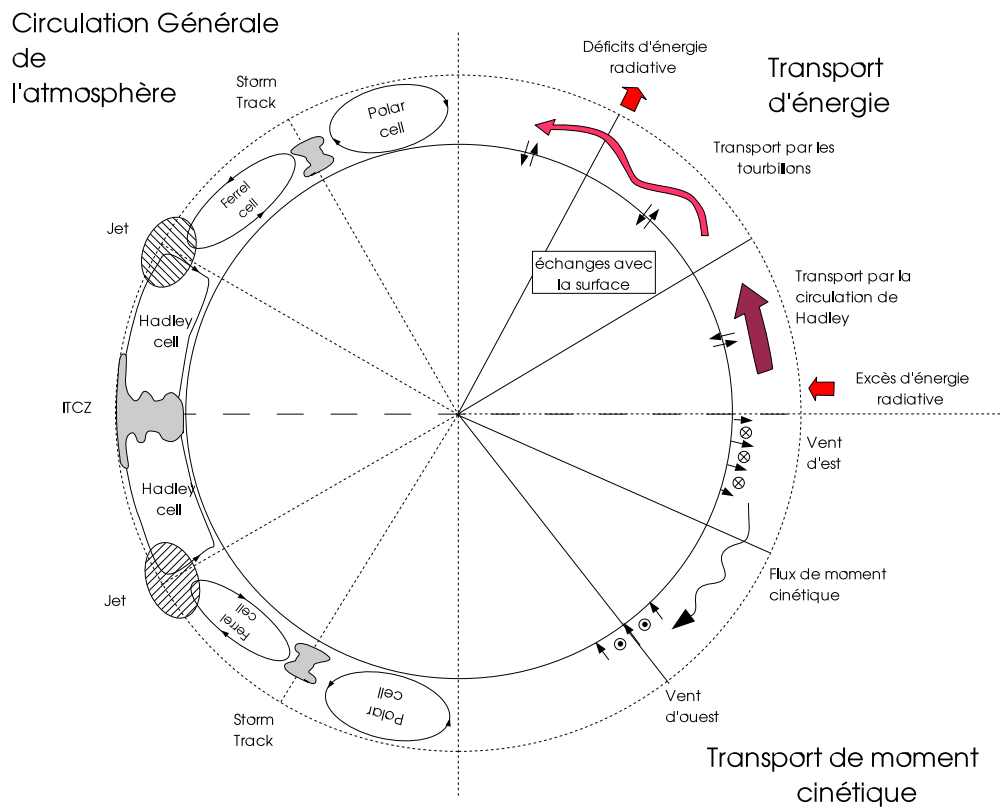


FIG. 2.12 – Schéma de synthèse décrivant la circulation générale de l’atmosphère. La circulation générale de l’atmosphère est donnée à gauche. Les transports énergétiques et de moment cinétique sont donnés à en haut à droite et en bas à droite respectivement.

Historique

La circulation de grande échelle tropicale a été étudiée pour la première fois par Sir Edmund Halley (1656-1742) et Sir George Hadley (1685-1786). A partir de données prises sur les bateaux qui traversaient alors les océans, Halley réussit à établir une climatologie des vents de surface océanique (voir Fig. 2.13). Il remarqua que des vents de surface convergeaient au niveau de l'équateur. Halley ne parvint cependant pas à trouver un mécanisme réaliste pour expliquer cette circulation. Il supposait que le réchauffement radiatif au niveau de l'équateur faisait que l'air s'élevait, tandis que l'air se refroidissait et subsidait au niveau des extratropiques.

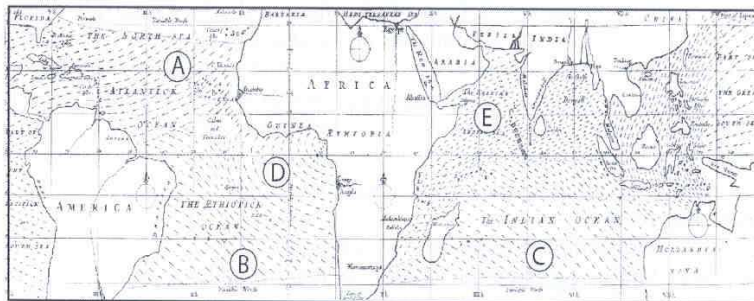


FIG. 2.13 – Carte originale des vents de surface dans les océans Indiens et Atlantiques. Les vents des régions A, B, C, D, E sont les vents de l'océan Atlantique Nord, l'océan Atlantique Sud, l'océan Indien Sud, de la mousson Africaine et du nord de l'océan Indien, respectivement. Adapté de Halley (1686) et repris par Webster (2004).

Ce fut Hadley qui donna le premier une explication plus correcte du phénomène impliquant la conservation du moment cinétique. Pour équilibrer les régions sources (équateur) et les régions puits (hautes latitudes) de moment cinétique, Hadley supposa un écoulement de retour dans la haute troposphère, de l'équateur vers les pôles. La circulation ainsi décrite prit le nom de circulation de Hadley, bien qu'il eut été plus rigoureux de l'appeler circulation de Halley-Hadley.

Halley et Hadley décrivaient la circulation de Hadley allant de l'équateur aux pôles. Même si on sait maintenant que la circulation de Hadley est restreinte aux tropiques, l'explication de l'origine et de la structure de la circulation de Hadley, dans son essence, avait déjà été réalisée au XVIII^{ème} siècle.

La circulation imposée par la conservation du moment cinétique

Le théorème du moment cinétique affirme que le moment cinétique de l'atmosphère $M = (u + \Omega a \cos \varphi) a \cos \varphi$ est conservé en suivant une parcelle d'air dans sa trajectoire. Dans les boucles de circulation de Hadley, les régions équatoriales où l'air subit une ascendance sont les régions sources de moment cinétique. Ces régions d'ascendance sont donc les régions où le moment cinétique est maximum. Le moment cinétique diminue ensuite dans l'atmosphère à cause des ondes ou encore de la diffusion turbulente.

On peut alors trouver une valeur maximum pour le vent zonal u . Si on suppose que le vent zonal est négligeable à l'équateur $u = 0$, alors le moment cinétique à l'équateur s'écrit $M = \Omega a^2$. Si le moment cinétique est conservé, alors M ne peut pas être supérieur à Ωa^2 , car aucun processus n'est source de moment cinétique loin de la surface de la Terre. On trouve alors que les vents zonaux doivent alors être inférieurs ou égaux à u_M , avec :

$$u_M = \Omega a \sin^2 \varphi / \cos \varphi \quad (2.9)$$

La Fig. 2.14 montre la circulation méridienne moyenne, à laquelle on a superposée les lignes d'égal moment cinétique. On voit sur la Fig. 2.14 que le moment cinétique de l'atmosphère varie

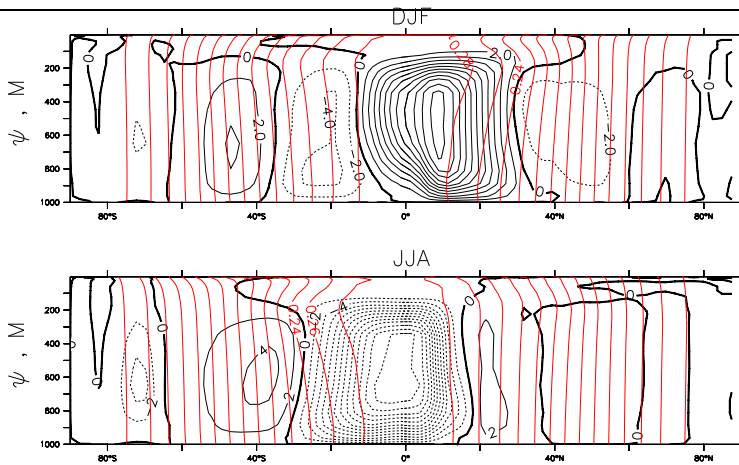


FIG. 2.14 – Circulation générale de l’atmosphère dans les réanalyses ERA40. La circulation méridienne moyenne est donnée par la fonction de courant méridienne ψ en $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$, avec superposées en rouge les lignes d’égal moment cinétique en $10^{10} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$; en haut pour DJF, en bas pour JJA.

peu entre 10°N et 10°S . De plus, au niveau de la haute troposphère tropicale, les lignes d’égal moment cinétique sont obliques. Si le moment cinétique était uniquement transporté par la circulation moyenne, le moment cinétique devrait être uniforme au niveau des cellules de Hadley. On voit qu’au niveau de la branche ascendante de la circulation de Hadley, la conservation du moment cinétique est respectée, pour JJA comme pour DJF. En revanche, au niveau de la branche subsidente des cellules de Hadley, la conservation du moment cinétique est moins respectée à cause des ondes stationnaires et des tourbillons transitoires, qui transportent une large part du moment cinétique.

Les ondes et les régimes tourbillonnaires, par analogie à la turbulence, exercent ce qu’on appelle une **macroturbulence**. Les ondes et les régimes tourbillonnaires déterminent donc une large part des circulations de Hadley.

Théorie axisymétrique classique de la circulation de Hadley

L’approche axisymétrique consiste à étudier la circulation de l’atmosphère en négligeant les perturbations non zonales. Cette approche néglige donc les ondes et les régimes tourbillonnaires. C’est l’approche classique pour l’étude de la circulation méridienne (Schneider and Lindzen, 1977; Held and Hou, 1980), résumée par Schneider (2006); Held (2000). Les modèles axisymétriques considèrent que la circulation générale de l’atmosphère est stationnaire, et que les puits de moment cinétique dans la troposphère ont pour origine la diffusion turbulente. Cette hypothèse est appelée : **limite axisymétrique presque parfaite** (*Nearly Inviscid Axisymmetric Limit*), car on suppose la diffusion turbulente très petite mais non négligeable.

Si l’atmosphère était un fluide parfait, l’équilibre radiatif de l’atmosphère, avec un vent thermique, sans circulation méridienne, serait une solution des équations du mouvement. La relation de vent thermique impose :

$$f u_E = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \tag{2.10}$$

Avec u_E le vent thermique imposé par l’équilibre radiatif et Φ le géopotential. Le géopotential est donné, en première approximation par l’intégration verticale de la température d’équilibre radiatif T_E . On peut considérer, pour simplifier, que la température d’équilibre radiatif T_E est donnée par :

$$T_E = T_0(1 + \Delta_H \cos^2 \varphi) \quad (2.11)$$

Où Δ_H est le gradient de température entre le pôle et l'équateur. T_0 est une température moyenne.

Si on calcule alors u_E et u_M les vents d'équilibre radiatif et de conservation du moment angulaire, dont les valeurs sont donnés qualitativement sur la Fig. 2.15.

- Au niveau de la zone tropicale, u_M est plus petit que u_E , le vent d'équilibre radiatif ne conserve pas le moment cinétique car u_M est la valeur maximale de u respectant la conservation du moment cinétique. Il se fait donc une circulation secondaire advectant le moment cinétique : la circulation de Hadley.
- Aux autre latitudes, u_M est supérieur à u_E . L'équilibre radiatif peut donc avoir lieu, car celui-ci conserve le moment cinétique.

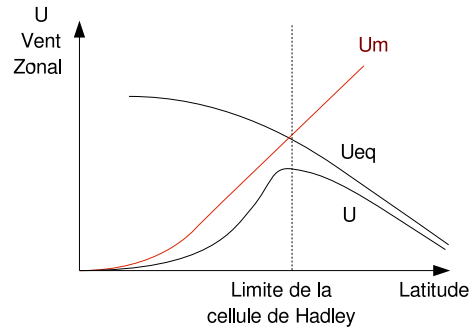


FIG. 2.15 – Schéma illustrant la variation des vent zonaux u_M , u_E et u en fonction de la latitude. u_M est le vent imposé par la conservation du moment cinétique. u_E est le vent imposé par l'équilibre radiatif. u est le profil de vent observé.

Parmi les résultats classiques de ces modèles on trouve les modèles analytiques de Held and Hou (1980) et Held (2000). Held (2000) à l'aide de l'approximation des petits angles et d'une atmosphère aux limites rigides trouve une valeur analytique pour la limite φ_H de la zone couverte par la circulation de Hadley.

$$\varphi_H = \left(\frac{gH_t \Delta_h}{\Omega^2 a^2 T_0} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

Où H_t est la hauteur de la tropopause.

Pour les valeurs caractéristiques de la terre ($T_0 = 295K$, $\Delta_h = 80K$, $H_t = 15km$), on trouve alors une extension de la circulation de $\varphi_H = 25^\circ$. Ce qui semble correct compte tenu des approximations effectuées.

Held and Hou (1980), en introduisant un refroidissement radiatif sous forme d'un rappel newtonien à la température T_E de constante de temps τ , obtient alors une valeur analytique de l'intensité de la circulation Hadley c'est à dire la valeur maximum de la fonction de courant ψ_M .

$$\psi_M = \rho_0 \frac{a^2 H_t}{\tau} \left(\frac{gH_t \Delta_h}{\Omega^2 a^2 T_0} \right)^{3/2} \frac{\Delta_h}{\Delta_v} \quad (2.13)$$

Pour les valeurs de la terre, $H_t = 15km$, $\Delta_v = 70K$, $\rho_0 = 1kg/m^3$ et $\tau = 30jours$, on trouve ψ_M de l'ordre de $10 \times 10^9 kg.s^{-1}$, un ordre de grandeur plus faible que ce qui est mesuré sur Terre.

Les modèles axisymétriques utilisant les approximations d'un fluide presque parfait ont permis de comprendre de nombreux aspects de la circulation de Hadley. On peut citer par exemple l'étude

de Fang and Tung (1996) sur l'impact du réchauffement diabatique dans l'ITCZ, ou encore celle de Satoh (1994) avec l'inclusion des processus humides.

Cependant ces modèles ont des défauts majeurs :

- l'intensité de la circulation de Hadley est en général trop faible,
- le jet donné par la conservation du moment cinétique u_M est de l'ordre de 92 m.s^{-1} , ce qui est 3 fois trop grand,
- dans la réalité, on observe que le moment cinétique n'est pas homogène dans la zone de circulation de Hadley (Fig. 2.14),
- Lindzen and Hou (1988) ont montré que les modèles axisymétriques presque parfait répondaient non linéairement au cycle saisonnier. Or, Dima and Wallace (2003) ont montré que le cycle saisonnier de la circulation de Hadley ne montrait pas une telle non linéarité.

Ces problèmes ont conduit à prendre en compte les perturbations non zonales, les tourbillons de grande échelle, et leurs actions sur la circulation méridienne.

Rôle des tourbillons de grande échelle sur les cellules de Hadley

Les ondes baroclines sont responsables de nombreuses perturbations transportant chaleur, moment angulaire, vapeur d'eau et énergie. La prise en compte de cette macroturbulence a été démontrée comme améliorant la circulation de Hadley. Des études de GCMs idéalisés, sans prise en compte de l'humidité obtiennent ainsi des valeurs réalistes en terme d'intensité de la circulation de Hadley (Kim and Lee, 2001). La circulation de Hadley ne montre alors plus de non linéarités lors du cycle saisonnier (Walker and Schneider, 2005).

Les effets de la macroturbulence sont similaires à ceux de la diffusion turbulente des modèles axisymétrique presque parfait. Cependant, les paramètres dont dépend la circulation de Hadley sont sensiblement modifiés. Ainsi l'intensité et la limite des cellules de Hadley se comportent d'une manière différente si on prend en compte cette macroturbulence.

Une approche alternative permettant d'approximer l'extension des cellules de Hadley a donc été proposée dans Held (2000).

On peut considérer que le moment cinétique est conservé de l'équateur jusqu'à une latitude où le jet possède un cisaillement qui devient barocliniquement instable. Pour trouver l'emplacement du jet, et donc la limite des cellules de Hadley, Held (2000) s'aide du critère d'instabilité d'un **modèle de Philips**, à deux couches sur un plan- β . Le modèle de Philips est un modèle classique pour l'étude des ondes baroclines, dont la description peut être trouvée dans Held (2000) ou Holton (1992).

Dans le modèle de Philips, l'atmosphère est représentée par deux couches, de masse volumique uniforme, séparées par une interface de hauteur H . Le critère d'instabilité s'écrit alors :

$$\beta - \frac{f}{H_t} \frac{\partial H}{\partial y} = 0 \tag{2.14}$$

Or, selon la relation du vent thermique :

$$fu \approx g\Delta_V \partial H / \partial y \tag{2.15}$$

Où Δ_V est la différence de température entre les deux couches du modèle de Philips, homogène au gradient vertical de température dans l'atmosphère réelle.

Le critère d'instabilité revient donc à écrire :

$$u_{BC} \approx \beta g \Delta_V H_t / f^2 \tag{2.16}$$

Où u_{BC} est la valeur où le vent zonal devient instable, à cause des ondes baroclines.

Si on écrit que le vent conservant le moment cinétique est égal au vent imposé par la valeur maximale du vent thermique, soit $u_{BC} = u_M$, on obtient alors la latitude où les deux vents sont égaux φ_{BC} . La limite de la circulation de Hadley s'écrit donc :

$$\varphi_{BC} = \left(\frac{gH_t}{\Omega^2 a^2} \frac{\Delta_v}{T_0} \right)^{1/4} \quad (2.17)$$

L'extension de la circulation de Hadley φ_{BC} dépend donc de la stabilité verticale de l'atmosphère Δ_v , par opposition à φ_H donné par la circulation axisymétrique qui dépend de Δ_H le gradient de température entre l'équateur et le pôle.

Discussion

Laquelle des deux estimations de l'extension de la circulation de Hadley entre φ_H et φ_{BC} est la proche du monde réel ? De études ont essayé de répondre à cette question. Par exemple, Walker and Schneider (2006) en utilisant un GCM idéalisé sec, prenant en compte la macroturbulence trouvent que l'extension des cellules de Hadley montre des variations importantes si on change la stabilité verticale (voir Fig. 2.16). La stabilité verticale est fixée par le gradient de température convectif, car la convection est en quasi-équilibre avec son environnement (Emanuel et al., 1994).

Selon Walker and Schneider (2006) :

- pour des faibles valeurs de gradient pôle-équateur de température, l'extension est très sensible à la valeur du gradient pôle-équateur,
- pour des larges valeurs le gradient pôle-équateur de température n'a plus d'effet sur l'extension des cellules de Hadley, l'extension est alors déterminé par la stabilité verticale.

Ces résultats sont confirmés par Williams (2006) qui trouve des changements dynamiques importants liés aux tourbillons de grande échelle, en changeant la hauteur de la tropopause, donc la stabilité statique dans un GCM.

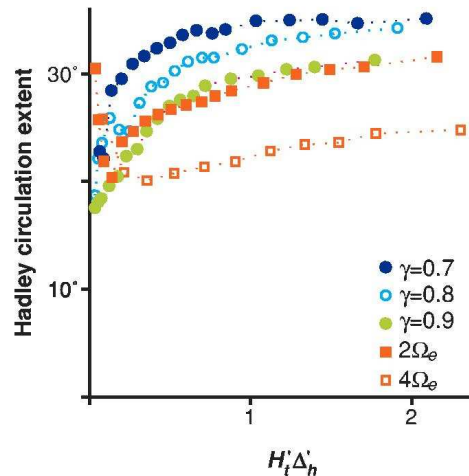


FIG. 2.16 – Extension méridienne des cellules de Hadley, dans un GCM sec représentant les perturbations baroclines, avec différents gradients de température convectifs $\gamma\Gamma_d$ et différents taux de rotation (Ω_e désignant la rotation de la terre). Pour chaque paramètre une série de simulation a été effectuée en changeant le gradient de température du pôle à l'équateur ($H_t\Delta_h$). A partir de Schneider (2006).

Aujourd'hui, la représentation théorique de la circulation de Hadley est donnée par plusieurs approches qui n'ont pas été encore totalement unifiées : l'approche axisymétrique avec l'hypothèse d'un fluide presque parfait (Schneider and Lindzen, 1977; Held and Hou, 1980) et l'approche considérant l'effet des tourbillons de grande échelle (Schneider, 2006).

De plus, bien que les modèles secs de complexité intermédiaire soient un outil utile pour comprendre le rôle des tourbillons sur les cellules, la présence d'humidité dans l'atmosphère est

souvent ignorée dans la plupart des études théoriques. Quelle est l'influence de l'humidité sur la circulation de Hadley ? L'humidité est importante car les transports énergétiques sont totalement modifiés par les échanges de chaleur latente. Il reste donc de nombreuses questions quand à la compréhension de la circulation de Hadley.

2.4.2 Circulation de Walker

Analysons maintenant la circulation de grande échelle tropicale dans sa dimension longitudinale. Plusieurs phénomènes expliquent l'existence d'une circulation longitudinale au niveau des tropiques :

- l'absence de force de Coriolis,
- les SSTs ont de fortes variations longitudinales dues aux courants océaniques et aux vents de surface,
- il existe d'importants contrastes de chauffage thermique entre les continents et les océans.

La circulation atmosphérique tropicale dans sa dimension longitudinale est appelée **la circulation de Walker**. La circulation de Walker est illustrée sur la Fig. 2.17. Pour des conditions normales, les zones d'ascendances au niveau de l'équateur sont plutôt localisées au niveau du continent maritime, de l'Afrique et de l'Amazonie. A l'inverse, on a plutôt des zones de subsidence au niveau de l'ouest de l'océan Indien, de l'océan Pacifique Est et de l'océan Atlantique.

La circulation de Walker est fortement modifiée par **ENSO**. ENSO est un phénomène de couplage océan-atmosphère se traduisant par une diminution du gradient longitudinal des SSTs dans l'océan Pacifique. La localisation des ascendances et subsidences grande échelle est alors modifiée. En condition El Niño, les ascendances d'air se déplacent vers le centre de l'océan Pacifique, modifiant les mouvements d'air au niveau du bassin Amazonien et de l'Afrique, et sur le reste de la planète.

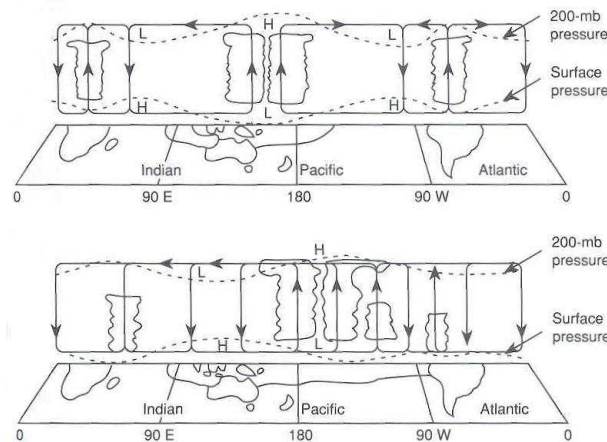


FIG. 2.17 – Diagrammes schématiques de la circulation de Walker le long de l'équateur pour des conditions normales (en haut) et pour des conditions type El Niño (en bas), à partir de Webster (1983), et Webster and Chang (1988).

De nombreuses études utilisant des Modèle Résolvant les Nuages (CRM) et des modèles idéalisés ont été réalisées pour s'appliquer à la circulation de Walker. Pour l'étude de la circulation de Walker, on peut s'affranchir de la rotation de la terre et de la force de Coriolis. On peut citer les études de Bretherton and Sobel (2002) et de Yano et al. (2002) sur l'influence de la SST, et des gradients de SST, sur l'intensité de la circulation de Walker.

Yano et al. (2002), montre, en utilisant les réanalyses NCEP, et des simulations de CRM, que le moteur de la circulation de Walker n'est pas le gradient Est/Ouest de SST au premier ordre, mais le refroidissement dans les zones subsidentes qui est proportionnel à l'aire occupée par ces

mêmes zones. Yano et al. (2002) trouve que les gradients de SST changent cependant les profils verticaux de chauffage par libération de chaleur latente, et modifient au second ordre les gradients de SLP. La représentation de la circulation de Walker dépend étroitement des interactions entre convection et chauffage radiatif.

2.4.3 Observation de la circulation de grande échelle tropicale

Une vision en carte, et non plus en moyenne zonale ou longitudinale, aide à se donner une idée de la circulation de grande échelle tropicale. Celle-ci est classiquement observée sur la vitesse verticale à 500hPa, ω_{500} , donnée en hPa/jr. Les ascendances et subsidences d'air sont données par des valeurs respectivement négatives et positives de ω_{500} . On peut vérifier que la vitesse verticale à 500hPa est assez bien représentative de la vitesse verticale moyenne dans la troposphère libre.

La vitesse verticale à 500hPa des réanalyses ERA40, et celle du AOGCM IPSL-CM4, pour une simulation du climat actuel, sont données sur la Fig. 2.18. On observe des zones d'ascendance forte, comme le continent maritime, la mousson indienne et africaine en JJA, le bassin Amazonien en DJF. Les zones d'ascendances se situent au niveau de l'ITCZ, et sont associées à la présence de convection profonde. Des zones de subsidence faible (subsidence de l'environnement autour de la convection) apparaissent autour des zones d'ascendance, et au niveau des subtropiques, formant les branches subsidentes de la circulation de Hadley

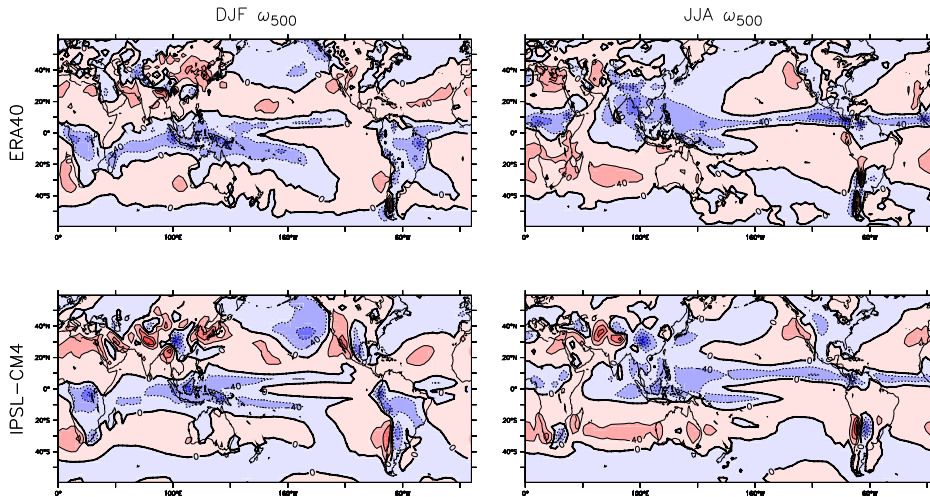


FIG. 2.18 – Vitesse verticale à 500 hPa ω_{500} , en hPa.jr⁻¹ des réanalyses ERA40 (moyenne 1984-1999), et du IPSL-CM4 AOGCM, simulation du climat actuel, moyenne 1970-1999.

Le principal défaut de ω_{500} comme diagnostic de la circulation de grande échelle, est que le champ de ω_{500} est très bruité spatialement. En effet, le champ de vitesse verticale correspond à un équilibre local sur un point de grille. Aussi, une autre manière de regarder les circulations de grande échelle est d'opérer un lissage horizontal du champ de vitesse verticale. On réalise généralement ce lissage avec l'observation des potentiels de vitesse.

On peut décomposer le champ de vitesse \vec{u} en composantes divergente et rotationnelle :

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\varphi + \vec{\nabla} \times \vec{\psi} \quad (2.18)$$

Il apparaît ainsi le potentiel scalaire φ et le potentiel vecteur $\vec{\psi}$. Le laplacien du potentiel scalaire φ est égal à la divergence du champ de vitesse \vec{u} .

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \nabla^2 \varphi \quad (2.19)$$

L'inversion de l'opérateur laplacien lisse horizontalement le champ de divergence, et le potentiel de vitesse φ_{200} correspond à un lissage horizontal du champ de vitesse verticale, et ne fait apparaître que les structures de grande échelle. Le potentiel de vitesse φ_{200} à 200hPa est représenté sur la Fig. 2.19.

Lorsque le potentiel de vitesse φ_{200} est négatif (positif), l'air diverge (converge) à 200hPa, on a donc des ascendances (subsidence) de grande échelle à 200hPa. Les structures observées dans le vent vertical se retrouvent dans le potentiel de vitesse. Il apparaît que les ascendances au niveau du continent maritime jouent un rôle majeur dans les circulations grande échelle. Ces ascendances sont liées à de la subsidence sur l'Afrique du Nord et le sud-est de l'Asie en DJF et sur l'Afrique et l'Atlantique sud en JJA.

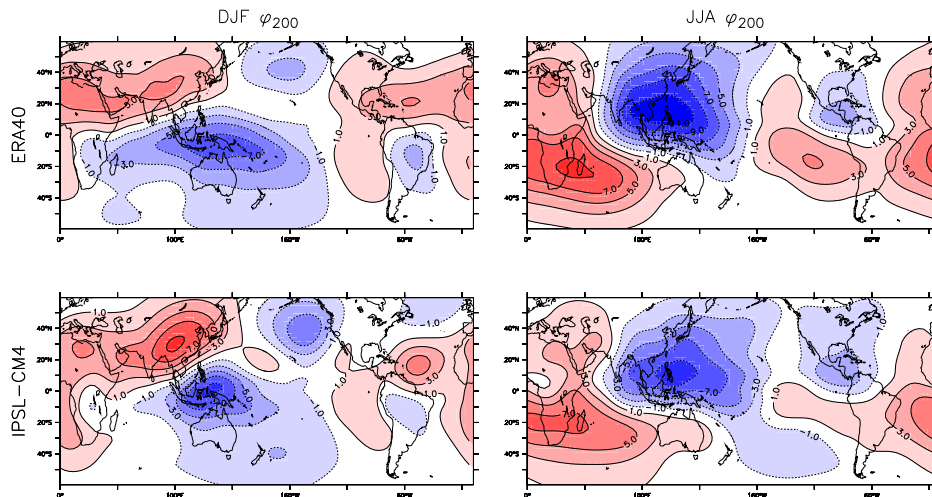


FIG. 2.19 – Potentiel de vitesse à 200hPa φ_{200} en ($10^6 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) des réanalyses ERA40 (moyenne 1984-1999), et du AOGCM IPSL-CM4, simulation du climat actuel, moyenne 1970-1999.

Tanaka et al. (2004) a montré que le potentiel de vitesse à 200hPa pouvait être décomposé en circulation méridienne moyenne et circulation longitudinale. Le potentiel de vitesse peut donc mesurer la circulation de Walker ou encore les circulations saisonnière comme les circulations de mousson.

2.4.4 Notion de quasi-équilibre et décomposition en régime dynamique

La notion de quasi-équilibre ou d'équilibre statistique de la convection avec son environnement a modifié la manière de percevoir les circulations de grande échelle. La décomposition en régime dynamique offre un diagnostic simple des circulations de grande échelle, plus adapté à ces notions.

La circulation de grande échelle est étroitement liée aux différents paramètres du climat tropical : les nuages, le refroidissement radiatif, les flux de surface, la couche limite et la convection. L'organisation de la convection et des circulations de grande échelle dans les tropiques est un problème complexe qui a été étudié par différents modèles simples ou encore avec des CRMs modélisant explicitement la convection. Une notion importante est que la convection est en très bonne approximation en **quasi-équilibre** avec le forçage grande échelle résultant des ondes tropicales, ou encore des perturbations synoptiques des moyennes latitudes (Arakawa and Schubert, 1974). On dit que la convection est en quasi-équilibre avec son environnement (Emanuel et al., 1994) pour souligner le fait que la convection est un phénomène local donc la localisation est équiprobable sur les zones ayant les mêmes conditions de surface. La localisation des zones d'ascendance et de subsidence est donc déterminée par les conditions de surface (SST, vents de surface et flux turbulents).

Les tropiques peuvent être décomposés en zones convectives et zones subsidentes. Parfois la convection peut être superficielle, et ne pas atteindre la tropopause, comme dans les cas des cumulus de couche limite. On a donc une série de régimes dynamiques allant de la convection profonde à la subsidence. La Fig. 2.20 résume cette vision de la dynamique des tropiques.

La convection, par la libération de chaleur latente, ne force pas la circulation de grande échelle car cette chaleur latente est immédiatement advectée sur tous les tropiques, par des ondes d'inertigravité. En revanche, la convection fixe indirectement les circulations de grande échelle par le biais du gradient vertical de température. La convection profonde fait que le gradient de température reste proche du gradient de température humide dans l'atmosphère tropicale. Le gradient de température détermine à son tour l'intensité des circulations de grande échelle (Emanuel et al., 1994). Cette vision de la circulation tropicale impose un nouveau mode de représentation des circulations de grande échelle, se substituant à la classique décomposition en circulation de Hadley et circulation de Walker.

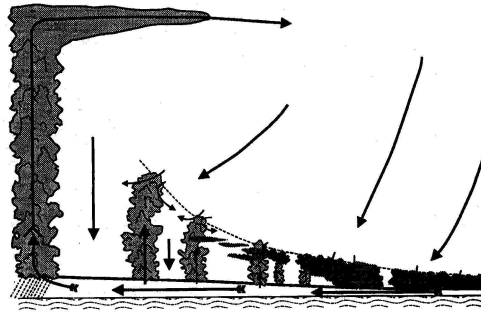


FIG. 2.20 – Schéma représentant les circulations grande échelle dans les tropiques. A partir de Emanuel (1994).

La méthodologie de décomposition en régime dynamique a été développée pour observer la rétroaction des nuages par Bony et al. (2004); Bony and Dufresne (2005). La décomposition en régime dynamique consiste à regarder la moyenne annuelle de la Fonction de Densité de Probabilité (PDF) de ω_{500} . La PDF, notée P_ω , représente la probabilité que un point de grille tropical (entre 30N et 30S) se trouve, en moyenne dans un intervalle de valeur pour ω_{500} . La PDF vérifie :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P_\omega d\omega = 1 \quad (2.20)$$

L'avantage de l'utilisation de ce diagnostic est que la PDF représente une manière globale d'appréhender les circulations grande échelle dans les tropiques, en moyennant les circulations de Hadley et de Walker. La forme classique de la PDF pour les réanalyses NCEPs, est donnée dans la Fig.2.21. La PDF a un maximum vers 15 hPa.jr^{-1} . Ce maximum montre que la plupart des zones tropicales ont plutôt une vitesse verticale faiblement subsidente. Cette subsidence est la subsidence environnementale équilibrant les fortes vitesses verticales dans les zones de convection profonde.

La PDF apporte donc de nombreuses informations sur la circulation de grande échelle tropicale. On peut ainsi diagnostiquer les régimes dynamiques de la Fig. 2.20 :

- convection profonde fréquente, (ω_{500} plus petit -50 hPa/jr)
- convection profonde occasionnelle (ω_{500} entre -50 et 0 hPa/jr),
- subsidence environnementale avec très peu de convection profonde (ω_{500} entre 0 et 40 hPa/jr),
- subsidence forte associée aux reliefs (ω_{500} plus grand que 40 hPa/jr).

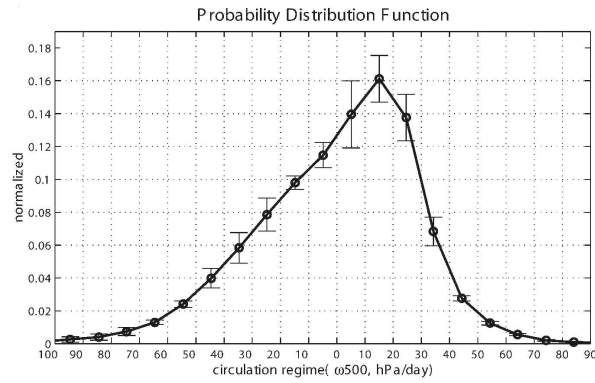


FIG. 2.21 – PDF de la vitesse verticale grande échelle ω_{500} dans les tropiques (30N-30S), réanalyses NCEP, à partir de Bony et al. (2004).

2.5 La circulation de grande échelle et ses changements

La circulation de grande échelle tropicale présente des variabilités interannuelles, et des variations récentes. Nous présenterons les variations interannuelles puis les variations récentes de la circulation tropicale. Puis, dans une dernière partie nous étudierons les variations de circulation de grande échelle des GCMs pour les projections de changement climatique.

2.5.1 Variabilité interannuelle

Les variations climatiques interannuelles sont principalement contrôlées par ENSO dans les tropiques. La Fig. 2.17 illustre les changements de circulation de Walker affectant les tropiques lors d'un événement El Niño.

Lors des événements El Niño, la circulation de grande échelle varie avec le réchauffement des SSTs dans l'est de l'océan Pacifique. La circulation de grande échelle se réorganise, et de nombreux mécanismes de téléconnexion ont été mis en évidence pour justifier de l'influence de ENSO sur toute la surface du globe.

De nombreuses études ont porté sur l'influence de ENSO sur les circulations de Hadley et de Walker. Oort and Yienger (1996) en utilisant des données de radiosondages de 1964 à 1989, montrent que la circulation de Hadley s'intensifie pendant les épisodes de forte SST (El Niño) et ralentit lors des épisodes de faible SST (La Niña). L'intensité de la circulation de Hadley est ainsi anticorrélée avec la circulation de Walker comme le montre la Fig. 2.22. Le lien entre ENSO et la circulation de Hadley a aussi été étudié dans les réanalyses NCEP par Waliser et al. (1999). Les réanalyses montrent un écart important en terme d'intensité de la circulation de Hadley, par rapport aux données. Oort and Yienger (1996) concluent que le lien entre ENSO et la circulation de Hadley dans les réanalyses est trop important du fait de la distribution géographique inhomogène des données assimilées dans les réanalyses NCEP.

2.5.2 Variation récente de la circulation tropicale de grande échelle

Les changements récents des circulations de Walker et de Hadley sont actuellement débattus dans la communauté scientifique.

La circulation de Walker, en dehors des variations interannuelles imposées par ENSO, diminue lors du XXI^{ème} siècle. Tanaka et al. (2004); Vecchi et al. (2006); Zhang and Song (2006), en utilisant des données de pression de surface SLP (*sea level pressure*) comme indice de la circulation de Walker, montrent que le gradient de Pression au niveau de la mer (SLP) entre le Pacifique Est et le Pacifique Ouest se réduit sur la période 1961-2000. Vecchi et al. (2006) attribuent la diminution

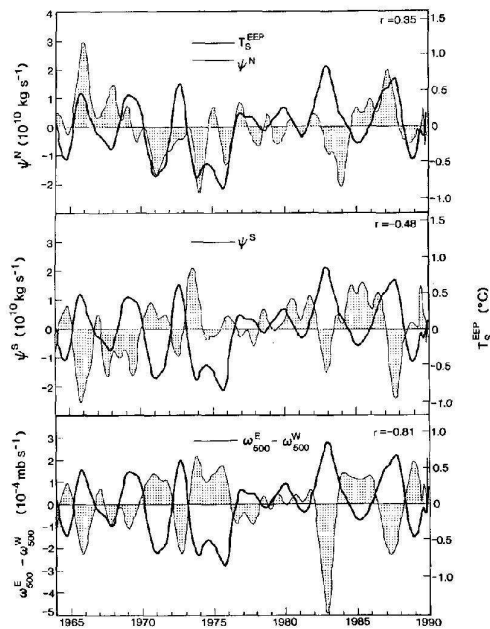


FIG. 2.22 – Série temporelle de l'intensité de la circulation de Hadley pour DJF (en haut) et JJA (au centre), et de l'intensité de la circulation de Walker (en bas). Les intensités des circulations sont données en anomalies par rapport à la moyenne climatologique. Les courbes noires indiquent les anomalies de SST dans le Pacifique Est (20S-20N, 180-80W), prises comme indice de ENSO. Le coefficient de corrélation entre chaque type de circulation et l'anomalie de SST est donné en haut à droite de chaque graphe. ψ_N (ψ_S) représente l'intensité de maximum de la fonction de courant entre 0-30N (0-30S). En bas, la différence de la vitesse verticale à 500hPa (ω_{500}), entre le Pacifique Est (10S-10N, 180-100W) et le Pacifique Ouest (10S-10N, 100-150E). Les circulations sont trouvées par analyse de radiosondages. A partir de Oort and Yienger (1996).

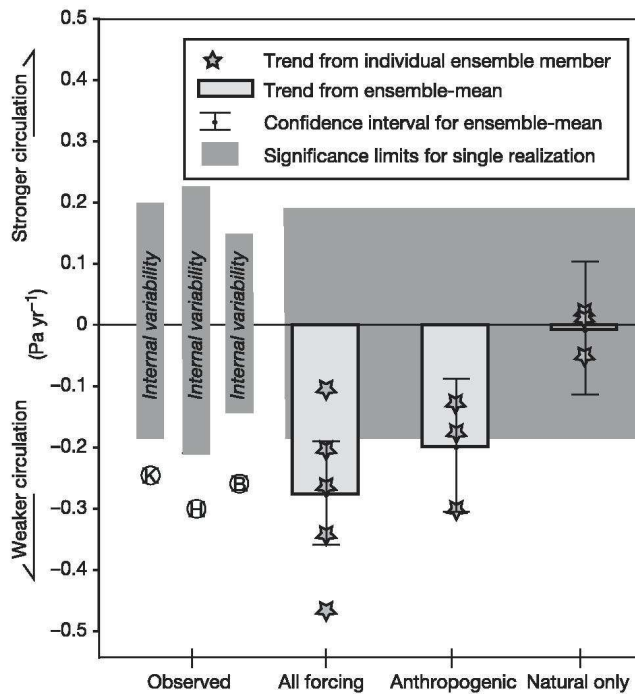


FIG. 2.23 – Variations de circulation de Walker déduite des tendances de SLP. Les cercles indiquent la valeur de la tendance linéaire pour chaque jeu de données de SLP, K, Kaplan (1854-1992), H, Hadley centre (1871-1998) et B, une composite de Kaplan et de Hadley centre allant jusqu'à 2005 (1854-2005). Les étoiles sont les tendances linéaires des simulations GCMs d'ensemble pour la période 1861-2000. A partir de Vecchi et al. (2006).

de la circulation de Walker au réchauffement climatique causé par l'émission des gaz à effet de serre dans l'atmosphère (voir Fig. 2.23).

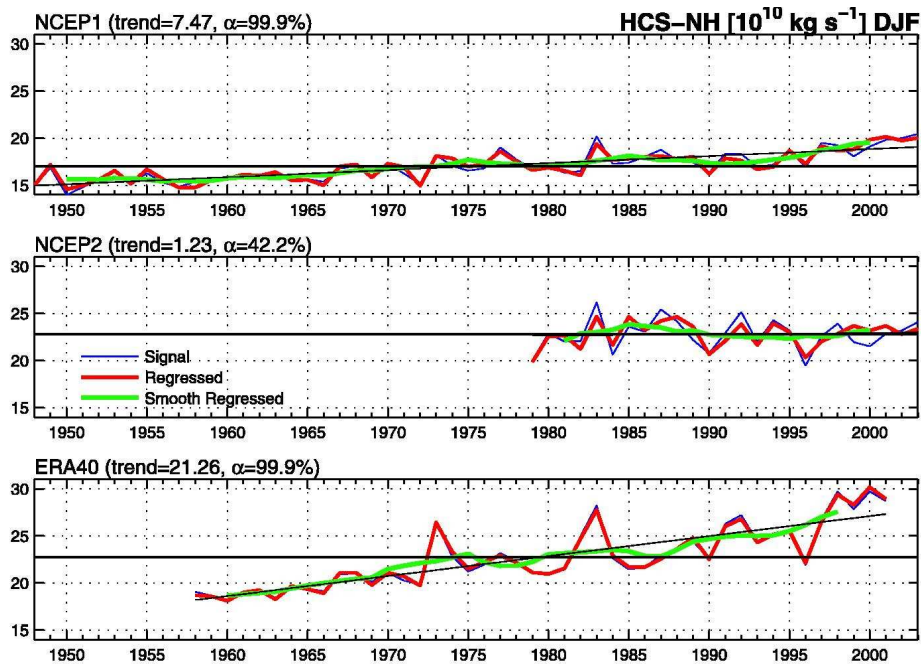


FIG. 2.24 – Maximum de la fonction de courant méridienne, entre 0-30N, pour l'hiver de boréal (DJF), en trait noir épais. En trait fin est montré la tendance linéaire, en rouge apparaît la régression linéaire sur les SSTs de la boîte Niño 3.4, en vert apparaît la moyenne glissante sur 6 ans de la régression linéaire sur l'indice El Niño. A partir de Mitas and Clement (2006).

La circulation de Hadley augmente dans les réanalyses, cette augmentation semble liée à l'intensification des événements El Niño au cours de la période récente (Waliser et al., 1999). Cependant le réalisme de la circulation de Hadley dans les réanalyses est contestable. Les études récentes de Mitas and Clement (2005, 2006) soulignent une importante dispersion dans les différents jeux de réanalyses. Les réanalyses NCEP/NCEP2 et ERA40 montrent une amplification de la circulation de Hadley (Fig. 2.24) qui persiste même lors des événements La Niña. L'analyse de simulations 20CM3 (scénario d'émission de gaz à effet de serre du 20^{ième} siècle) des AOGCMs utilisés pour l'AR4, ne montre quasiment pas de modification de la cellule de Hadley si ce n'est une légère diminution. Mitas and Clement (2006) attribuent ce comportement différent entre les AOGCMs de l'AR4 et les réanalyses, à des différences importantes dans les températures de la troposphère libre. Ces différences sont attribuées à des incertitudes dans les radiosondages et leurs assimilations, et par les considérables incertitudes des AOGCMs.

Notons enfin, que l'impact de la circulation de grande échelle sur le bilan radiatif a fait l'objet de quelques études. Les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère mesurés par ERBE et CERES sur la période 1985-2000 montrent Wielicki et al. (2002); Wong et al. (2006) :

- une augmentation de 0.7 W/m^2 pour la partie LW,
- une diminution de 2.1 W/m^2 pour la partie SW réfléchie.

Selon Chen et al. (2002), les variations des flux radiatifs sont expliquées par une intensification des circulation grande échelle tropicale de Hadley et Walker. Ces résultats ont largement été remis en cause, en particulier par l'étude de Clement and Soden (2005) utilisant un GCM. L'implication des circulations de grande échelle dans le bilan radiatif au niveau des tropiques reste est donc peu vérifiée.

Après avoir vu les observations de la période récente, voyons ce que prédisent les GCMs lors du changement climatique.

2.5.3 Quelques rappels sur le changement climatique

Réponse en température et précipitation

Les conséquences sur le climat des émissions des gaz à effet de serre dans l'atmosphère sont mesurées généralement avec des modèles de circulation générale couplés, les AOGCMs. Ces modèles sont forcés par différents scénarios d'émission de gaz à effet de serre.

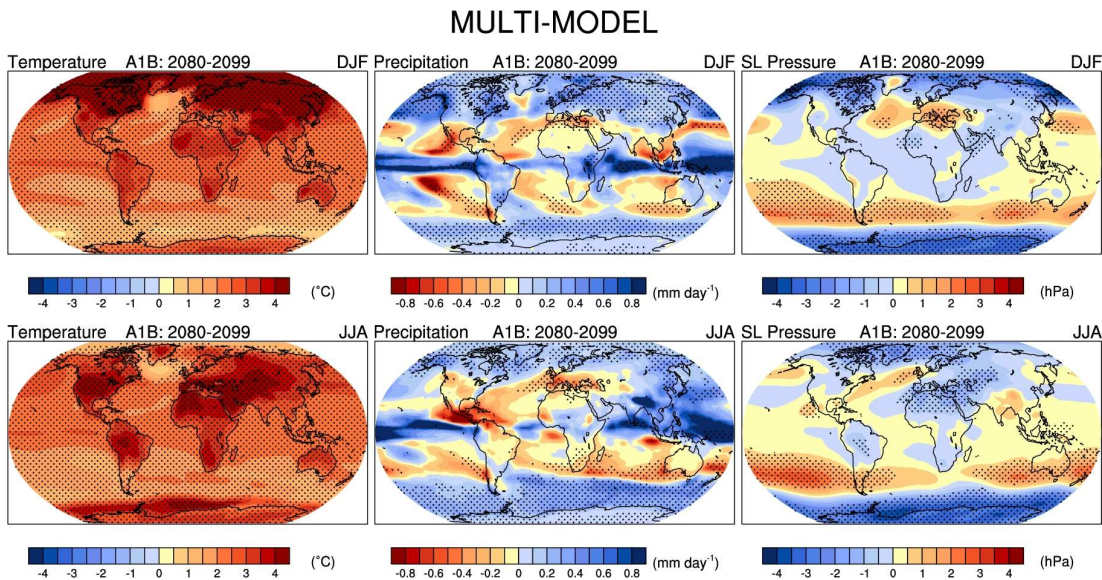


FIG. 2.25 – Changement de la température de surface (en K, à gauche), des précipitations, (en $\text{mm}\cdot\text{day}^{-1}$, au milieu), et de la pression au niveau de la mer (hPa, à droite), pour l'hiver boréal (DJF, en haut) et pour l'été boréal (JJA, en bas). Ces changements sont donnés pour le scénario A1B défini par l'IPCC. La période 2080-2099 est comparée à la période 1980-1999. L'ombre marque les endroits où l'amplitude de la moyenne multi-modèle est plus grande que la déviation standard inter-modèle. A partir de IPCC (2007).

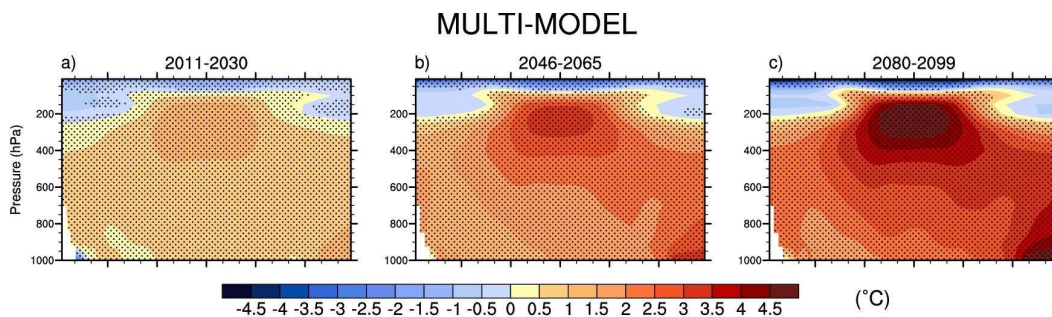


FIG. 2.26 – Changement zonal de la température de l'atmosphère en K, en coupe verticale. Les valeurs sont pour la moyenne multi-modèle et pour trois périodes du scénario A1B, comparées à la période 1980-1999. L'ombre marque les endroits où l'amplitude de la moyenne multi-modèle est plus grande que la déviation standard inter-modèle. A partir de IPCC (2007).

L'étude des sorties des AOGCMs résultants de ces scénarios, nous permet de connaître les caractéristiques du changement climatique à venir. Les caractéristiques des changements climatiques sont évaluées avec des moyennes d'ensemble **multi-modèles**, c'est à dire des moyennes d'ensemble des principaux AOGCMs de la communauté internationale. En moyennant les AOGCMs

entre eux, on diminue les biais des différents modèles, et on améliore ainsi la prédiction climatique. Ces moyennes multi-modèles sont aujourd'hui la meilleure estimation que nous avons du climat futur. Les Fig. 2.25 et 2.26 sont réalisées à partir des moyennes multi-modèles, dans le cadre du 4ème rapport du IPCC.

Décrivons les principaux aspects des changements de température, en réponse à l'augmentation des concentrations atmosphériques des gaz à effet de serre. Les Fig. 2.25 et 2.26 donnent les changements de température de surface et en altitude lors du scénario A1B, pour la moyenne d'ensemble multi-modèle. Le réchauffement se caractérise par :

- un réchauffement plus marqué en surface sur les continents que sur les océans, les océans évoluant plus lentement car ils ont une forte inertie thermique (Fig. 2.25).
- un réchauffement de la basse troposphère plus marqué aux hautes latitudes de l'hémisphère Nord, qu'aux basses latitudes. C'est ce qu'on appelle **l'amplification polaire** du réchauffement climatique.
- un réchauffement plus fort en altitude dans la troposphère tropicale (Fig. 2.26).

Si on regarde maintenant le changement des précipitations, les gaz à effet de serre ont des conséquences moins claires. Tout d'abord, les biais des AOGCMs sont très forts en terme de précipitation. Pour illustrer cela, on peut voir que la significativité du changement des précipitations est moins forte que pour le réchauffement.

Essayons de dégager des grandes tendances :

- les précipitations sont en moyenne plus fortes après augmentation des concentrations des gaz à effet de serre. Au niveau de la bande équatoriale, et notamment au niveau des océans Indien et Pacifique, la pluie augmente fortement.
- Au niveau des latitudes subtropicales (vers 20N ou 20S), les AOGCMs montrent au contraire une diminution des pluies.
- Au niveau des latitudes moyennes et de la course des tempêtes, les pluies sont plus intenses.

Après avoir présenté les projections de changement climatique, nous allons tenter de comprendre l'origine des changements dans l'atmosphère.

Les rétroactions climatiques et leurs incertitudes

L'effet radiatif direct du aux gaz à effet de serre explique une partie de ces changements. Mais la plupart des conséquences de l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre sont amplifiées et modifiées par l'existence des rétroactions climatiques.

Un doublement de la concentration en Dioxyde de Carbone (CO_2) entraîne une augmentation de l'effet de serre, et crée un forçage radiatif de 3.7 W.m^2 au sommet de l'atmosphère (Dufresne and Bony, 2008). Cependant ce changement radiatif pris isolément ne permet pas d'expliquer les changements des modèles. En effet, le changement radiatif dû à l'effet de serre entraîne des changements d'albédo, de vapeur d'eau, de gradient de température, de nuage, qui à leurs tours influencent le climat. Ces changements réchauffent ou le refroidissent le climat, on parle alors de **rétroactions** positives ou négatives sur le climat.

Présentons les principales rétroactions climatiques :

Rétroaction de la vapeur d'eau : La vapeur d'eau est un puissant gaz à effet de serre. La quantité de vapeur que peut contenir l'atmosphère est fixée par e_{sat} , la pression partielle de vapeur d'eau à saturation. e_{sat} suit la loi de Clausius Clapeyron.

$$\frac{d \ln e_{sat}}{dT} = \frac{L_v}{R_v T^2} \quad (2.21)$$

Où R_v est la constante des gaz parfaits pour la vapeur d'eau. L_v est la chaleur latente de vaporisation. L'augmentation de la température augmente ainsi la pression de vapeur d'eau saturante.

Or, les AOGCMs, avec une très bonne approximation, montrent une humidité relative $RH = e/e_{sat}$ constante lors du changement climatique (Held and Soden, 2000). L'augmentation de la température augmente donc la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Par conséquent, l'effet de serre augmente. La vapeur d'eau exerce donc une rétroaction positive.

Rétroaction de l'albédo : Un réchauffement engendre la fonte de la neige, des glaciers et de la glace de mer aux hautes latitudes. Or la neige, les glaciers et la glace de mer ont un albédo très fort et reflètent une partie importante du rayonnement solaire SW. Par conséquent, une fonte des surfaces englacées engendre une augmentation de l'albédo. Les surfaces absorbent alors une quantité plus importante de rayonnement solaire et se réchauffent. Cette rétroaction est à l'origine d'un réchauffement plus marqué dans les hautes latitudes, où se trouvent les surfaces englacées.

Rétroaction du gradient vertical de température : L'augmentation des températures de surface, a pour conséquence une augmentation plus forte des températures dans la haute atmosphère, comme la montre la Fig. 2.26. En effet, dans les tropiques, la convection profonde fixe le gradient de température à la valeur du gradient humide Γ_m . On peut montrer que si la température de surface augmente, Γ_m augmente aussi. La température augmente plus dans les hautes couches que dans les basses couches de l'atmosphère. Le refroidissement radiatif de l'atmosphère est donc plus fort, dans la haute troposphère, et refroidit le climat. La rétroaction du gradient vertical de température est donc une rétroaction négative.

Rétroaction des nuages : Les nuages ont un fort impact sur le bilan radiatif. D'une part les nuages bas réfléchissent une partie du rayonnement solaire SW. D'autre part les nuages hauts peuvent exercer un effet de serre non négligeable. Les études de Bony and Dufresne (2005); Bony et al. (2006) ont montré que le changement climatique affecte les couvertures de nuages. Dans les AOGCMs, la couverture des nuages bas diminue en moyenne, plus de rayonnement solaire arrive en surface et les températures augmentent plus fortement. Les nuages exercent donc une rétroaction positive.

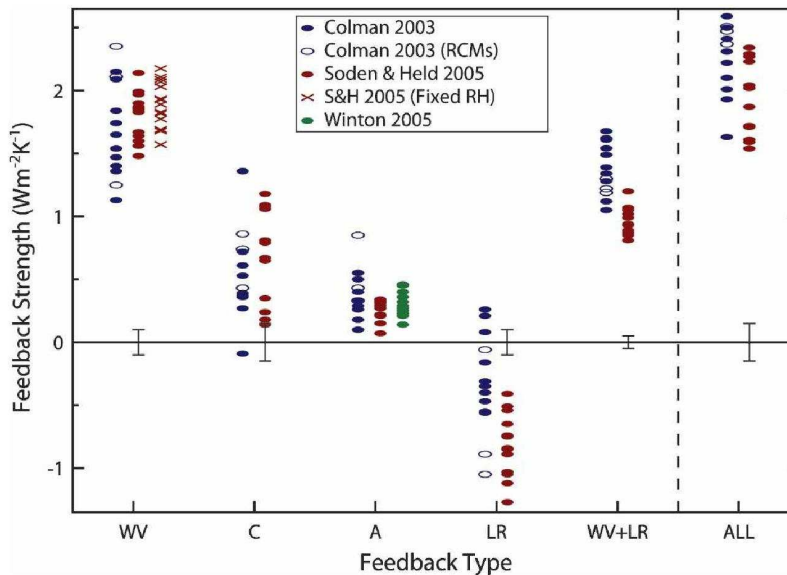


FIG. 2.27 – Comparaison des rétroactions des GCMs en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, pour la vapeur d'eau (WV), les nuages (C), l'albédo de surface (A), le gradient de température (LR) et l'effet combiné du gradient de température + vapeur d'eau (WV + LR). ALL est la somme de toutes les rétroactions, à partir du résumé de Bony et al. (2006), sur les résultats de Soden and Held (2006); Colman (2003); Winton (2006).

Il est conceptuellement difficile d'évaluer les rétroactions climatique (Hallegatte et al., 2006). Les rétroactions climatiques sont souvent quantifiées à l'aide du calcul des perturbations radiatives partielles (Wetherald and Manabe, 1988; Colman, 2001). Le calcul des perturbations radiatives partielles consiste à calculer l'effet radiatif de chacune des rétroactions à l'aide d'un code radiatif *off-line*, à l'aide de substitutions des champs. On peut calculer le bilan radiatif en fonction de la vapeur d'eau q , de l'albédo α , du gradient vertical de température Γ , et des nuages C .

$$R = R(q, \alpha, \Gamma, C) \quad (2.22)$$

L'effet du changement de température de surface T_s sur le bilan radiatif R est alors évalué par :

$$\frac{dR}{dT_s} = \frac{\partial R}{\partial q} \frac{dq}{dT_s} + \frac{\partial R}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{dT_s} + \frac{\partial R}{\partial \Gamma} \frac{d\Gamma}{dT_s} + \frac{\partial R}{\partial C} \frac{dC}{dT_s} \quad (2.23)$$

Où dR/dT_s est le changement du bilan radiatif. Le changement du bilan radiatif dû à la vapeur d'eau est $\partial R/\partial q dq/dT_s$, celui dû à l'albédo $\partial R/\partial \alpha d\alpha/dT_s$, celui dû au gradient vertical de température $\partial R/\partial \Gamma d\Gamma/dT_s$ et enfin celui dû au changement des nuages $\partial R/\partial C dC/dT_s$.

Or, on a vu que le changement de vapeur d'eau est étroitement lié au changement de température via Clausius Clapeyron. Colman (2003) a montré que la rétroaction de la vapeur d'eau et du gradient vertical de température sont étroitement liés, et doivent être étudiées de manière combinée.

La Fig. 2.27 est un résumé de différentes estimations des principales rétroactions climatiques, dont la plupart ont été calculées à l'aide de perturbations radiatives partielles, pour différents GCMs atmosphériques. On constate alors que la rétroaction de la vapeur d'eau est la plus forte, suivie par celle des nuages et enfin, celle de l'albédo. Sur la Fig. 2.27, l'incertitude est représentée par la dispersion des GCMs. On voit que la rétroaction des nuages celle où les GCMs montrent le moins d'accord entre eux. De manière surprenante, la rétroaction de la vapeur d'eau montre aussi une dispersion importante entre les GCMs. Cependant, la rétroaction combinée de la vapeur d'eau et du gradient vertical de température montre une dispersion moins forte, car une grande partie de l'incertitude de la rétroaction de la vapeur d'eau est liée à la rétroaction du gradient vertical de température.

Les incertitudes des rétroactions dégradent la précision des projections de changement climatique. Il est donc essentiel de mieux comprendre ces rétroactions pour estimer les erreurs des projections des AOGCMs et voir quelles paramétrisations physiques sont à l'origine des plus fortes incertitudes.

Essayons à présent de mieux comprendre ces rétroactions à l'aide de modèles simples.

Apport de la modélisation simplifiée

Des modèles simples, bien que très éloignés de la réalité, nous ont permis de comprendre certaines rétroactions faisant intervenir la circulation de grande échelle tropicale.

L'approche des modèles simples consiste à simplifier les tropiques en 2 colonnes. Une représentation schématique de ces phénomènes est donnée sur la Fig. 2.28. Présentons ces deux colonnes :

- La colonne ascendante est caractérisée par la présence de convection profonde, formant des nuages de type cumulo-nimbus.
- La colonne subsidentes est caractérisée par du ciel clair et une couche limite avec une forte inversion de température à son sommet.

Au niveau de la couche limite des zones subsidentes, les vents de surface divergent, et convergent vers les zones ascendantes. Pierrehumbert (1995) a argumenté que les colonnes ascendantes et subsidentes dans l'atmosphère ont un équilibre radiatif très différent. Selon la vision de Pierrehumbert (1995) :

- Les colonnes ascendantes forment **un four**, où peu d'énergie radiative est émise à cause des nuages hauts et de la forte humidité apportée par la convection. Pierrehumbert (1995)

évoque la possibilité que ces colonnes soit en état instable d'effet de serre galopant (*runaway greenhouse*), c'est à dire que les colonnes d'air ascendant prises isolément ne cesseraient de se réchauffer.

- Les colonnes subsidentes se rapprochent plutôt du **radiateur**, émettant efficacement l'énergie vers l'espace par refroidissement radiatif, car on y trouve seulement des nuages bas émettant à des températures plus chaudes. De plus, ces colonnes sont plus sèches, et sont soumises à peu d'effet de serre. Les colonnes subsidentes stabilisent le climat tropical en émettant l'excès d'énergie produite dans les zones ascendantes.

Dans ces modèles, l'importance de l'aire relative des tropiques occupée par les colonnes d'air ascendantes et subsidentes est cruciale. Une augmentation de l'aire des colonnes ascendantes serait responsable d'un réchauffement plus fort, représentant ainsi une rétroaction positive sur le changement climatique. La circulation de grande échelle tropicale est primordiale pour le climat tropical car elle détermine les échanges de chaleur et d'humidité entre la colonne ascendante et la colonne subsidente.

Ces modèles en boîte, bien que assez éloignés de la réalité ont permis d'émettre des hypothèses sur des possibles rétroactions au niveau des tropiques. Les interactions entre les nuages, la vapeur d'eau, la circulation de grande échelle et la couche limite ont été ainsi étudiées à l'aide de modèles simples par Miller (1997); Larson et al. (1999); Bellon et al. (2003); Kelly and Randall (2001). Parmi les résultats de ces modèles, on trouve alors que :

- une augmentation de l'aire des régions convectives cause une augmentation de la stabilité statique de l'atmosphère, ce qui a pour conséquence une diminution de la circulation de grande échelle.
- Larson et al. (1999) montre aussi une importante rétroaction positive des nuages bas.
- Bellon et al. (2003) s'est intéressé aux liens entre les flux de surface et les circulations de grande échelle. La subsidence ventilant la couche limite des zones subsidentes a pour effet d'augmenter les flux de surface. Ces flux de surface diminuent le réchauffement de surface.

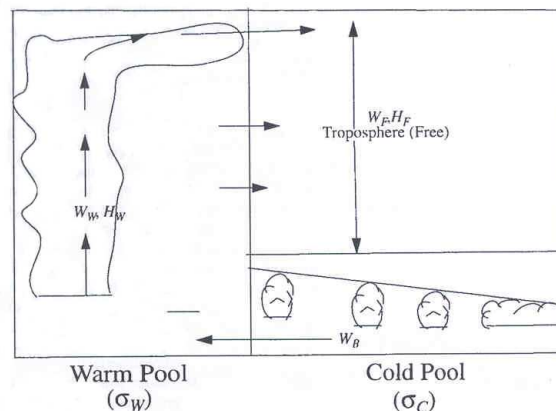


FIG. 2.28 – Schéma représentant les tropiques dans les modélisations simplifiées, à partir de Kelly and Randall (2001). La *warm pool* et la *cold pool* représentent les colonnes ascendantes et les colonnes subsidentes.

Ces études donnent des pistes intéressantes de mécanismes de rétroaction lors du changement climatique. Dans la plupart de ces mécanismes, la circulation de grande échelle, par son changement, est d'importance cruciale lors du changement climatique, modulant les rétroactions des nuages, de la vapeur d'eau et du gradient de température.

Interaction entre dynamique et thermodynamique dans la sensibilité climatique dans les GCMs

Les mécanismes d'interaction entre dynamique et thermodynamique mis en évidence dans les modèles en boîte du climat tropical n'ont cependant pas été mis clairement en évidence dans les GCMs ou encore dans les observations.

Dans les GCMs, on sait que les états moyens sont très différents. L'état moyen de l'atmosphère est étroitement lié aux paramétrisations physiques de phénomènes petites échelles tels que la convection. Pour illustrer cette dispersion des GCMs, on peut voir que les AOGCMs de l'AR4, pour la simulation Simulation du 20^{ième} Siècle (20CM3), montrent des circulations de Hadley d'intensité très différentes (Mitas and Clement, 2006). Held and Soden (2006); Vecchi and Soden (2007) montrent que ceci est corrélé à l'intensité du cycle hydrologique. Mais en quoi les biais et les incertitudes sur l'intensité de la circulation de grande échelle tropicale modifient la sensibilité climatique d'un GCM ?

En particulier, la distribution de la vapeur d'eau dans l'atmosphère peut être modifiée par un changement de circulation tropicale (Held and Soden, 2000). Or la vapeur d'eau est à l'origine de la plus forte des rétroactions en changement climatique (Bony et al., 2006). La circulation de grande échelle tropicale est donc cruciale pour l'évaluation de la rétroaction de la vapeur d'eau et donc du changement climatique.

Une méthode pour évaluer ces interactions consiste à augmenter ou diminuer artificiellement la circulation de grande échelle tropicale dans un GCM et d'en diagnostiquer les conséquences.

Par exemple, Clement and Seager (1999) utilisent un Modèle de Circulation Générale Atmosphérique (AGCM) couplé à une couche de mélange océanique (*slab-ocean*), et en annulant le transport océanique de chaleur. Le AGCM montre alors un doublement de l'intensité de la circulation de Hadley. Clement and Soden (2005) montrent qu'un doublement de la circulation de Hadley a, de manière surprenante, très peu de conséquences sur le climat tropical. Les conséquences du doublement de circulation de Hadley consistent dans leur GCM en une redistribution des nuages hauts et bas, qui n'ont que peu de conséquences sur le bilan radiatif.

Alternativement, Sherwood and Meyer (2006) utilisent un GCM **aqua-planète**, c'est à dire avec uniquement des points de grille océaniques, où les SSTs sont proches de la température d'équilibre radiatif, en conséquence la circulation de Hadley s'effondre et devient nulle. Sherwood and Meyer (2006) en concluent que l'annulation de la circulation de Hadley n'avait que des impacts limités sur la distribution de l'humidité relative.

A l'aide de décomposition en régime dynamique, Bony et al. (2004) trouvent que les changements dynamiques dans les tropiques étaient petits devant les changements thermodynamiques de l'atmosphère tropicale concernant, en particulier, les nuages. Si les études précédentes trouvent que la circulation de grande échelle tropicale est assez variable parmi les GCMs, celle-ci ne semble pas avoir de conséquences sur le climat global, et sur la sensibilité climatique. Cependant, il n'existe que peu d'études détaillées sur ce sujet, et on ne comprend pas pourquoi les GCMs sont insensibles à leur circulation tropicale atmosphérique de grande échelle. Quel est le rôle de la circulation de grande échelle dans les rétroactions climatiques ?

Voyons maintenant ce que l'on sait sur les changements de la circulation atmosphérique de grande échelle.

2.5.4 Variation de la circulation de grande échelle dans les simulations de changement climatique

Mécanismes simplifiés expliquant les variations de circulation grande échelle

La diminution de l'intensité de la circulation tropicale grande échelle lors des scénarios d'émission des gaz à effet de serre, a été remarquée sur de nombreuses études de diagnostics de GCMs (Knutson and Manabe, 1995; Sugi et al., 2002). Il peut sembler paradoxal, dans les AOGCMs, que

la circulation de grande échelle tropicale diminue en intensité, malgré le fait que les précipitations et donc les dégagements de chaleur latente augmentent.

Pour expliquer cela, Knutson and Manabe (1995); Sugi et al. (2002) utilisent l'équation thermodynamique de l'atmosphère. L'équation thermodynamique, en négligeant l'advection horizontale et en régime stationnaire, s'écrit sous la forme :

$$\omega \frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{Q_c - Q_r}{C_p} \quad (2.24)$$

Où Q_c est le chauffage par libération de chaleur latente (en $J.s^{-1}$), Q_r est le refroidissement radiatif (en $J.s^{-1}$), C_p est la chaleur massique de l'air, ω la vitesse verticale et $\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$ est la stabilité statique de l'atmosphère.

En simplifiant on peut diviser les tropiques en zones ascendantes et subsidentes (voir Fig. 2.29). En intégrant sur les zones ascendantes et subsidentes, on trouve les Éqs. 2.25 et 2.26 respectivement.

$$M_u g \frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{Q_c - Q_r}{C_p} A_u \quad (2.25)$$

$$M_d g \frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = -\frac{Q_r}{C_p} A_d \quad (2.26)$$

Tropical Circulation

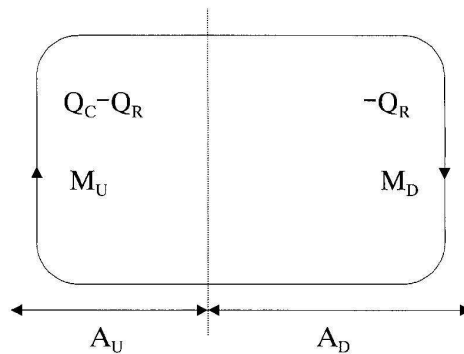


FIG. 2.29 – Diagramme schématique montrant l'équilibre de la circulation grande échelle tropicale, à partir de Sugi et al. (2002).

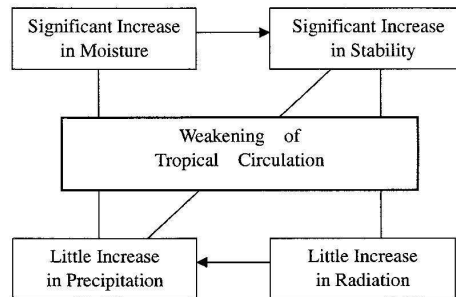


FIG. 2.30 – Changement dans l'équilibre tropical lors d'une augmentation des gaz à effet de serre, à partir de Sugi et al. (2002).

Où M_u et M_d sont les flux de masse moyens ascendants et descendants. On a négligé Q_c , le dégagement de chaleur latente dans les zones subsidentes. A_u et A_d sont les aires des zones ascendantes et subsidentes respectivement.

Lors d'une augmentation des gaz à effet de serre, nous avons vu que, du fait de la rétroaction de gradient vertical de température, la température dans la haute troposphère tropicale augmentait plus que dans la basse troposphère tropicale (section 2.5.3). La stabilité statique $\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$ augmente donc. De plus, comme la température est approximativement horizontalement uniforme dans les tropiques (section 2.2.3), l'augmentation de stabilité statique est relativement semblable dans les zones ascendantes et subsidentes.

En conséquence à l'augmentation des gaz à effet de serre, nous avons vu que la vapeur d'eau est présente en plus grande quantité de la troposphère. Les propriétés radiatives de l'atmosphère changent, car l'atmosphère est plus opaque au rayonnement radiatif LW. Bien que la quantité de radiation terrestre quittant la terre change peu, la part de l'OLR provenant de la troposphère augmente par rapport à la part provenant de la surface. Ces changements de refroidissement radiatifs affectent la troposphère tropicale de manière assez uniforme.

Considérons pour l'instant le cas où l'aire relative entre zones ascendantes et zones subsidentes ne varie pas. Faisons le bilan des changements dans chaque colonne :

Dans les zones subsidentes : le refroidissement radiatif au milieu de la troposphère augmente car il y a plus de vapeur d'eau. De même, la stabilité statique $\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$ augmente. Or, l'augmentation du refroidissement radiatif est faible devant l'augmentation de la stabilité statique, par conséquent le flux de masse M_d diminue.

Dans les zones ascendantes : le dégagement de chaleur latente augmente comme il y a plus de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Or, d'une part ce réchauffement est diminué par l'augmentation du refroidissement radiatif. D'autre part, stabilité statique augmente, ce qui diminue le flux de masse ascendant.

L'ensemble de ces processus est décrit par Sugi et al. (2002). Un schéma de synthèse est donné sur la Fig. 2.30. Cependant, l'hypothèse de départ, supposant que les aires relatives entre zones ascendantes et descendantes varie peu, reste peu étudié dans les GCMs. Sugi et al. (2002) trouvent que l'aire relative entre colonne ascendante et subsidente ne varie effectivement pas dans leur GCM. Est-ce ces changements sont robustes pour tout les GCMs ?

Certaines études peuvent nous donner des pistes de réflexion. L'utilisation de CRMs, résolvant de manière explicite la convection, permet des diagnostics plus fins de la circulation de grande échelle. Ainsi, l'intensité de la circulation de Walker a été étudiée dans l'étude de CRM de Bretherton et al. (2003), une augmentation de la SST diminue l'aire des régions d'ascendance, mais augmente localement les précipitations et les mouvements d'ascendance. L'ensemble de ces mécanismes est résumé sur la Fig. 2.31. De telles études montrent que l'aire des zones subsidentes augmente, ce qui augmente l'intensité de la circulation tropicale. Les ascendances d'air dans les nuages convectifs sont donc plus intenses mais sont moins larges.

Variation du cycle hydrologique dans les simulations de changement climatique

Le cycle hydrologique est aussi en interaction avec la circulation de grande échelle. Pour mieux comprendre les variations du cycle hydrologique dans les simulations scénarios, Held and Soden (2006) ont fait un bilan d'eau au niveau de la troposphère libre des zones ascendantes : d'une part les précipitations P et le entraînement de vapeur d'eau dans la haute troposphère sont des puits d'eau ; d'autre part la source d'eau provient de la vapeur d'eau Mq transportée de la couche limite vers la troposphère libre. On peut raisonnablement négliger l'eau entraînée dans la haute troposphère, comme la température est faible dans la haute troposphère, la masse d'eau y est négligeable par rapport aux basses couches de l'atmosphère. On peut donc écrire $P = Mq$.

Or, avec l'augmentation des gaz à effet de serre, la quantité de vapeur d'eau q augmente fortement dans l'atmosphère selon la relation de Clausius-Clapeyron. Pour les raisons évoquées précédemment, nous avons vu que la circulation de grande échelle M diminue. En conséquence,

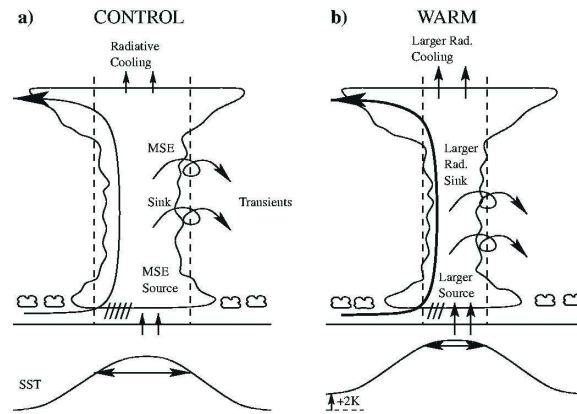


FIG. 2.31 – Schéma représentant les mécanismes déterminant la largeur de la région d’ascendance dans des simulations CRMs de la circulation de Walker. L’expérience de contrôle est donnée à gauche. A droite le résultat d’une expérience où les SSTs ont été augmentées de 2K. A partir de Bretherton et al. (2003).

l’augmentation de q (+7% pour 1K de réchauffement de surface) est plus forte que l’augmentation des précipitations P (+1 à +3% pour 1K de réchauffement de surface) dans l’ensemble des modèles couplés de l’IPCC (Held and Soden, 2006). Donc, bien que les précipitations augmentent, la circulation de grande échelle diminue.

Variation des circulations de Hadley et Walker

La diminution de la circulation de grande échelle, lors des simulations scénario de l’AR4, a été étudiée dans des études récentes. Vecchi and Soden (2007) montrent que la diminution de la circulation de grande échelle est plus marquée sur la circulation longitudinale que sur la circulation méridienne. En effet, la diminution de la vitesse verticale ascendante ω_{500}^+ peut être diagnostiquée par la diminution de la variance de ω_{500}^+ . Si la diminution du flux de masse vertical est proportionnelle à ω_{500}^+ , alors la variance de ω_{500}^+ diminue du double de sa valeur (Vecchi et al., 2006). La variance est alors décomposée en :

- une composante zonale (*zonal mean*),
- une composante stationnaire, calculée comme une anomalie par rapport à la moyenne zonale (*stationary-eddy*).

La Fig. 2.32 montre les diminutions de variance de flux de masse ascendant pour les composantes zonales et stationnaires, lors d’une simulation d’augmentation de la concentration des gaz à effet de serre. On constate sur la Fig. 2.32 que la composante zonale de la variance diminue moins que la composante stationnaire. C’est à dire que la circulation de Walker diminue plus que la circulation de Hadley.

2.5.5 Le déplacement des structures dynamiques vers les pôles

L’intensité de la circulation de Hadley est un diagnostic important. Cependant la variation de la zone où a lieu la circulation de Hadley est aussi une donnée importante. Lu et al. (2007) ont montré un déplacement vers les pôles des cellules de Hadley sur les AOGCMs de l’AR4 lors des simulations scénarios A2, A1B et B1. Ce déplacement est très corrélé avec le déplacement des zones sèches vers les pôles. Lu et al. (2007) évoquent que l’augmentation de la stabilité statique de l’atmosphère tropicale, pousse les jets subtropicaux vers les pôles, en poussant les zones à forte baroclinicité vers les pôles.

Le déplacement du jet subtropical vers les pôles est particulièrement marqué dans l’hémisphère Sud. Un déplacement vers les pôles des vents d’ouest en surface et dans la haute troposphère

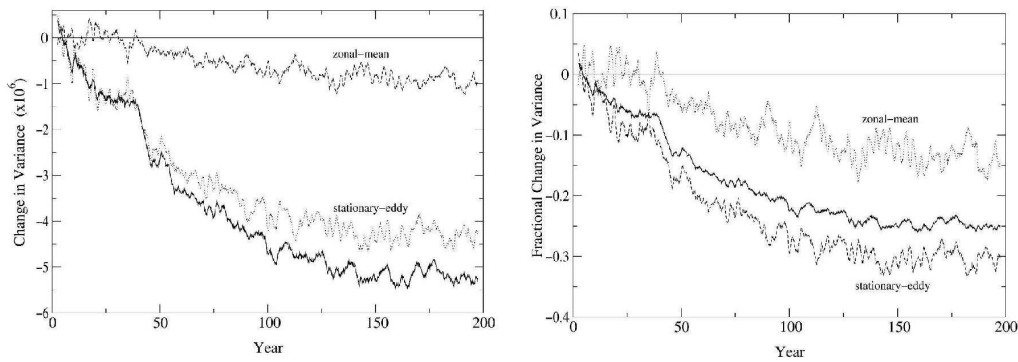


FIG. 2.32 – Série temporelle de la diminution de la variance du flux de masse ascendant à 500 hPa ω_{500}^+ , en valeur absolue (à gauche) et en valeur relative (à droite). Les composantes zonales et stationnaires sont montrées en pointillées et en tirets respectivement. A partir de Held and Soden (2006), pour une simulation du GCM GFDL2.1 lors du scénario SRES A1B.

a aussi été diagnostiqué en changement climatique (IPCC, 2007), surtout dans l'hémisphère Sud. Les jets subtropicaux ont été décrits plus forts dans les expériences CMIP2 (AOGCM du Troisième Rapport d'Évaluation (TAR)) (Raisanen, 2003).

La course des tempêtes est aussi déplacée vers les pôles lors du climat futur des AOGCMs de l'AR4, (Yin, 2005), car les changements des gradients méridiens de SST sont responsables d'un déplacement vers le nord des zones de forte baroclinicité. Les déplacement vers les pôles des jets, des cellules de Hadley et des courses des tempêtes sont dus aux changements de la stabilité statique affectant les gradients de température en altitude et la hauteur de la tropopause, via la convection dans les tropiques.

2.6 Synthèse

Lors de ce chapitre d'introduction nous avons présenté la circulation de générale de l'atmosphère à l'aide des lois de conservations du moment cinétique et de l'énergie.

Il apparaît sur Terre deux zones climatiques distinctes :

- les tropiques où la circulation méridienne est importante dans sa composante moyenne. La circulation de Hadley réalise alors la majeure partie des transports d'énergie et de moment cinétique vers les pôles.
- les moyennes latitudes où les ondes planétaires et les tourbillons transitoires, par leurs structures, transportent énergie et moment cinétique vers les pôles.

La circulation générale de l'atmosphère aux tropiques a ensuite été présentée, la théorie de la circulation méridienne de Hadley a été résumée. Si on arrive bien à comprendre la circulation de Hadley dans les modèles simple et de complexité intermédiaire, il reste de nombreuses questions parmi lesquelles :

1. Qu'est-ce qui détermine l'extension méridienne de la circulation de Hadley ?
2. Quelles sont les interactions entre les cellules de Hadley et les perturbations baroclines des moyennes latitudes ?
3. Qu'est-ce qui contrôle l'intensité de la circulation de Hadley dans le climat ?

Des observations de la circulation de l'atmosphère nous montre que, dans le climat récent :

- la circulation de Hadley augmente lors des événements El Niño,
- la circulation de Hadley s'intensifie sur la période 1979-2003,
- la circulation de Walker diminue sur la période 1961-2000.

Ces observations restent contestées comme il existe peu de jeu de données complet des vents dans l'atmosphère. La plupart des résultats utilisent des réanalyses, or les réanalyses montrent peu d'accord entre elles.

La circulation de grande échelle est pourtant importante comme elle assure les interactions entre les régions ascendantes et les régions subsidentes.

Les GCMs, lors du changement climatique, montrent en moyenne un affaiblissement de la circulation de grande échelle tropicale, car la stabilité statique de l'atmosphère augmente fortement en climat futur. De plus, le déplacement en hauteur de la tropopause déplace vers les pôles les cellules de Hadley et les jets subtropicaux. Il reste cependant beaucoup de questions :

1. Quelle est la relation entre les changements tropicaux et les changements affectant les moyennes latitudes ?
2. Est-ce que les changements d'aire relative entre zones convectives et subsidentes sont importantes pour la variation des circulations grande échelle ?
3. Pourquoi la circulation de Walker diminue plus encore que la circulation de Hadley ?
4. Est-ce que les modifications de circulation générale de l'atmosphère modifient les rétroactions climatiques ?
5. Comment expliquer le déplacement des cellules de Hadley lors du climat futur ?

Chapitre 3

La circulation atmosphérique de grande échelle et son changement dans les GCMs

Sommaire

3.1	Introduction	53
3.2	Résumé de l'article	54
3.3	Data and methods	55
3.4	Hadley circulation and its variation in the AR4 AOGCM global warming simulation	56
3.5	Mechanism of tropical circulation change in IPSL-CM4	68
3.6	Discussion	81
3.7	Diagnostics complémentaires sur la circulation de Hadley des GCMs couplés	82
3.8	Mécanismes de changement de la circulation tropicale dans les AOGCMs .	87
3.9	Le déplacement des jets et des circulations tourbillonnaires dans un AOGCM100	
3.10	Synthèse	107

3.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la circulation de grande échelle tropicale est un élément-clé du climat tropical. Son couplage avec les processus radiatifs, convectifs, nuageux et turbulents joue un rôle majeur sur le climat tropical.

Le point de départ choisi a été en toute logique l'utilisation de modèles de circulation générale couplés (AOGCM) pour l'analyse de simulation de la circulation grande échelle tropicale dans des simulations d'augmentation des concentrations des gaz à effets de serre. Ces AOGCMs constituent nos meilleures estimations de ce que sera le changement climatique. Cependant, les AOGCMs sont entachés des erreurs dues à la paramétrisation des phénomènes physiques de petite échelle.

Il a été bien établi par l'analyse de GCMs atmosphériques que la circulation de grande échelle tropicale s'affaiblissait lors du changement climatique (Knutson and Manabe, 1995; Sugi et al., 2002). En effet, l'augmentation de la stabilité statique de l'atmosphère est plus forte que l'augmentation du refroidissement radiatif, impliquant un ralentissement de la subsidence de l'air tropical (voir section 2.5.4). Un ralentissement de la circulation longitudinale, c'est à dire la circulation de Walker, est bien visible sur des observations de pression de surface (Vecchi and Soden, 2007; Vecchi et al., 2006).

Bien que la circulation méridienne, encore appelée la circulation de Hadley, est censée s'affaiblir en conséquence d'une augmentation des gaz à effet de serre, Held and Soden (2006); Vecchi and Soden (2007) ont montré que les GCMs de l'AR4 ne montraient qu'une très faible diminution

de leur circulation de Hadley en intensité lors de simulations historiques. En revanche, la position des cellules de Hadley révèle des déplacements importants :

- dans les simulations de changement climatique des GCMs (Lu et al., 2007)
- dans les observations micro-onde MSU de la période récente (Fu et al., 2006).

Ce déplacement a été interprété par les changements de stabilité statique affectant la troposphère tropicale lors du changement climatique. La tropopause se déplace alors plus haut en altitude, et pousse vers les pôles les ondes baroclines (Lu et al., 2007).

Dans ce chapitre, nous allons tenter de diagnostiquer les changements de la circulation de Hadley en terme d'intensité de déplacement vers les pôles, pour vérifier les résultats précédents. De plus, nous proposons de quantifier ces changements sur les simulations CMIP 3 de l'AR4.

Les sections 3.3 à 3.6 ont été rédigées en anglais, afin de constituer un article, ayant déjà fait l'objet d'une soumission à *tellus A* et dont la section 3.2 est un résumé. Les sections 3.7 et 3.8 viennent compléter les sections 3.4 et 3.5 sur l'intercomparaison des modèles AR4. Dans une dernière partie nous allons plus particulièrement étudier les déplacements des structures dynamiques, en restreignant notre étude au seul modèle couplé IPSL-CM4.

3.2 Résumé de l'article

Après une introduction restituant le contexte scientifique, une analyse de la circulation de grande échelle tropicale des modèles couplés est proposée. Cette analyse se base sur certaines caractéristiques de la circulation méridienne de l'atmosphère :

- La forme de la **fonction de courant méridienne**,
- L'**intensité** de la circulation de Hadley mesurée par le maximum d'intensité de la fonction de courant méridienne,
- L'**extension** en latitude de la circulation de Hadley, donnée par la latitude où la fonction de courant s'annule.

La circulation atmosphérique de grande échelle est évaluée dans deux simulations CMIP 3 :

- une simulation ayant des conditions équivalentes au climat actuel,
- une simulation d'un doublement de la concentration en CO₂.

Il est frappant de voir que les modèles couplés montrent peu d'accord entre eux dans la simulation de l'intensité et de l'extension de la circulation de Hadley pour la simulation équivalente au climat actuel.

Si on regarde les conséquences d'un doublement du CO₂, les changements de circulation de Hadley peuvent se résumer ainsi :

- La circulation de Hadley s'affaiblit en moyenne de 3% pour DJF et de 5% pour JJA mais ce changement est faiblement significatif car les modèles montrent une forte dispersion dans leurs réponses en changement climatique.
- Les cellules de Hadley s'étendent vers les pôles. L'extension vers les pôles de la cellule de Hadley d'hiver est de 0.4° et 0.9°, pour l'hémisphère Nord et l'hémisphère Sud respectivement.

Afin d'expliquer ces changements, les résultats du modèle couplé IPSL-CM4 sont étudiés avec plus de détails. Le modèle IPSL-CM4 montre une réponse en changement climatique cohérente avec les autres modèles de l'AR4 pour l'hiver austral JJA. En revanche, lors de l'hiver boréal DJF, le GCM IPSL-CM4 montre une légère amplification de l'intensité des cellules de Hadley accompagnée par peu de modifications dans leurs extensions.

Les équations du mouvement et thermodynamique sont utilisées pour diagnostiquer dans IPSL-CM4 les changements accompagnant l'extension vers les pôles et l'affaiblissement de la circulation de Hadley.

L'extension vers les pôles des cellules de Hadley lors de la saison JJA, est clairement liée à des changements des tourbillons transitoires.

Ensuite, la circulation méridienne est étudiée par le calcul de l'effet de différents termes sur l'intensité de la circulation de Hadley :

1. le refroidissement radiatif,
2. le réchauffement convectif,
3. la stabilité statique,
4. les aires des branches ascendantes et descendantes,
5. les transports de chaleur par les tourbillons transitoires et les ondes stationnaires.

Ces valeurs sont données pour (1) la branche ascendante et (2) la branche descendante de la circulation de Hadley.

Puis, on calcule les conséquences du changement de chacun des différents termes pour comprendre les changements de l'intensité de la circulation de Hadley observés dans les modèles couplés. Nos résultats se résument ainsi :

- Sur la branche subsidente de la circulation de Hadley, l'augmentation de la stabilité statique pilotent les changements de circulation. L'augmentation forte de la stabilité statique est plus forte que l'augmentation du refroidissement radiatif. De plus, nous trouvons que l'aire de la branche subsidente de la cellule de Hadley d'hiver augmente, ce qui tend à diminuer l'effet de la stabilité statique, et à amortir la diminution du flux de masse. Nous trouvons de même que le transport de chaleur vers les pôles diminue légèrement, ce qui diminue légèrement la circulation méridienne.
- Sur la branche ascendante, l'augmentation de la stabilité statique de l'atmosphère diminue fortement que l'intensification du cycle hydrologique. Néanmoins, le plus fort dégagement de chaleur latente amortie fortement la diminution du flux de masse. De plus, l'aire de branche ascendante de la cellule de Hadley d'hiver diminue, ce qui affaiblit aussi la circulation de Hadley.

Dans IPSL-CM4, l'absence de changement affectant la circulation de Hadley, pour DJF, est expliquée par la libération de chaleur latente, qui augmente fortement au niveau des branches ascendantes. Les changements du réchauffement convectif sont interprétés par les changements des conditions de surface.

3.3 Data and methods

Our analysis is based on two different datasets. First, we use the monthly surface pressure and meridional velocity, retrieved from the multi-model dataset of the World Climate Research Programme's (WCRP) Coupled Model Intercomparison Project Phase 3 (CMIP3) (available at <http://www-pcmdi.llnl.gov>). Then, we investigate the detailed daily outputs of the particular IPSL-CM4 AOGCM, including the pressure velocity, the zonal and meridional winds, and the temperature. We also used the monthly vertical profiles of radiative and convective heating from forced simulations by the coupled model outputs.

Outputs from the following models are analyzed : CGCM3.1(T47), CSIRO-Mk3.0, CNRM-CM3, GFDL-CM2.0, GFDL-CM2.1, GISS-EH, GISS-ER, FGOALS-g1.0, INM-CM 3.0, IPSL-CM4, MIROC3.2(hires), MIROC3.2 (medres), ECHAM5/MPI-OM, MRI-CGCM2.3.2, NCAR-CCSM3, NCAR-PCM, UKMO-HadCM3 and UKMO-HadGEM1. We limit our analysis to the model for which the three dimensional datas were available.

We have focused our diagnostics on two simulations that are part of CMIP 3 : (1) a control simulation, referred to later as 1CO₂, where all the greenhouse gases are set to their pre-industrial concentrations and (2) a climate change simulation in response to an idealized 1% yearly increase of the carbon dioxide (CO₂) concentration followed by a 40-year stabilization at a doubled CO₂ concentration (with reference to the pre-industrial level). This second simulation is referred to later as 2CO₂. All the diagnostics in the AOGCM intercomparison part of this paper are applied to the control experiments and to two sequences of 2CO₂ : (i) the last 30 years of the period of 1% yearly atmospheric CO₂ increase (e.g. the transient climate response simulation to which we refer hereafter on as 2CO₂-TCR). (ii) the period of 30 years beginning 40 years after the

CO₂ concentration has been stabilized at this doubled level. We refer to the later as 2CO₂-STA (stabilized simulation). Following the availability of the models outputs, the transient simulation sequence (2CO₂-TCR) is analyzed using all 18 models, but the stabilized simulation sequence (2CO₂-STA) is only analyzed using 14 out of those 18 models.

The pre-industrial control simulation 1CO₂ is not a strict analogous of present day climate, but we do not wish to add another level of complexity. Furthermore, we believe that processes occurring in climatology of the pre-industrial control simulation are equivalent to the ones characterizing present-day climate.

In addition to the model intercomparison we use the IPSL-CM4 for more detailed diagnostics. For technical reasons, detailed IPSL-CM4 AOGCM outputs are studied for a period of 30 years beginning 300 years after the CO₂ concentration has been stabilized at a double level. We refer later to this part of the simulation as 2CO₂-STA'.

The resolution among the models varies from 4° to 1.125° in latitude and 5° to 1.125° in longitude. Our analysis is based on climatological monthly means which cover the whole 1CO₂ simulation and a 30 year period of the 2CO₂ simulation. All the AOGCM results have been interpolated on the same grid for commodity.

A streamfunction ψ defined in a zonally-averaged latitude-height framework is used to characterize the mean meridional circulation of the atmosphere (see Peixoto and Oort (1982); Waliser et al. (1999) for the detailed procedure). As the Hadley cell varies along the seasonal cycle, we focus only on the two extreme seasons, DJF (Northern Hemisphere winter) and JJA (Southern Hemisphere winter), for which the winter Hadley cell is the strongest. The seasonal variations of the Hadley cells and their evolutions at the time of equinoxes are not studied in the present work.

3.4 Hadley circulation and its variation in the AR4 AOGCM global warming simulation

3.4.1 Changes in the pattern of the Hadley circulation

As mentioned above the mean meridional streamfunction ψ is very often used as a proxy to describe the Hadley cells and their evolution. Its distribution, computed from the AR4 multi-model ensemble mean, is displayed with contours in Fig. 3.1, for DJF and JJA. The most remarkable structure is the dominant winter hemisphere Hadley cell extending from about 10° in the summer hemisphere to about 30° in the winter hemisphere.

Although there is a large dispersion among the 14 individual models (see Appendix A), the multi-model ensemble mean gives a fairly realistic Hadley circulation, compared with the diagnostics of Oort and Yienger (1996) from the NCEP reanalysis. Air rises at low latitudes near the ITCZ, and subsides at around 30°N or 30°S. The maximum value of the DJF (JJA) streamfunction is $19.5 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$ ($20.5 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$). We note that the DJF value compares well with the one estimated by Mitas and Clement (2005) in the two reanalysis ERA40 and NECP2, for the period 1979-2003.

Before examining the changes of the mean meridional streamfunction from 1CO₂ to 2CO₂-STA (color shadings in Fig. 3.1), we need to remind that, with our conventions, the streamfunction corresponding to a clockwise circulation is positive, as in the Northern Hemisphere winter cell (in DJF), whereas the streamfunction corresponding to a counter-clockwise circulation is negative, as in the Southern Hemisphere winter cell (JJA). Thus a strengthening of the Hadley cell corresponds to a positive value of the streamfunction change for DJF and a negative value for JJA.

A simple test of the statistical significance is performed. At the first order, the mean climate change of each of the 14 AR4 models of Fig. 3.1 is considered as an independent sample describing climate change. We performed a Student t-test to locate the changes stronger than a 90% level statistical significance, without accounting for the interannual variability of each model. The striped zones in Fig. 3.1 are the regions where the statistical significance given by a Student t-test is larger than the 90% level.

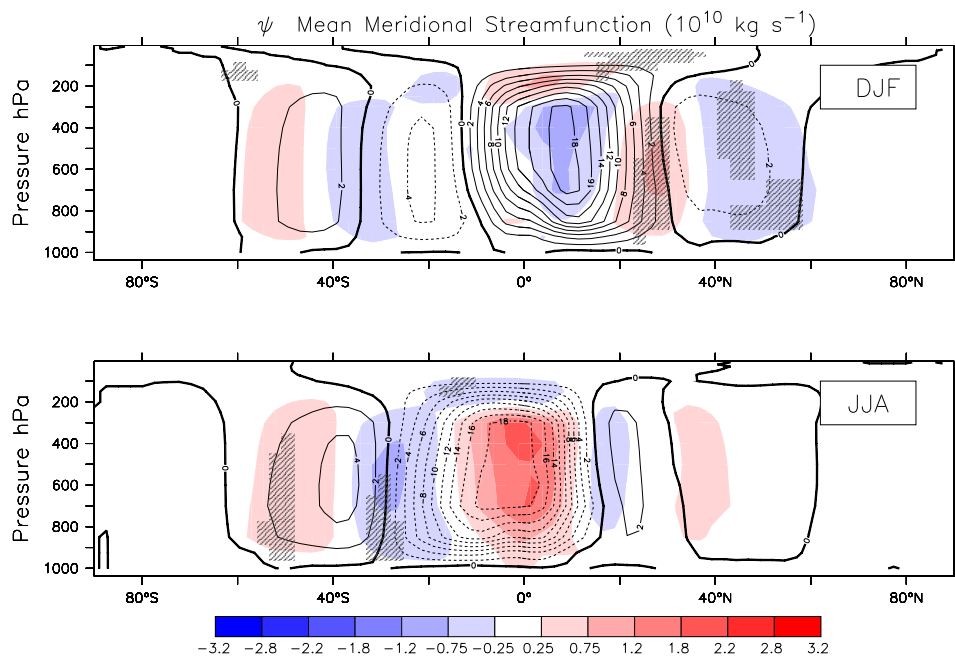


FIG. 3.1 – Mean Meridional streamfunction ($10^{10} \text{ kg s}^{-1}$) for DJF (top) and JJA (bottom) for the pre-industrial 1CO_2 simulation in contour. Contour interval is $2 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$. The difference between the stabilized CO_2 doubling simulation $2\text{CO}_2\text{-STA}$ and the 1CO_2 simulation is displayed in color; the color scale is shown at the bottom of the plots. Diagnostics are computed from the multi-model ensemble mean using 14 the AR4 models. The striped zones are the regions where the level of statistical significance given by a Student t-test is larger than 90%.

The main feature is the negative (positive) zone for DJF (JJA) in the center of the winter Hadley cell, located around 5° in the winter hemisphere. Since, the center of the winter Hadley cell corresponds to the maximum value of the streamfunction, the models tend to show a weakening of the Hadley cell. Indeed, the maximum absolute value of the streamfunction is an integrated indication of the Hadley circulation's intensity, since it is a measure of the total air mass entering the overturning circulation. This weakening of the mean meridional circulation is characterized by a 60% level of statistical significance given by a Student t-test. Thus, the weakening of the Hadley cells is weakly significant. It indicates that the weakening of the Hadley circulation in the AR4 models has a large dispersion.

Apart from the variation in intensity, we can also observe a poleward shift of both the winter and the summer Hadley cells. The poleward shift is diagnosed by a dipole at the edge of the cell. In the winter hemisphere, we diagnose an increase (decrease) zone in DJF (JJA) around 20° to 30° , and a decrease (increase) zone around 40° to 60° . Likewise, the summer Hadley cell poleward shift is seen by the decrease (increase) zone in DJF (JJA) around 30° to 40° . We note that the Northern Hemisphere poleward shift is systematic among the different models and significant for both DJF and JJA, as indicated by the striped zones. This shift is a manifestation of a poleward extension of the Hadley cell's extratropical limit. The poleward shift of the Hadley cell was demonstrated to be a robust feature affecting the tropical circulation and the extension of subtropical dry zones (Lu et al., 2007).

Other changes can also be observed in Fig. 3.1. In the upper part of the winter Hadley cell, a positive (negative) change is diagnosed for DJF (JJA). This corresponds to an upward shift of the Hadley cell. This shift is statistically significant at the 90% level at the poleward edge of the winter Hadley cell, as seen by the striped zone on Fig. 3.1. The upper boundary of the Hadley cell corresponds to the tropopause of the atmosphere. Both the tropopause and the upper boundary of the Hadley cells rise in a warmer climate. This signal is very robust and agrees with many studies

concerning the upward shift of the tropopause (Santer et al., 2003). The vertical extension of the tropopause is believed to be a consequence of surface temperature and the lapse rate change under global warming.

Regarding the ascending branch of the Hadley cell, Fig. 3.1 does not show any systematic changes. The ascending branch of the Hadley cells is located at the position of the Intertropical Convergence Zone (ITCZ). It indicates that the mean latitude of the ITCZ is unchanged under global warming conditions.

The changes among the 14 AR4 coupled GCM used for the results of Fig. 3.1 are given to illustrate the spread of the climate change of the Hadley circulation. Figure 3.2 gives the basic value of the mean meridional streamfunction for the Northern Hemisphere winter (DJF), for the control simulation (1CO_2) in contour and for the changes $2\text{CO}_2\text{-STA} - 1\text{CO}_2$ in color shades. Figure 3.3 is the same as Fig. 3.2 but for JJA, Southern Hemisphere winter.

We can note that the coupled GCMs display a wide range of shapes in the 1CO_2 simulation (contour), for the Hadley winter cells. For instance, the pressure level of the streamfunction maximum absolute value is poorly constrained.

The changes in the $2\text{CO}_2\text{-STA}$ simulation, shown in color shade show a wide range of response. The low level of statistical significance of the Hadley cells weakening is a consequence of this strong dispersion of the climate changes responses.

In the following section, we present more quantitative diagnostics concerning both the intensity and the extension of the Hadley circulation.

3.4.2 Changes in the strength of the Hadley circulation

In the following, we choose to focus our study on the winter Hadley cells and let aside the summer Hadley cell. The winter Hadley cell constitutes a major structure in the tropical atmosphere. Thus, the winter Hadley cells changes are thought to be critical for tropical climate, and the summer Hadley cells changes are let for further work.

As mentioned earlier, the maximum absolute value of the mean meridional streamfunction is an integrated measure of the intensity of the Hadley circulation. Figure 3.4 is an illustration of the maxima ψ_{DJF} and ψ_{JJA} of the streamfunction absolute value changes with global warming in the CO_2 doubling simulations, for DJF and JJA. As we choose to represent the absolute value of the streamfunction, only positive values are computed. Moreover, numerical values of the streamfunction maxima and minima, with the standard deviations among the AR4 AOGCM, are given in Table 3.2.

In Fig. 3.4, the dispersion among the GCMs, shown by the main bars, is large with a standard deviation of $2.8 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$ and $4.6 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$ for DJF and JJA respectively. As an illustration, the JJA Hadley cell strength ψ_{JJA} of the 18 AR4 models used varies within a range from $15.9 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$ to $28.3 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$. The ability of the GCMs to represent the Hadley cell strength for DJF was examined by Mitas and Clement (2006) and was shown to vary with the various representations of the stability of the tropical troposphere. Nevertheless, the consequences of considering different basic states of the Hadley circulation, and their implication for climate sensitivity are still unclear, as no precise observations of the Hadley cells are available. The best measures available are provided by the reanalysis datasets, with a very different Hadley cell strength for the NCEP and the ERA40 reanalysis (Mitas and Clement, 2006).

The Hadley cells strength for $2\text{CO}_2\text{-TCR}$ and $2\text{CO}_2\text{-STA}$ are given by triangles and circle respectively in Fig. 3.4. Quantitative values of the mean change and its spread among the AR4 models, are reported in Table 3.2. The weakening of the Hadley circulation under global warming is of the order 4% for both DJF and JJA season. The changes of two period $2\text{CO}_2\text{-TCR}$ and $2\text{CO}_2\text{-STA}$ are quite similar. Nevertheless, we note that in the $2\text{CO}_2\text{-STA}$ simulation, the JJA Hadley cell weakens by 5% and the DJF cell weakening is smaller (3.5%). The weakening is more important than the inter-model standard deviation for $2\text{CO}_2\text{-STA}$.

The inter-model dispersion is an important indicator but does not seem an appropriate refe-

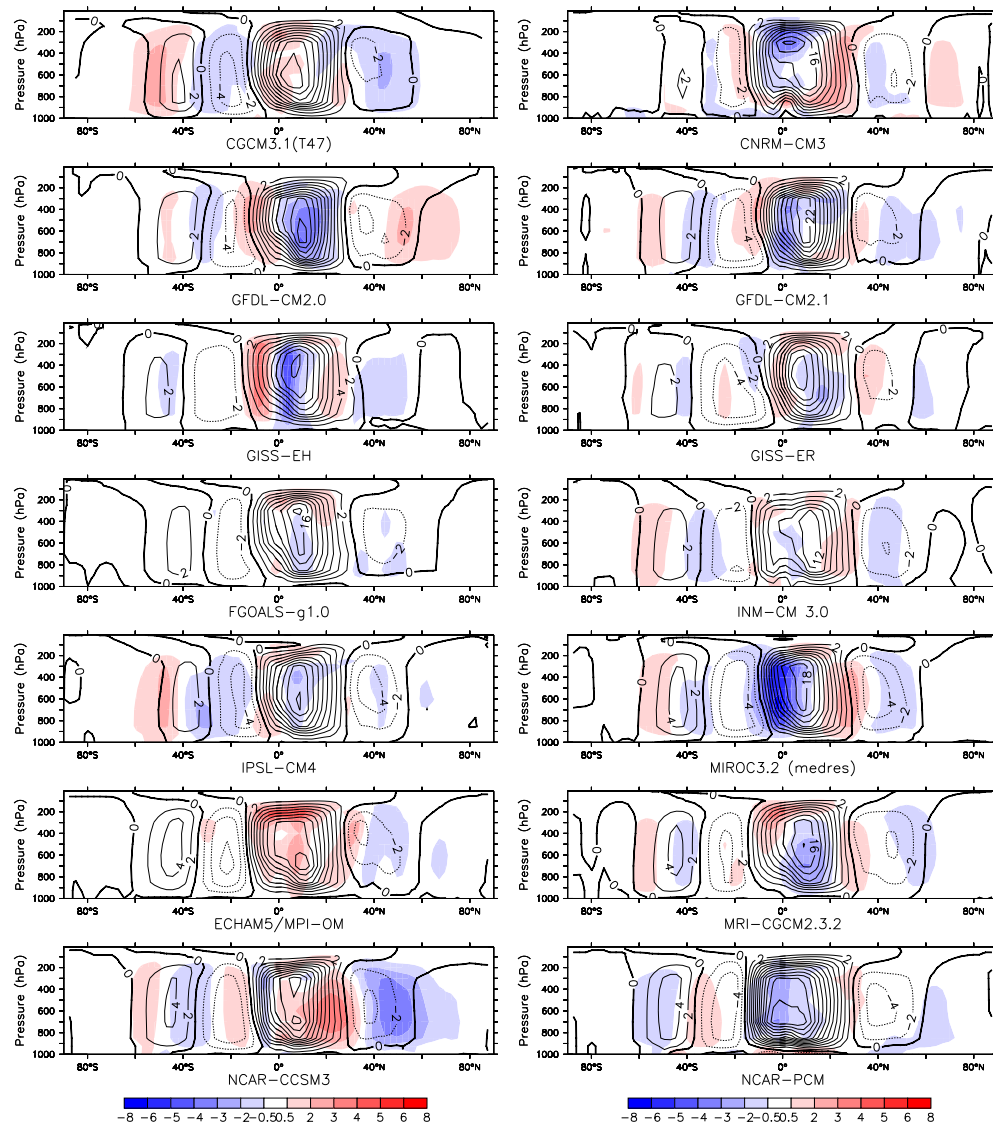


FIG. 3.2 – Mean Meridional streamfunction ($10^{10} \text{ kg s}^{-1}$) during DJF, for the pre-industrial control simulation (1CO_2) in contour. Contour interval is $2 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$. The differences between the 2CO_2 -STA simulation and the 1CO_2 simulation are displayed in color. The color scale is shown at the bottom. The 14 models shown correspond to those used for the multi-model ensemble mean in Fig. 3.1.

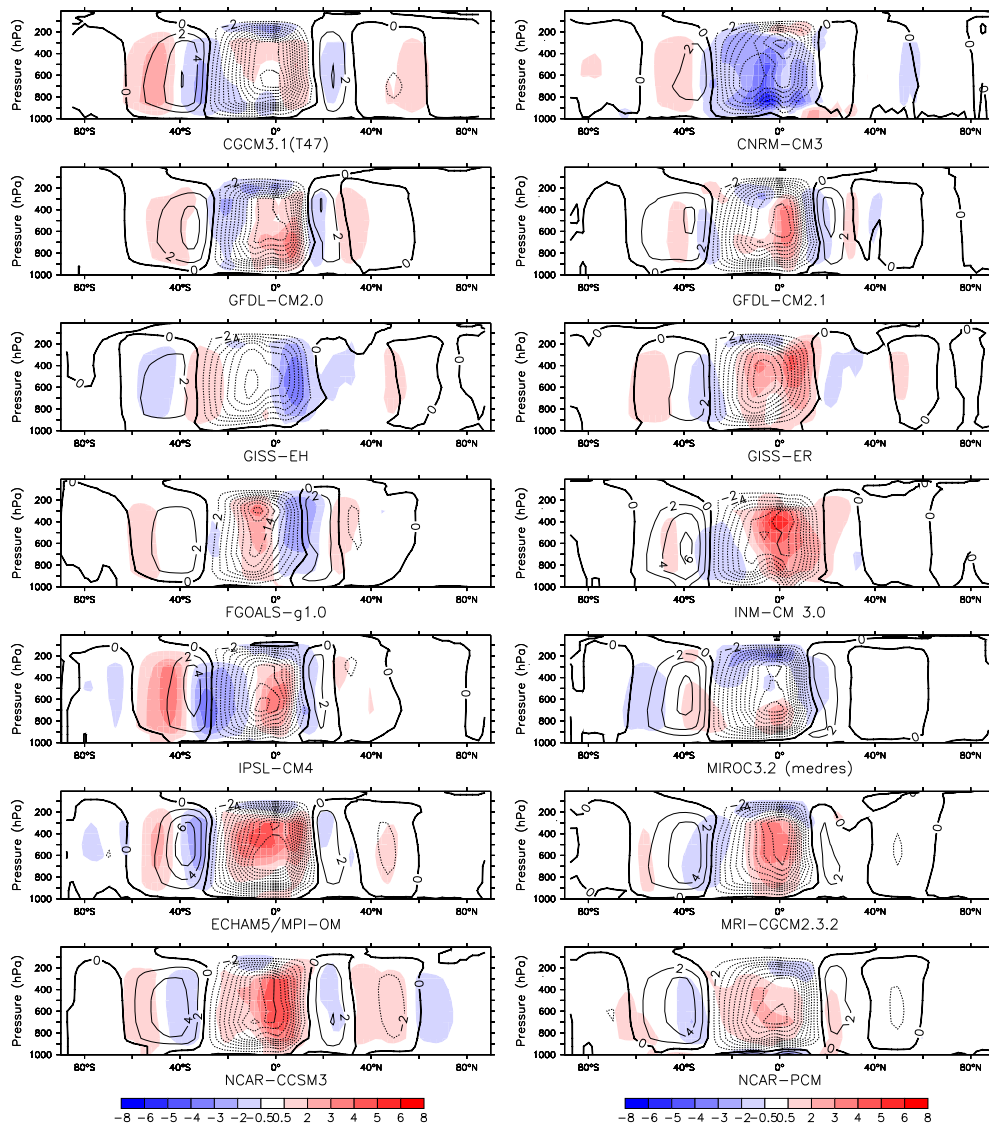


FIG. 3.3 – Same as Fig. 3.2 but for JJA.

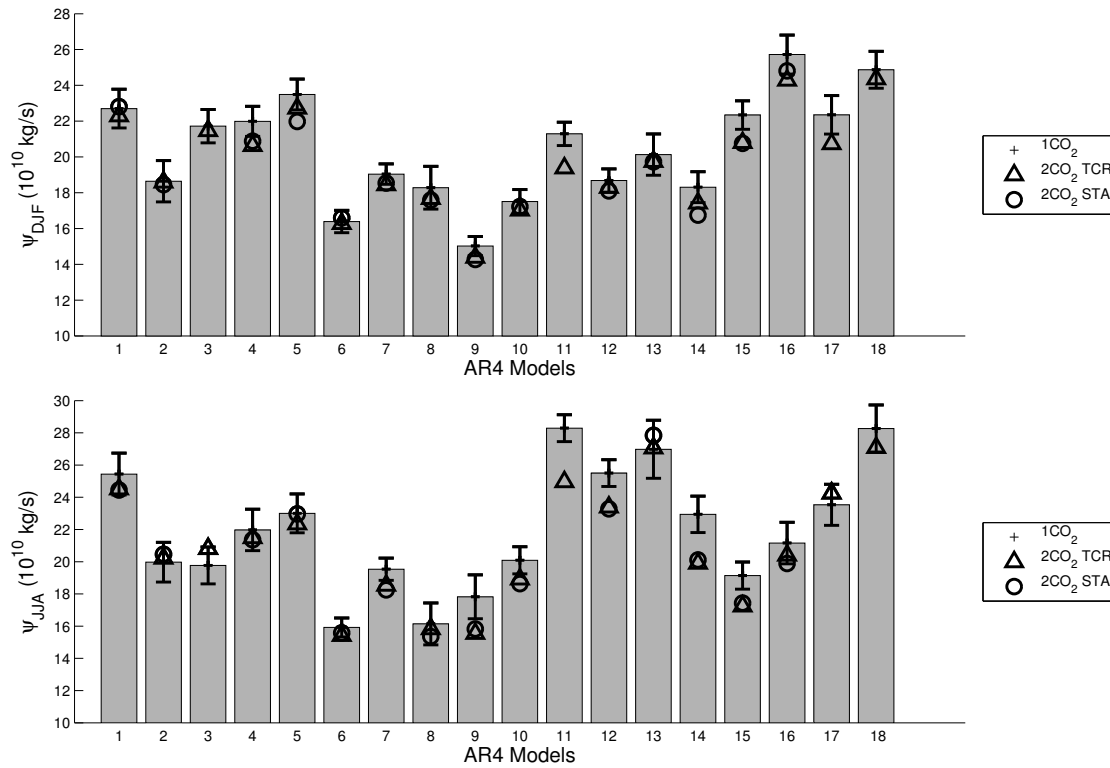


FIG. 3.4 – Strength of the Hadley cell (in 10^{10} kg s⁻¹), characterized by the maximum stream-function absolute values ψ_{DJF} (top) and ψ_{JJA} (bottom), for each of the AR4 models. Main bars represent the mean of the 1CO₂ simulation. Error bar represent the standard deviation due to interannual variability. Results from 2CO₂-STA and 2CO₂-TCR are given by a triangle and a circle respectively. The AOGCM used are : 1 :CGCM3.1(T47), 2 :CSIRO-Mk3.0, 3 :CNRM-CM3, 4 :GFDL-CM2.0, 5 :GFDL-CM2.1, 6 :GISS-EH, 7 :GISS-ER, 8 :FGOALS-g1.0, 9 :INM-CM 3.0, 10 :IPSL-CM4, 11 :MIROC3.2(hires), 12 :MIROC3.2 (medres), 13 :ECHAM5/MPI-OM, 14 :MRI-CGCM2.3.2, 15 :NCAR-CCSM3, 16 :NCAR-PCM, 17 :UKMO-HadCM3 and 18 :UKMO-HadGEM1.

TAB. 3.1 – Linear trend (10^9 kg s^{-1} per decade) in Hadley circulation strength, measured as the maximum value of the streamfunction absolute value ($\max(|\psi|)$). The trends are computed for 150 years of the 1CO_2 simulation, and for the 70 years of 1% yearly CO_2 increase of the 2CO_2 simulation. The level of significance accounting for temporal autocorrelation in the time series, following the methodology of Santer et al. (2000) with adjusted standard error and degree of freedom, is given for each trend. (*) We note that for UKMO-HadCM3, the time series analyzed for 1CO_2 is only 50 years long, so the strengthening trend in the 1CO_2 simulation is unlikely to be representative.

	1CO_2				$2\text{CO}_2 (+1\%/yr \text{CO}_2)$			
	DJF		JJA		DJF		JJA	
	trend	sign.	trend	sign.	trend	sign.	trend	sign.
CGCM3.1(T47)	+0.61	99 %	-0.75	99 %	+0.08	27 %	-2.98	100 %
CNRM-CM3	+0.03	12 %	+0.23	78 %	-1.58	100%	-2.11	100 %
CSIRO-Mk3.0	+0.09	37 %	-0.10	33 %	-1.16	99 %	+0.17	52 %
GFDL-CM2.0	+0.35	98 %	-0.11	41 %	-1.87	100%	-1.13	99 %
GFDL-CM2.1	-0.09	48 %	-0.03	12 %	-1.85	100%	-0.93	99 %
GISS-EH	+0.36	98 %	+0.23	99 %	-0.71	99 %	-0.10	100 %
GISS-ER	+0.08	57 %	+0.07	40 %	-0.00	2 %	-0.90	100 %
FGOALS-g1.0	+0.15	61 %	+0.19	76 %	+0.04	13 %	-0.78	99 %
INM-CM3.0	+0.10	59 %	-0.31	86 %	-1.36	100%	-2.67	100 %
IPSL-CM4	-0.07	30 %	-0.32	96 %	+0.66	98 %	-1.13	100 %
MIROC3.2(hires)	-0.08	44 %	-0.60	99 %	-0.94	100%	-3.87	100 %
MIROC3.2(medres)	+0.09	51 %	+0.21	85 %	-1.40	100%	-3.32	100 %
ECHAM5/MPI-OM	-0.16	35 %	+0.41	82 %	+0.69	74 %	-0.55	85 %
MRI-CGCM2.3.2	-0.07	30 %	-0.05	19 %	-1.58	100%	-2.55	100 %
NCAR CCSM3	+0.06	28 %	+0.04	27 %	-2.45	100%	-0.66	99 %
NCAR PCM	+0.28	92 %	-0.44	96 %	-0.89	99 %	-1.30	100 %
UKMO-HadCM3	+2.77*	100* %	-1.51	99 %	-2.10	100%	+2.32	99 %
UKMO-HadGEM1	-0.29	68 %	-0.52	91 %	-0.62	73 %	-1.80	99 %

rence to test the statistical significance of the changes in Hadley cells intensity in each model. Better references are constructed on the interannual variability of each individual GCM.

Without performing a formal test of the statistical significance, we display the interannual standard deviation of the Hadley cell strength for each individual GCM in the control 1CO_2 simulation, in the form of error bars in Fig. 3.4. It appears that the Hadley cells for each GCM are rather stable. For most of the models the interannual variability has the same order of magnitude as the climate change signal. Some models have a climate change signal stronger than their interannual variability.

In addition to the previous diagnostics, we investigate the time series of the Hadley circulation strength of the 1CO_2 and 2CO_2 simulation, for the DJF and JJA seasons. For 1CO_2 , the trends of the pre-industrial control simulation is computed for a 150-year period. For 2CO_2 , the trends are computed over the 70 years of 1% yearly CO_2 increase. Following the methodology of Mitas and Clement (2006), the trends are estimated using a linear least squares regression. The significances of the trends are computed accounting for temporal autocorrelation in the time series with adjusted standard error and degree of freedom, using the methodology given in Santer et al. (2000).

Table 3.1 gives the trends and their level of significance among the AR4 coupled GCM. Most models show a weakening of the Hadley cells during the period of CO_2 increase. For DJF, 14 models out of 18 show a significant weakening. For JJA, 16 models out of 18 also show a significant

weakening. The weakening of the Hadley cells has a level of significance usually stronger than 99%. Most of the models do not show any significant trend for the 1CO₂ simulation.

Figures 3.5 and 3.6 show the time series for DJF and JJA, in the 1CO₂ and 2CO₂ simulations. The linear trend is shown in dashed line.

Most of the models show a weakening of the mean meridional circulation, for DJF and JJA, in the period of the CO₂ increase in the atmosphere. At the opposite, no trend is clearly seen in the pre-industrial control simulation (1CO₂).

The values of the trend and their significances correspond to the values given in Tab. 3.1.

In summary, the AR4 GCMs show a general reduction of the winter-hemisphere Hadley cell circulation intensity, which is particularly remarkable for JJA in the 2CO₂-STA period. The weakening is of the same order in the CO₂ stabilization (2CO₂-STA) and in the transient climate response (2CO₂-TCR). This reduction is consistent with the study of Vecchi and Soden (2007) who used the convective mass flux as their diagnostic variable and showed a robust and systematic decrease of the large scale tropical circulation robust and systematic. Our results also show the robustness of those effects as the streamfunction maximum is another indicator of the large scale tropical circulation.

Furthermore, the streamfunction gives an indication only on the Hadley circulation, while the upward mass flux integrates both the meridional and longitudinal circulations. The Hadley circulation forms a closed circulation system in the tropics, and some parts of the tropical changes, as the changes in the geometry of the Hadley cells, are diagnosed by the mean meridional streamfunction.

3.4.3 Changes in the Hadley cell extension and size

To define the Hadley cell extension, we use the latitude at which the streamfunction takes the value 0.0, interpolated on the latitude grid, at the pressure level of 500hPa. For both DJF and JJA, the streamfunction at 500hPa reaches the value 0.0 at three points between 45°N and 45°S : two at the extratropical edge of the Northern and Southern Hemisphere cells, and one between the two cells. The latitude of the extratropical boundary of the Northern and Southern Hemisphere Hadley cell is referred to as λ_N and λ_S respectively. λ_{Eq} refers to the boundary between the Northern and Southern Hemisphere cells.

These limits are computed for the winter cells only, as the winter cells are stronger than the summer cells and may have greater consequence on climate. In Fig. 3.7, the equatorward λ_{Eq} and the poleward λ_N (λ_S) positions of the winter cells are displayed for all the analyzed AR4 simulations, for DJF (JJA). Continuous and dashed lines show the positions of the winter Hemisphere Hadley cells for each GCM during DJF and JJA. The interannual variability of each model for the 1CO₂ simulation is shown by the error bars. Quantitative values of the mean Hadley cell positions averaged among the AR4 model, and the standard deviation between the models is given in Table 3.2.

For the CO₂ simulation, the spread of the diagnosed Hadley cell position is large, but we can not assess what model is better as no direct observations of the Hadley cells are available. The inter-model standard deviation among the individual AOGCM is 1.6° and 0.9° for the extratropical boundary of the DJF and JJA Hadley cell. The spread of the equatorward position between the two cells is even larger with 2.3° and 1.8° for the standard deviation. The spread of λ_{Eq} may come from the bias affecting the shape and the position of the ITCZ among the AR4 models. But the spread of λ_N and λ_S is less known ; the ability of the GCMs to simulate these value is linked to the position of the jet stream.

The value of the DJF and JJA winter cell boundaries for 2CO₂-TCR and 2CO₂-STA is given by triangles and circles respectively for each individual GCM on Fig. 3.7. Quantitative values and relative changes compared to the 1CO₂ simulation are reported in Table 3.2. We can see a northward (southward) shift of the limits λ_N (λ_S), for DJF (JJA), which is consistent with the features shown in Fig. 3.1. The descending branch of the JJA Hadley cell shows a more important

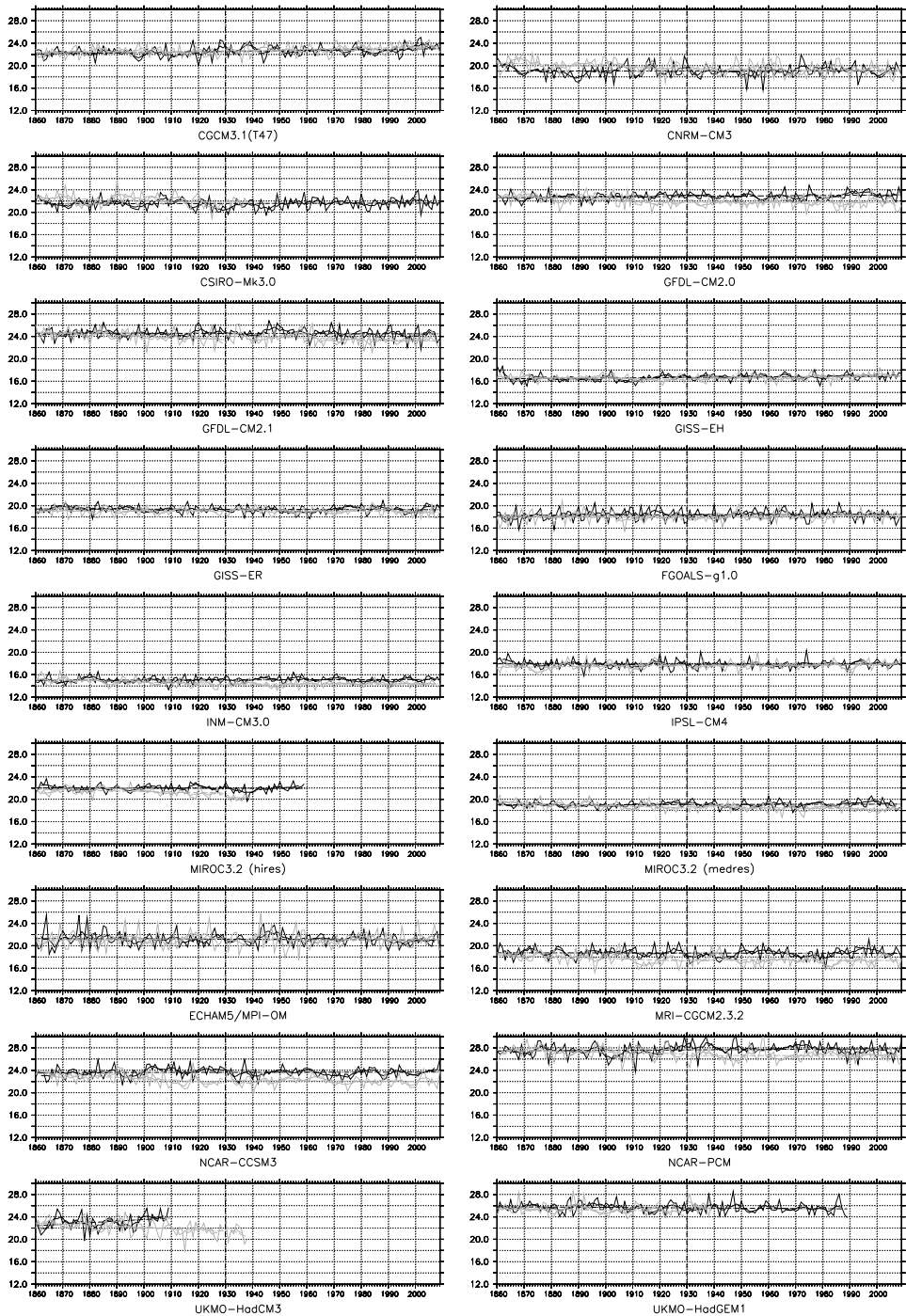


FIG. 3.5 – Time series of the maximum value of the mean meridional streamfunction among the AR4 models, for DJF. The two black curves indicate the value for the pre-industrial control simulation (1CO_2), first without any smoothing, and then smoothed with a 5 year running mean. The dashed black curve show the linear regression curve. The gray curve indicates the same curves but for the 2CO_2 simulation. The thick dashed vertical line indicated the time of the stabilization of the CO_2 concentration. The time axis is arbitrary chosen for a beginning of the simulation at the year 1860.

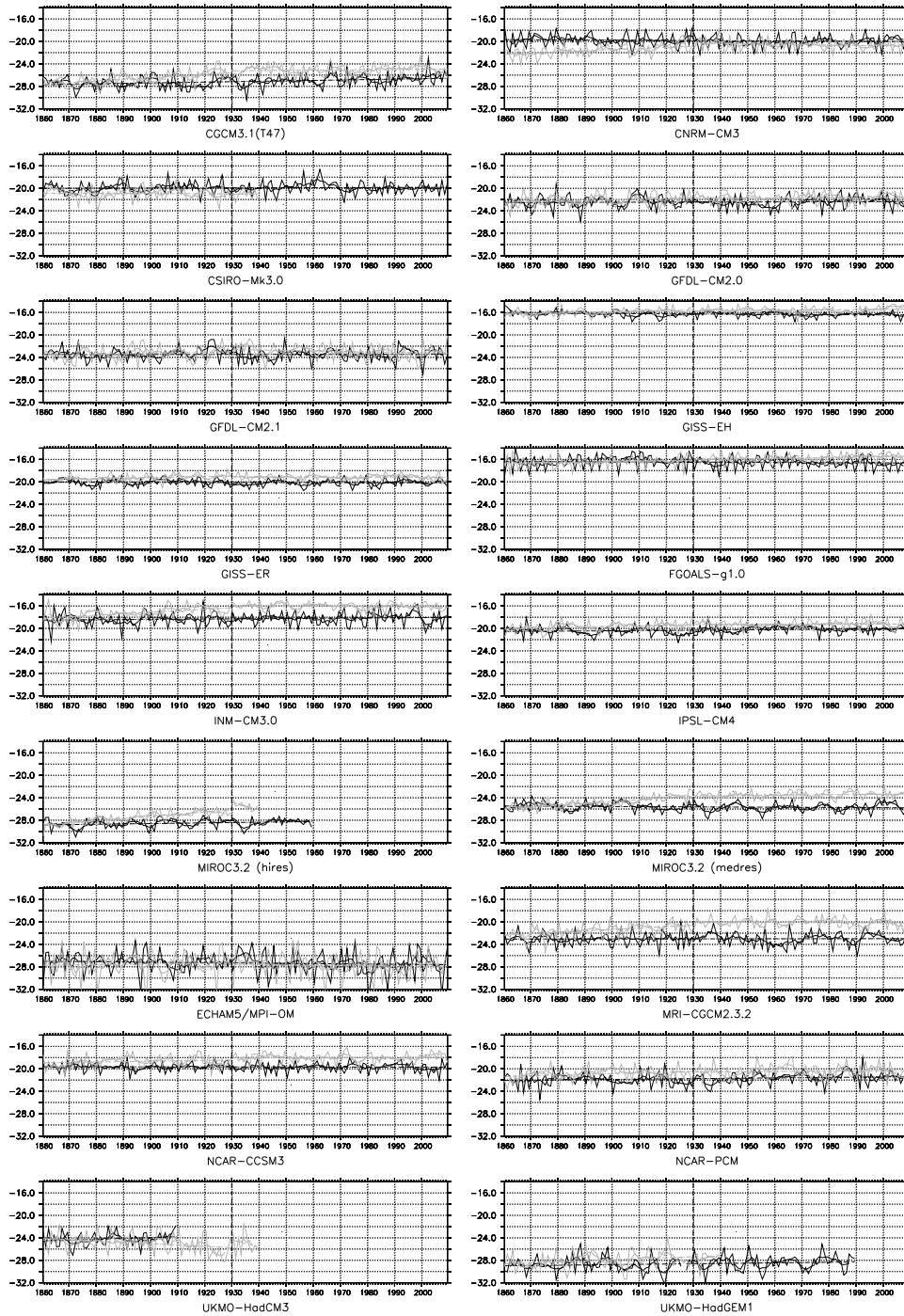


FIG. 3.6 – Same as Fig. 3.5 for JJA.

TAB. 3.2 – Hadley circulation characteristics of the AR4 multi-model ensemble mean : ψ_{DJF} and ψ_{JJA} are the maximum absolute values of the mean meridional streamfunction, for the DJF and JJA season. λ_N , λ_S and λ_{Eq} are the positions of the Hadley cells. $|\lambda_N - \lambda_{Eq}|$ and $|\lambda_S - \lambda_{Eq}|$ are the net width of the winter Hadley cells. The values are averaged values among the AR4 models. For $1CO_2$, σ indicates the inter-model standard deviation. For $2CO_2$ -TCR and $2CO_2$ -STA, Δ and $\sigma(\Delta)$ indicate the variation Δ compared to $1CO_2$ simulation and the inter-model standard deviation of this variation, respectively.

	1CO ₂		2CO ₂ -TCR			2CO ₂ -STA		
	Mean	σ	Mean	Δ	$\sigma(\Delta)$	Mean	Δ	$\sigma(\Delta)$
$\psi_{DJF} 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$	20.5	± 3.0	19.7	-3.7%	$\pm 2.4\%$	19.2	-3.4%	$\pm 2.8\%$
$\psi_{JJA} 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$	-22.0	± 3.4	-21.0	-4.4%	$\pm 5.2\%$	-20.1	-4.9%	$\pm 4.7\%$
λ_N DJF	29.1°N	$\pm 1.6^\circ$	29.5°N	0.4°Nwrđ	$\pm 0.3^\circ$	29.9°N	0.4°Nwrđ	$\pm 0.4^\circ$
λ_S JJA	29.4°S	$\pm 0.9^\circ$	29.4°S	0.8°Swrđ	$\pm 0.3^\circ$	29.5°S	0.9°Swrđ	$\pm 0.3^\circ$
λ_{Eq} DJF	13.1°S	$\pm 2.3^\circ$	12.6°S	0.5°Nwrđ	$\pm 0.4^\circ$	12.4°S	0.6°Nwrđ	$\pm 0.4^\circ$
λ_{Eq} JJA	15.2°N	$\pm 1.8^\circ$	15.0°N	0.2°Swrđ	$\pm 0.6^\circ$	14.8°N	0.3°Swrđ	$\pm 0.6^\circ$
$ \lambda_N - \lambda_{Eq} $ DJF	42.2°	$\pm 3.0^\circ$	42.1°	-0.1°	$\pm 0.5^\circ$	42.3°	-0.3°	$\pm 0.4^\circ$
$ \lambda_S - \lambda_{Eq} $ JJA	43.7°	$\pm 2.4^\circ$	44.3°	+0.6°	$\pm 0.6^\circ$	44.3°	+0.5°	$\pm 0.6^\circ$

poleward shift than the DJF cell, and the poleward shift reaches 0.9° in JJA for $2CO_2$ -STA. For JJA, we note that most of the models show a poleward extension stronger than their interannual variability. The two sequences of the $2CO_2$ simulation, $2CO_2$ -TCR and $2CO_2$ -STA, show similar changes.

The boundary between the two Hadley cells (λ_{Eq}) also shows a shift toward the equator, and the winter Hadley cell penetrates less deeper into the summer Hemisphere. The shift of λ_{Eq} is in stronger in DJF than in JJA, and is about half a degree. However the changes of λ_{Eq} are less significant as the models show a poor agreement in the value for the control simulation. Furthermore, the changes are smaller than the interannual variability of each GCM (Fig. 3.7).

The width of the Hadley circulation can be computed $|\lambda_N - \lambda_{ITCZ}|$ ($|\lambda_S - \lambda_{ITCZ}|$) for DJF and JJA respectively. Results are given in Table 3.2. In $2CO_2$ -STA, it reveals a widening of the Hadley cells of 0.6° for JJA, and a weak shrinking of 0.3° for DJF. In JJA, a strong poleward shift of the descending branch come together with a weaker shift of the ascending branch, and the Hadley cell widens. In DJF, the subsiding branch shifts less than the ascending branch, resulting in a net shrinking.

The results concerning the poleward shift agree well with the recent findings of Lu et al. (2007) who used the same parameter, the zero-value of the streamfunction, but in the CMIP3 scenario simulations. CO_2 doubling simulations have thus the same characteristics as the scenario simulations, in terms of the Hadley cell extension.

In summary, our results provide evidence that the Hadley cells extend poleward in the CMIP3 CO_2 doubling simulations, and that the shift is more pronounced for the Southern Hemisphere. Furthermore, our diagnostic of the equatorward boundary of the Hadley cell also reveals some equatorward shift.

In the following, the mechanisms responsible for these changes are investigated using a more advanced diagnostic methodology, applied to only one coupled model.

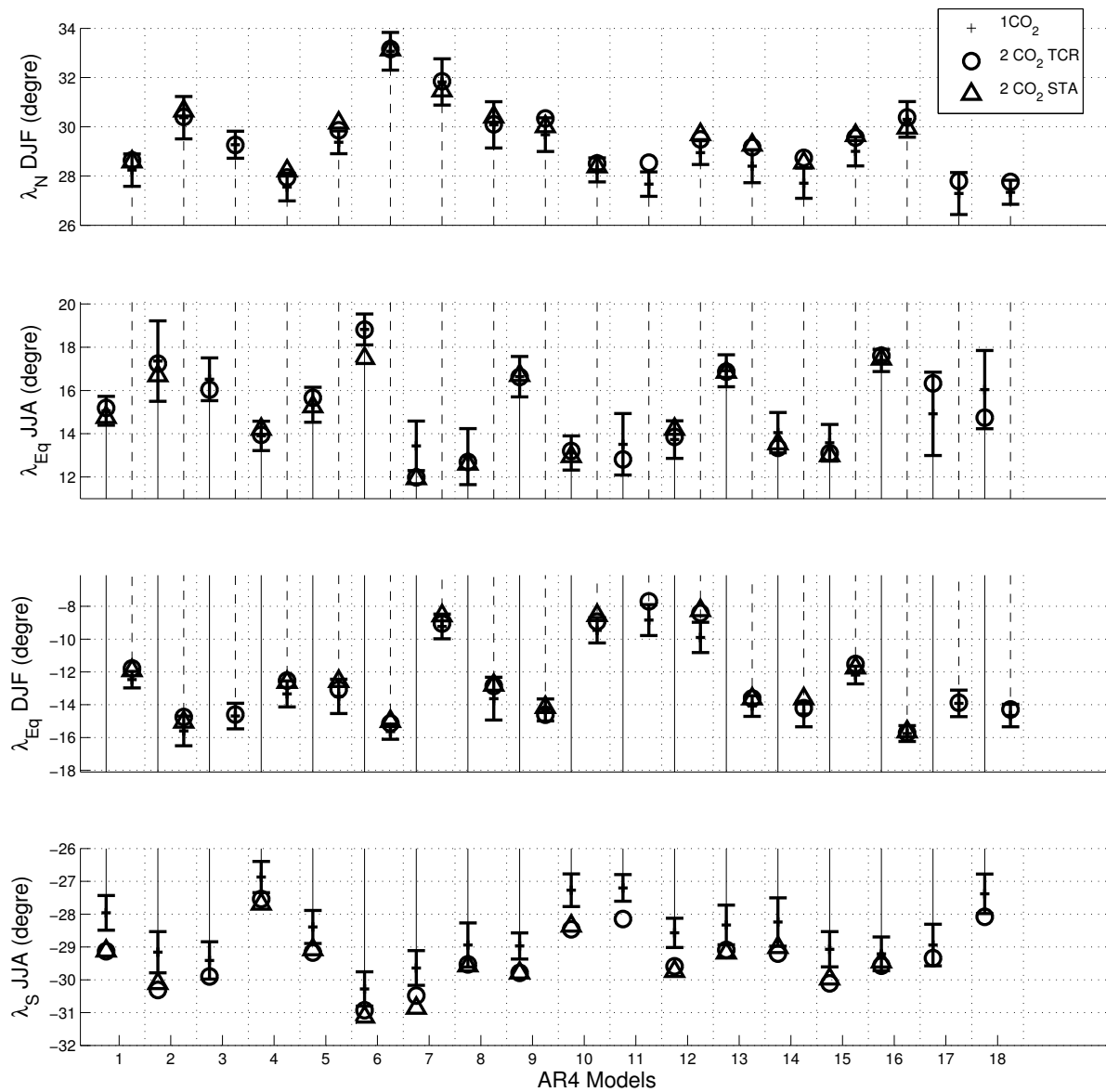


FIG. 3.7 – Latitudinal position of the Hadley cell (in degrees), as characterized by λ_N, λ_S and λ_{Eq} , for each of the used AR4 models. The latitudinal position of the Northern (Southern) Hemisphere winter DJF (JJA) Hadley cell is represented by continuous (dashed) vertical lines. The position of λ_{Eq} indicates the tropical end, and λ_N or λ_S indicate the extratropical end. Error bars represent the standard deviation due to interannual variability. Results from 2CO₂-STA and 2CO₂-TCR are given by a triangle and a circle respectively. The AOGCMs used correspond to the number shown in the bottom. See Fig. 3.4 for the correspondence between numbers and model names.

3.5 Mechanism of tropical circulation change in IPSL-CM4

3.5.1 The Hadley circulation change of the IPSL-CM4 AOGCM

The slow down of the atmospheric circulation is studied and quantified in this section. For convenience, the analysis will be limited to only one coupled model e.g. the IPSL-CM4 coupled model. We study first the variation of the Hadley cells simulated by this model, as we need to check whether the changes are similar to the AR4 multi-model mean.

The IPSL-CM4 AOGCM, use the Emanuel scheme (Emanuel, 1993) for parameterized convection, and a parameterization of cloudiness associated with cumulus convection (Bony and Emanuel, 2001). The reader is referred to Hourdin et al. (2006) for an extensive description of the parameterized physics of the atmospheric part of the IPSL-CM4 model. The point is that the parameterized physic is well validated on tropical climate, and that the use of IPSL-CM4 is appropriate for tropical climate studies.

The sequence of the 2CO_2 simulation used in this section $2\text{CO}_2\text{-STA}'$ is different from the $2\text{CO}_2\text{-STA}$, as the IPSL-CM4 AOGCM is studied after 300 years of stabilization at 2CO_2 levels. But the changes shown after 300 years of stabilization are similar to the one after 50 years of stabilization (not shown).

The same diagnostics as the ones applied to the AR4 multi-model mean are used for the IPSL-CM4 AOGCM. Figure 3.8 shows the IPSL-CM4 streamfunction for both the simulation 1CO_2 (in contour) and the difference $2\text{CO}_2\text{-STA}'$ minus 1CO_2 (in color).

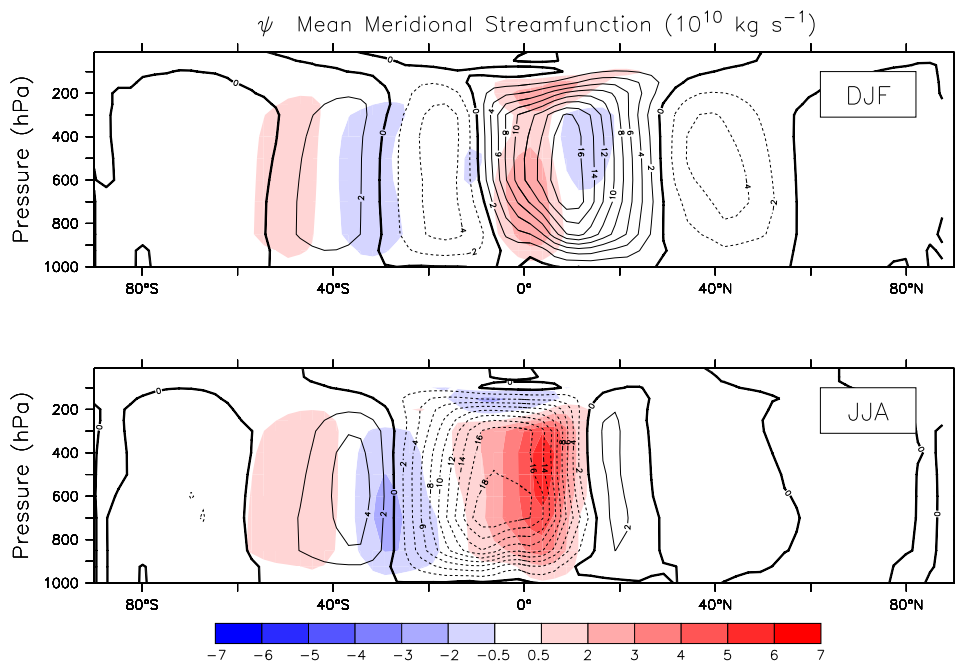


FIG. 3.8 – Same as Fig. 3.1, but from IPSL-CM4 model. We note that the color scale is different from Fig. 3.1 as the changes of IPSL-CM4 are stronger.

The 1CO_2 streamfunction, and its variation with CO_2 doubling, are shown by contour and color shades in Fig. 3.8. The meridional streamfunction of 1CO_2 is very similar to the multi-model mean. Concerning the variation of the meridional streamfunction from 1CO_2 to $2\text{CO}_2\text{-STA}'$, IPSL-CM4 presents a behavior similar to the AR4 multi-model ensemble mean in JJA, while being rather different in DJF. For JJA, the IPSL-CM4 mean meridional streamfunction weakens between 10°S and 10°N , which is consistent with the weakening of the multi-model ensemble mean streamfunction. Moreover, the changes of IPSL-CM4 are characterized by a dipole structure around 30°S , consistent with the poleward extension of the winter Hadley cell. On the other hand, IPSL-CM4 does not show any changes of the maximum streamfunction value, contrary to what

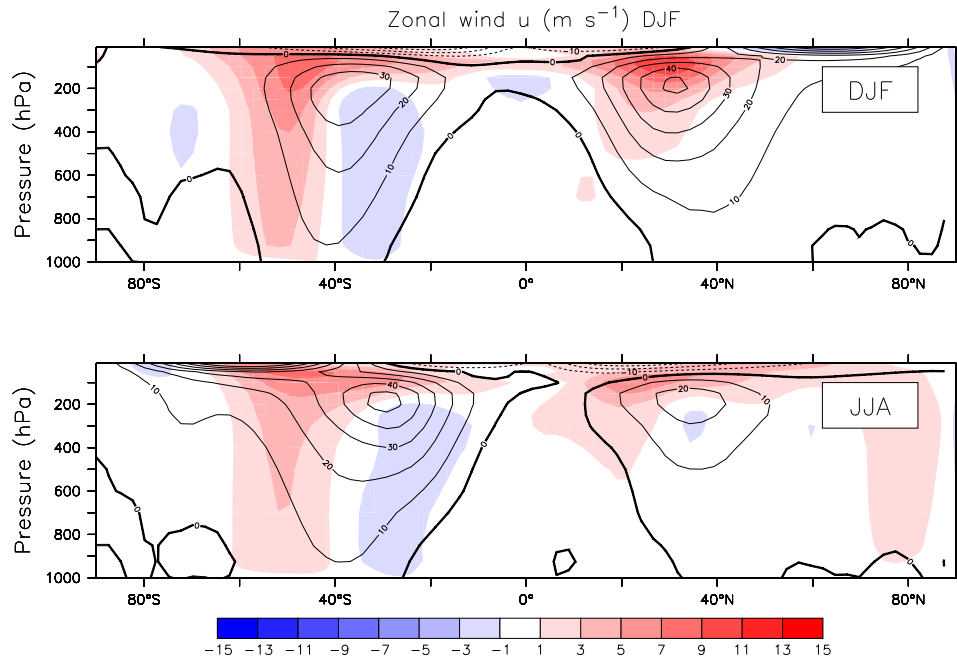


FIG. 3.9 – Zonal mean wind in m s^{-1} , from IPSL-CM4 model. The value for the 1CO_2 simulation is shown in contour. The colors indicate differences between the 2CO_2 STA' and 1CO_2 simulation.

TAB. 3.3 – Same as table 3.2 but for the IPSL-CM4 AOGCM.

	1CO_2	$2\text{CO}_2\text{-STA}'$	
	Mean	Mean	Δ
$\psi_{DJF} 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$	17.4	17.3	-0.5%
$\psi_{JJA} 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$	-20.0	-18.2	-8.6%
λ_N DJF	28.5 °N	28.6 °N	+0.1° Northward
λ_S JJA	27.3 °S	28.9 °S	+1.5° Southward
λ_{Eq} DJF	9.7 °S	9.3 °S	-0.4° Northward
λ_{Eq} JJA	13.5 °N	12.9 °N	-0.6° Southward

was diagnosed in the other AR4 models. In Fig. 3.8, a clear strengthening of the circulation is observed for the ascending branch around 0°N-5°N.

Results of the Hadley circulation strength and positions, for IPSL-CM4, are given in Tab. 3.3, and compared with the other AR4 models (Tab. 3.2). The values for the 1CO₂ simulation show a reasonable agreement with the AR4 multi-model ensemble mean, however the Hadley cells strength of IPSL-CM4 are somewhat weaker than in the other AR4 models. The extratropical boundaries of the DJF and the JJA winter Hadley cell agree with the other AR4 models, but the Hadley cells tend to be narrower than in the other models. The boundaries between the summer and the winter cell are also closer from the equator compared to the other AR4 models. The default was noted in the atmospheric component of the IPSL-CM4 model by Hourdin et al. (2006), which noted that the jet positions were shifted equatorward compared to the ERA40 reanalysis dataset.

Then, the relative changes of IPSL-CM4 for the 2CO₂-STA' simulation are compared to the changes of the 2CO₂-STA simulation of the other AR4 mean. The JJA Hadley cell shows a weakening of -8.6%, which is stronger than that of the other models, but the DJF Hadley cell shows almost no changes -0.5%. Likewise, the poleward shift of the Hadley cell's poleward position is also strong for JJA, but no changes are diagnosed for DJF. The shifts of the equatorward position are in good agreement with the other AR4 models.

In Tab. 3.2, the spread of the AR4 models is computed by the standard deviation of the AR4 models for the 1CO₂ simulation and the differences with the CO₂ doubling. The JJA changes of IPSL-CM4 tends to be stronger than the other AR4 models but these changes fall into the spread of the other AR4 models for most of the proxies. On the other hand, the DJF changes are weak, and most of them do not fall into the AR4 model spread.

Figure 3.9 shows the zonal wind and its changes for IPSL-CM4. The zonal wind changes are coherent with the Hadley circulation changes in extension. The Southern Hemisphere subtropical jet is shifted poleward during the JJA simulation, as seen by the color dipole, while the DJF zonal wind does not show any changes in its position.

Finally, the Hadley circulation of the IPSL-CM4 model shows different changes in poleward extension and in intensity depending on the season. The JJA Southern Hemisphere Hadley cell weakens and shifts poleward, although the DJF Northern Hemisphere cell does not change. The use in austral winter (JJA) of the IPSL-CM4 AOGCM is therefore pertinent to describe at least qualitatively climate change mechanisms which are likely to occur in most AR4 models. For boreal winter (DJF), the changes induced by the greenhouse gases increase are different from the AR4 multi-model mean and are model-dependent. The causes of the specificity of the climate change response in IPSL-CM4 are investigated in the following section.

3.5.2 Analysis of the variability in the tropospheric zonal momentum and heat budget

To investigate the changes of the Hadley circulation strength and position more quantitatively, we follow the methodology used by Seager et al. (2003). We compute the terms in the zonal-mean zonal wind and temperature equation, dividing them into contribution from the zonal-mean circulation, stationary waves, and transient eddies. The equation for the zonal wind is :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial t} = & - \left(\frac{\langle \bar{v} \rangle}{a} \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial \phi} + \langle \bar{\omega} \rangle \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right) + \left(f + \frac{\langle \bar{u} \rangle \sin \phi}{a \cos \phi} \right) \langle \bar{v} \rangle \\ & - \frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\langle \bar{u}^* \bar{v}^* \rangle \cos^2 \phi \right) - \frac{\partial}{\partial p} \langle \bar{u}^* \bar{\omega}^* \rangle - \frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\langle \bar{u}' v' \rangle \cos^2 \phi \right) - \frac{\partial}{\partial p} \langle \bar{u}' \omega' \rangle - \overline{D \langle u \rangle} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Here, angle brackets indicate a zonal mean, the asterisk indicates departure from the zonal mean, overbars indicate a monthly mean, and primes indicate departure from the monthly means. The variable u is the zonal wind, v the meridional wind, and ω the vertical pressure velocity ; a is the radius of the earth, ϕ is latitude, p is pressure, f is the Coriolis parameter, and $\overline{D \langle u \rangle}$ is a

damping. The first term on the right-hand-side of Eq. (3.1) is the advection of the zonal-mean wind by the mean meridional circulation, the second term is the Coriolis torque, the third and fourth terms are forcings by momentum flux convergence within the stationary waves, and the fifth and the sixth terms are the forcing by momentum flux convergence within the transient eddies.

The temperature equation is :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{T} \rangle}{\partial t} = & \underbrace{-\frac{\langle \bar{T} \rangle}{a} \frac{\partial \langle \bar{T} \rangle}{\partial \phi}}_{\langle \delta T_{ADVh} \rangle} - \underbrace{\langle \bar{\omega} \rangle \left(\frac{\partial \langle \bar{T} \rangle}{\partial p} - \frac{R \langle \bar{T} \rangle}{C_p p} \right)}_{\langle \delta T_{ADVv} \rangle} - \underbrace{\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\langle \bar{v}^* \bar{T}^* \rangle \cos \phi \right) - \frac{\partial}{\partial p} \langle \bar{\omega}^* \bar{T}^* \rangle + \frac{R \langle \bar{\omega}^* \bar{T}^* \rangle}{C_p p}}_{\langle \delta T_{STA} \rangle} \\ & - \underbrace{\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\langle \bar{v}' T' \rangle \cos \phi \right) - \frac{\partial}{\partial p} \langle \bar{\omega}' T' \rangle + \frac{R \langle \bar{\omega}' T' \rangle}{C_p p}}_{\langle \delta T_{TRS} \rangle} + \underbrace{\frac{\langle \bar{Q} \rangle}{C_p}}_{\langle \delta T_{DIA} \rangle} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Where, T is the temperature, R is the gas constant, C_p the specific heat at constant pressure, and $\langle Q \rangle$ is the diabatic heating (in units of J s^{-1}). In Eq. (3.2), the first and the second terms on the right-hand-side of Eq. (3.2) are respectively the horizontal and vertical advection of the zonal-mean temperature by the meridional circulation ($\langle \delta T_{ADVh} \rangle$ and $\langle \delta T_{ADVv} \rangle$). The third, fourth and fifth terms are the contribution of the stationary waves ($\langle \delta T_{STA} \rangle$), the sixth, seventh and eighth terms are the contribution of the transient eddies ($\langle \delta T_{TRS} \rangle$). The last term represents the contribution from the diabatic heating ($\langle \delta T_{DIA} \rangle$).

Each of the terms in Eqs. (3.1) and (3.2) are computed using daily outputs from the IPSL-CM4 coupled model, for 30 years of the simulations 1CO₂ and 2CO₂. Then, the monthly terms are averaged over the DJF and JJA seasons. The 30 years of the 2CO₂ simulation correspond to the stabilized period 2CO₂-STA'. The terms are computed at all pressure levels.

The variable $\langle \bar{Q} \rangle$ is first evaluated as a residual. As the direct diagnostics of the temperature tendencies from the radiative and convective schemes are not provided in the IPSL-CM4 database, we perform atmospheric only simulations with the atmospheric component of IPSL-CM4, i.e. the GCM LMDZ4. These simulations use the climatological SST, sea-ice extension and greenhouse concentration, from the coupled model IPSL-CM4, as illustrated by Li (2006). The simulations were performed over the period 1CO₂ and 2CO₂-STA'. The simulations forced by the coupled outputs are run over 30 years and averaged to reduce the differences with the coupled model due to internal variability. The simulations forced by the coupled model are able to mimic the results of the coupled model in terms of climatological precipitation and temperature in the midlatitudes and tropics (not shown). The precipitation and the total radiative cooling of the atmospheric column show respectively differences of 0.7% and 1.5% in the tropical region (defined by the latitudinal limits 30°N and 30°S), between the coupled and the forced simulation. Thus, we can reasonably estimate the diabatic processes in the atmosphere through the outputs of forced simulations driven by the coupled model. The radiative cooling $\langle \bar{Q}'_R \rangle$ and the convective heating $\langle \bar{Q}'_C \rangle$ terms are from these atmospheric simulations forced by the coupled model.

Figure 3.10 shows the zonal mean zonal wind tendencies for the control simulation 1CO₂, at the 400 hPa height. In the winter cell the strongest zonal winds are found in the core of the subtropical jet, located at the poleward edge of the descending branch. The zonal mean meridional winds in the winter Hadley cell form a strong Coriolis torque. The Coriolis torque is stronger at the poleward edge of the Hadley cells as the Coriolis parameter increases with latitude. The momentum generated by the Coriolis torque, is cancelled by the momentum flux convergence within the transient eddies and the stationary waves. The stationary wave momentum flux is weak except for the Northern Hemisphere in the DJF season. In the descending branches, the mean advection of momentum by the meridional circulation is strong. The mean advection is due to vertical component of the mean advection, which transports the zonal wind from higher layers of the atmosphere where the zonal wind is stronger. Thus, the vertical mean advection acts to reinforce the zonal wind in the descending branches of the Hadley cells.

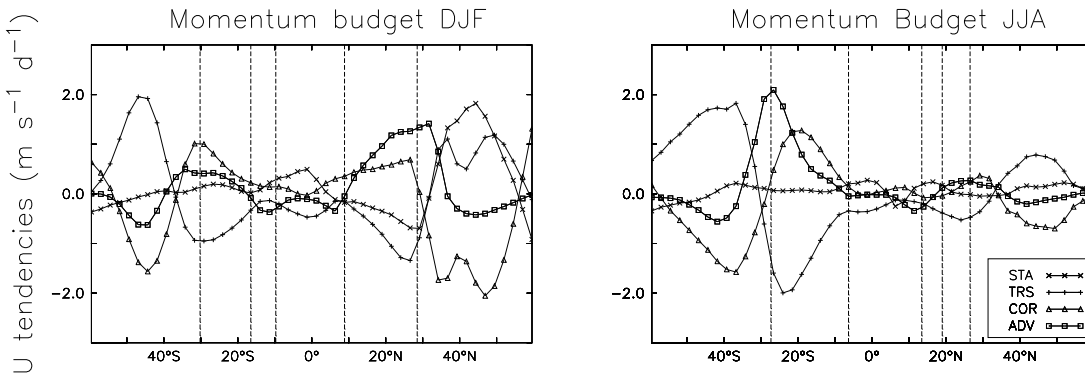


FIG. 3.10 – Tendencies of the zonal mean zonal wind ($\text{m s}^{-1} \text{ day}^{-1}$) due to Coriolis torque (COR), mean advection (ADV), convergence of momentum within stationary waves (STA) and transient eddies (TRS). The zonal wind tendencies are computed for DJF (left panel) and JJA (right panel), in the model IPSL-CM4 for the pre-industrial control simulation 1CO2, at the 400hPa height. For reference, the Hadley cells position are indicated by dashed lines : the thick dashed lines give λ_N , λ_S and λ_{Eq} and the thin dashed line give the latitude of the maximum and minimum streamfunction.

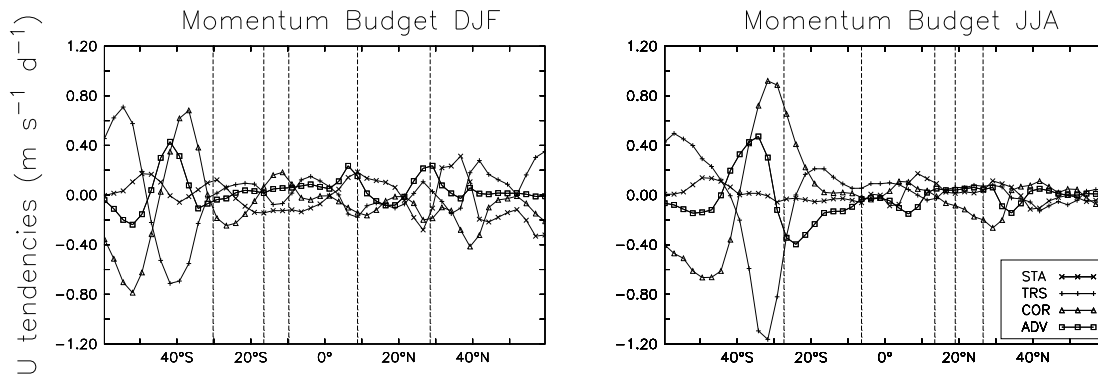


FIG. 3.11 – Same as Fig. 3.10 but for the differences between the stabilized CO_2 doubling simulation (2CO2-STA') and the control simulation 1CO2.

Figure 3.11 gives the changes of the tendencies in the zonal mean zonal wind for the CO_2 doubling. The changes are important only in the Southern Hemisphere, as the zonal mean wind and the Hadley cells shifts show only weak changes in the Northern Hemisphere (Fig. 3.9). The weakening of the zonal mean zonal wind at the poleward edge of the Southern Hemisphere Hadley cell, is driven by the convergence of momentum in the transient eddy, and to a lesser extent by the advective terms. Both terms explain the decrease of the zonal mean zonal wind between 20°S and 40°S , the Coriolis torque being a damping factor of these changes.

The mechanisms driving the changes in the Hadley cell extension can be described following the sequences of Seager et al. (2003). In IPSL-CM4, the SSTs (Sea Surface Temperature) warm more at 30°S than at 50°S . Thus, the SST meridional gradient, by the thermal wind relationship, tends to increase the zonal wind shear between 40°S and 50°S . These changes come together with strong changes in the convergence of momentum in the transient eddy. The transient eddies changes decrease the mean zonal wind while the Coriolis torque and in the mean vertical advection of momentum damp this effect. An increase in the Coriolis torque means a stronger zonal mean meridional wind, and a stronger vertical advection means stronger vertically subsiding motions. Thus, following the mechanism illustrated in Seager et al. (2003), between 30°S and 40°S , the strengthening of the Hadley cell, and the poleward extension, is eddy-induced.

In the northern hemisphere, for DJF, IPSL-CM4 does not show any changes in the extension of the Hadley cell. The subtropical jet strengthens in Fig. 3.9, but the eddies do not change in the Northern Hemisphere. As the major difference between the northern and the southern Hemisphere is the presence of continent, we suggest that a weaker coupling of the atmosphere and the ocean in the Northern Hemisphere, may shut down a feedback loop between the surface flux and the tropospheric eddies. More investigation are needed to confirm this mechanism.

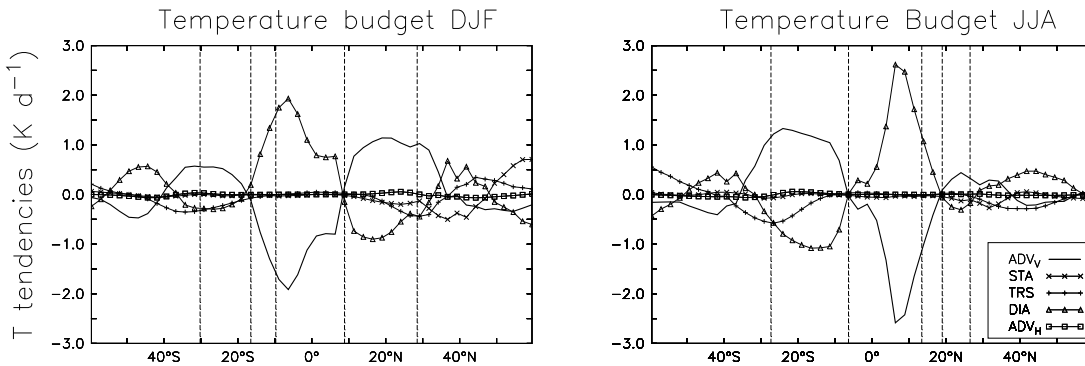


FIG. 3.12 – Tendencies of the Zonal mean temperature (hPa day^{-1}) due to mean advection (ADV), heat convergence within stationary waves (STA), heat convergence within the transient eddies (TRS), and diabatic heating (DIA). The temperature tendencies are computed for DJF (left panel) and JJA (right panel), in IPSL-CM4 for the pre-industrial control simulation 1CO_2 , at the 500hPa height. For reference, the geometry of the Hadley cell is given by thick and thin dashed lines, as in Fig. 3.10.

Figure 3.12 shows the zonal mean temperature tendencies diagnosed by Eq. (3.2). In the ascending branch of the Hadley cells, there is a strong cancellation between the diabatic heating and the vertical advection, all other terms being negligible. In the descending branches, the diabatic heating and the vertical advection also strongly cancel each other, but the heat convergence in the stationary waves and in the transient eddies also drives the vertical mean temperature advection. The stationary waves and transient eddies terms are particularly important at the poleward edges of the Hadley cells. The mean horizontal temperature advection is negligible. The heat convergence in the stationary wave is only important in the Northern Hemisphere for the DJF season.

As the mean vertical wind results from the diabatic heating and the poleward heat flux within

stationary waves and transient eddies, we write the zonal mean vertical wind as a function of the different temperature tendencies. The zonal mean vertical wind is

$$\langle \bar{\omega} \rangle = \frac{1}{\langle S_p \rangle} (\langle \delta T_{ADVh} \rangle + \langle \delta T_{STA} \rangle + \langle \delta T_{TRS} \rangle + \langle \delta T_{DIA} \rangle) \quad (3.3)$$

Here, $\langle S_p \rangle$ is the zonal mean static stability parameter, defined as

$$\langle S_p \rangle = \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial p} - \frac{R \langle T \rangle}{C_p p} = - \frac{\langle T \rangle}{\langle \theta \rangle} \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial p} \quad (3.4)$$

The static stability parameter S_p is proportional but not equal to the Brunt Väisälä frequency, the buoyancy frequency of dry air. S_p is a measure of the dry static stability of the atmosphere. The changes during the CO₂ doubling are investigated by a linearization of Eq. (3.3).

$$\Delta \langle \bar{\omega} \rangle \approx - \frac{\Delta \langle S_p \rangle}{\langle S_p \rangle_{1CO_2}} \langle \bar{\omega} \rangle_{1CO_2} + \frac{\Delta \langle \delta T_{ADV} \rangle}{\langle S_p \rangle_{1CO_2}} + \frac{\Delta \langle \delta T_{STA} \rangle}{\langle S_p \rangle_{1CO_2}} + \frac{\Delta \langle \delta T_{TRS} \rangle}{\langle S_p \rangle_{1CO_2}} + \frac{\Delta \langle \delta T_{DIA} \rangle}{\langle S_p \rangle_{1CO_2}} \quad (3.5)$$

Here, $1CO_2$ denotes the mean value for the control simulation $1CO_2$ where greenhouse gases are set to their pre-industrial concentration, and Δ denotes the differences between the CO₂ doubling simulation $2CO_2$ and the control simulation $1CO_2$.

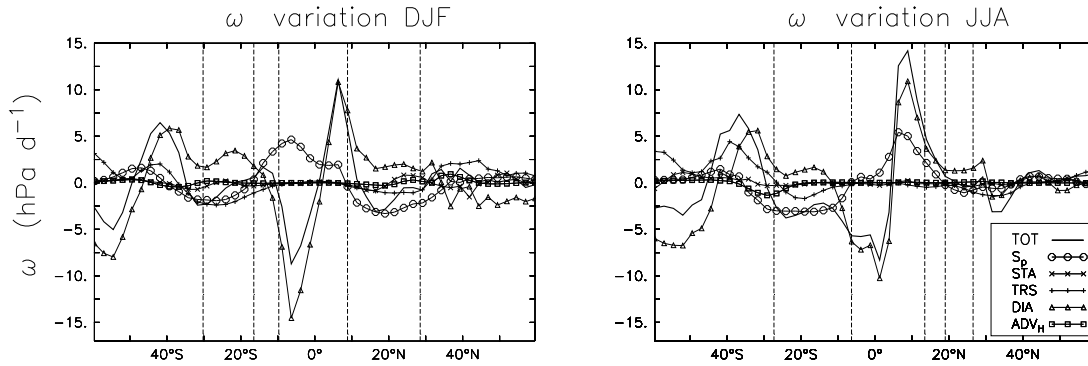


FIG. 3.13 – Changes in the zonal mean vertical pressure velocity (hPa day⁻¹) in the stabilized CO₂ doubling simulation (2CO₂ STA'), induced by mean meridional advection (ADV), heat convergence within stationary waves (STA), heat convergence within transient eddies (TRS), diabatic heating (DIA) and static stability (Sp). The changes of the zonal mean vertical pressure velocity are indicated with a thick line. The different components of the vertical wind changes are computed for DJF (left panel) and JJA (right panel), in IPSL-CM4, at the 500hPa height. For reference, the geometry of the Hadley cell by thick and thin dashed lines, as in Fig. 3.10.

Figure 3.13 shows the changes of the zonal mean vertical pressure induced by the different terms of Eq. (3.5). As the heat convergence within the stationary waves and the transient eddies are important only in the subsiding branches of the Hadley cells, the processes are somewhat different in the ascending and subsiding branches.

In the subsiding branch, the weaker transient eddies heat convergence and the dry static stability increases. These changes strongly weaken the subsidence, while the stronger radiative cooling in the troposphere acts as a damping.

Previous GCM studies (Knutson and Manabe, 1995; Sugi et al., 2002), demonstrated that the balance between the strong dry static stability increase, and the weaker radiative cooling increase, is responsible for the global decrease of the atmospheric circulation.

In response to global warming, one of the most important changes in both the DJF and JJA seasons is the increase of the dry static stability. In the tropics, the dry static stability is reasonably

fixed by the moist lapse rate. As the water vapor loading of the atmosphere increases exponentially with temperature following the Clausius-Clapeyron equation, the moist lapse rate changes induces a stronger warming in the upper layer of the tropical troposphere than in the lower layers. As the temperature is horizontally very homogeneous in the tropics, the dry static stability varies in a similar manner in both the upward and downward branches of the Hadley cells.

In the ascending branch of the Hadley cell, the dry static stability also weakens the vertical velocity but the diabatic heating change is less clear. The latent heating increases between 10°S and 5°N, but decreases between 5°N and 10°N, therefore, the net effect on the ascending branch is unclear.

The changes in the subsiding branch of the Hadley cell drives the changes in the ascending branch. In the ascending branch, the diabatic heating changes are the result of the latent heating and the radiative heating changes. To satisfy mass conservation, the ascending mass flux in the ascending branch need to decrease, although the latent heat increases as the global hydrological cycle increases under global warming (Held and Soden, 2006).

In the following section, we try to diagnose the effect of each of the terms of Eq. (3.5), separately averaged over the ascending and the subsiding branches, to compare the integrated changes of each terms in both situations.

3.5.3 Hadley circulation changes diagnosed by the temperature equation

An approach is built to diagnose the change in the Hadley cell using the proxy of the Hadley circulation strength defined in the previous section. The mean meridional streamfunction ψ is defined as :

$$\langle \bar{w} \rangle = -\frac{g}{2\pi a^2 \cos \phi} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \quad (3.6)$$

$$\langle \bar{v} \rangle = \frac{g}{2\pi a \cos \phi} \frac{\partial \psi}{\partial p} \quad (3.7)$$

Most of the studies use the zonal mean meridional wind $\langle \bar{v} \rangle$ to compute the mean meridional streamfunction. As the vertical wind in the GCM is usually diagnosed through the mass conservation equation, the use of vertical wind implies more interpolations. Nevertheless, we found that the use of vertical wind to compute the streamfunction gives fairly similar values for the position of the Hadley cells.

In order to investigate the link between the vertical pressure velocity and the Hadley cells, we compute the mean meridional streamfunction using the zonal mean vertical pressure velocity $\langle \bar{w} \rangle$. We compute the positions of the winter Hadley cell, λ_N and λ_{Eq} (DJF), and λ_S and λ_{Eq} (JJA). The separation between the ascending and the subsiding branches is provided by λ_{max} and λ_{min} , the latitude where the streamfunction is maximum and minimum, for DJF and JJA respectively. Then, we integrate between the two boundaries corresponding to each branch of the winter Hadley cells. For instance, in the DJF winter hemisphere ascending branch,

$$\max(|\psi|) = \int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \bar{w} \rangle \cos \phi d\phi \quad (3.8)$$

We note that our analysis is performed on the winter Hadley cell, and not on the summer cell, as we intend to investigate the maximum value of the streamfunction, located in the winter cell.

We derive the Hadley cell strength from Eq. (3.3) by an integral of the vertical velocities over the area covered by the subsiding branches of the Hadley cells.

The area covered by the Hadley cells, is defined by the mean meridional streamfunction using the vertical velocity. The mean meridional streamfunction is computed using

$$\psi = \int_{-\pi}^{\phi} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \bar{w} \rangle \cos \phi d\phi \quad (3.9)$$

The position of the winter Hadley cell is given by the latitudes where the streamfunction is zero, found with horizontal interpolation. We find the limits λ_N and λ_{Eq} for the equatorward and the poleward limits of the Hadley cells for DJF. In the case of DJF, the latitude λ_{max} , where the streamfunction is maximum, is computed to delimit the ascending and the subsiding branches within the winter Hadley cell. Figure 3.14 gives an illustration of the Hadley cell geometry for DJF.

Likewise, we can find the position of the winter Hadley cell for JJA with the latitudes λ_S , λ_{Eq} and λ_{min} .

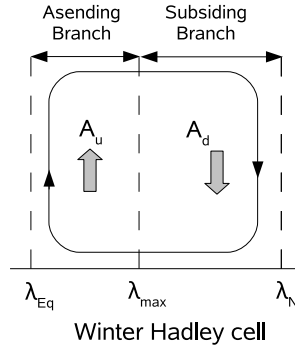


FIG. 3.14 – Description of the DJF Hadley cell, and separation between the ascending and the subsiding branches. The areas covered by the ascending and descending branches are noted A_u and A_d .

For DJF, one can find the Hadley cell strength with integration over the subsiding branch :

$$\max(|\psi|) = \int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \bar{w} \rangle \cos \phi d\phi \quad (3.10)$$

Or, with integration over the ascending branch :

$$\max(|\psi|) = \int_{\lambda_{max}}^{\lambda_{Eq}} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \bar{w} \rangle \cos \phi d\phi \quad (3.11)$$

In the following, for simplicity, our methodology is illustrated only to the DJF winter Hadley cell subsiding branch.

First, we substitute the value of the zonal mean vertical wind of Eq. (3.3),

$$\int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \bar{w} \rangle \cos \phi d\phi = \int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{1}{S_p} \frac{2\pi a^2}{g} (\delta T_{ADV} + \delta T_{STA} + \delta T_{TRS} d\phi + \delta T_{DIA}) \cos \phi d\phi \quad (3.12)$$

At the first order, S_p is uniform and equal to $S_p|_d$ in the descending branch, so

$$\begin{aligned} \max(|\psi|) &= \frac{\int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \delta T_{ADV} \rangle \cos \phi d\phi}{S_p|_d} + \frac{\int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \delta T_{STA} \rangle \cos \phi d\phi}{S_p|_d} \\ &+ \frac{\int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \delta T_{TRS} \rangle \cos \phi d\phi}{S_p|_d} + \frac{\int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{2\pi a^2}{g} \langle \delta T_{DIA} \rangle \cos \phi d\phi}{S_p|_d} + o(\max(|\psi|)) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Here, the small term $o(\max(|\psi|))$ is a consequence of deviation of S_p from a uniform value equal to $S_p|_d$. We can show that the hypothesis of a uniform dry static stability is reasonable for the tropics.

Then,

$$\max(|\psi|) = \frac{\langle \delta T_{ADV} \rangle_d A_d}{S_p|_d} + \frac{\langle \delta T_{STA} \rangle_d A_d}{S_p|_d} + \frac{\langle \delta T_{TRS} \rangle_d A_d}{S_p|_d} + \frac{\langle \delta T_{DIA} \rangle_d A_d}{S_p|_d} + o(\max(|\psi|)) \quad (3.14)$$

Here, the average over the descending branch, defined between λ_N and λ_{max} , is indicated by the vertical bar followed by a subscript d . A_d is the area of the subsiding branch computed as :

$$A_d = \int_{\lambda_N}^{\lambda_{max}} \frac{2\pi a^2}{g} \cos \phi d\phi \quad (3.15)$$

Here, A_u and A_d are the net area covered by the ascending (subsiding) branch of the Hadley circulation. The averaging over the ascending and subsiding branches of the winter Hadley cells are indicated by vertical bars with subscripts u (upward) and d (downward) respectively. For instance, $S_p|_u$ is the mean dry static stability in the ascending branch of the Hadley cell.

The first term of Eq. (3.14) is the effect of horizontal advection of temperature on the mean meridional circulation. The second and the third terms are the effects of heat convergence in the stationary waves and transient eddies respectively. The fourth term represents the effect of diabatic heating. We can demonstrate that the last term, $o(\max(|\psi|))$, is a small residual term reflecting the small departure of the static stability from a constant value in the winter Hadley cell. Then, the effect of diabatic heating (ψ_{DIA}) is divided into a radiative (ψ_{Rad}) and a convective (ψ_{Con}) part, using the decomposition of the total diabatic heating into convective heating and radiative cooling ($\langle \overline{Q} \rangle \approx \langle \overline{Q}'_R \rangle + \langle \overline{Q}'_C \rangle$).

Figure 3.15 shows the different terms of Eq. (3.14), separately for the ascending and descending branches of the winter Hadley cell, at the 500 hPa height. The upward mass flux in the ascending branch of the Hadley cell, diagnosed from the vertical wind is 17.9 (19.6) 10^{10} kg s^{-1} for DJF (JJA). These values show a good agreement with the winter-hemisphere maximum absolute streamfunction computed from the meridional wind shown in Tab. 3.3. We also verify that the mass circulation diagnosed in the Hadley cell forms a closed system : the net ascending mass flux found in the ascending branch of the Hadley cell is almost equal to the subsiding mass flux found in the subsiding branch with differences smaller than 0.2%.

Over the ascending branch of the Hadley cell, the mass flux closely follows the value given by the diabatic heating term. Over the subsiding branch of the Hadley cell, the stronger forcing is the diabatic heating but the transient eddy and the stationary eddies heat divergences provide also one third (quarter) of the cooling for the descent of air for DJF (JJA).

In Fig. 3.15, we show with the striped bars the values of mass flux induced by radiative cooling and convective heating, using outputs of forced atmospheric simulation by the coupled model. Over the ascending branches, the latent heat has the strongest contribution to the total diabatic heating, and the radiative cooling tends to decrease the contribution of the diabatic heating in the mass flux. In the subsiding branches, only little convection is found, and the subsidence mainly results from radiative cooling.

In the subsiding branch, the convection results form the zonal asymmetries of the ITCZ, and this convection decreases the subsiding mass flux. At last, we note that the two seasons DJF and JJA are very similar, except for the stationary waves that are negligible in the JJA Hadley cell.

We linearize Eq. (3.14), as long as the change of each values of Eq. (3.14) are small, we can write the change in the Hadley circulation strength as a result of each changes in the atmosphere :

$$\frac{\Delta \max(|\psi|)}{\max(|\psi|)} = -\frac{\overbrace{\Delta S_p|_{u(d)}}^{\Delta \psi_{S_p}}}{S_p|_{u(d)}} + \frac{\overbrace{\Delta A_{u(d)}}^{\Delta \psi_A}}{A_{u(d)}} + \frac{\overbrace{\Delta \delta T_{ADV}|_{u(d)}}^{\Delta \psi_{ADV}} + \overbrace{\Delta \delta T_{STA}|_{u(d)}}^{\Delta \psi_{STA}} + \overbrace{\Delta \delta T_{TRS}|_{u(d)}}^{\Delta \psi_{TRS}} + \overbrace{\Delta \delta T_{DIA}|_{u(d)}}^{\Delta \psi_{DIA}}}{\delta T_{ADV}|_{u(d)} + \delta T_{STA}|_{u(d)} + \delta T_{TRS}|_{u(d)} + \delta T_{DIA}|_{u(d)}} \quad (3.16)$$

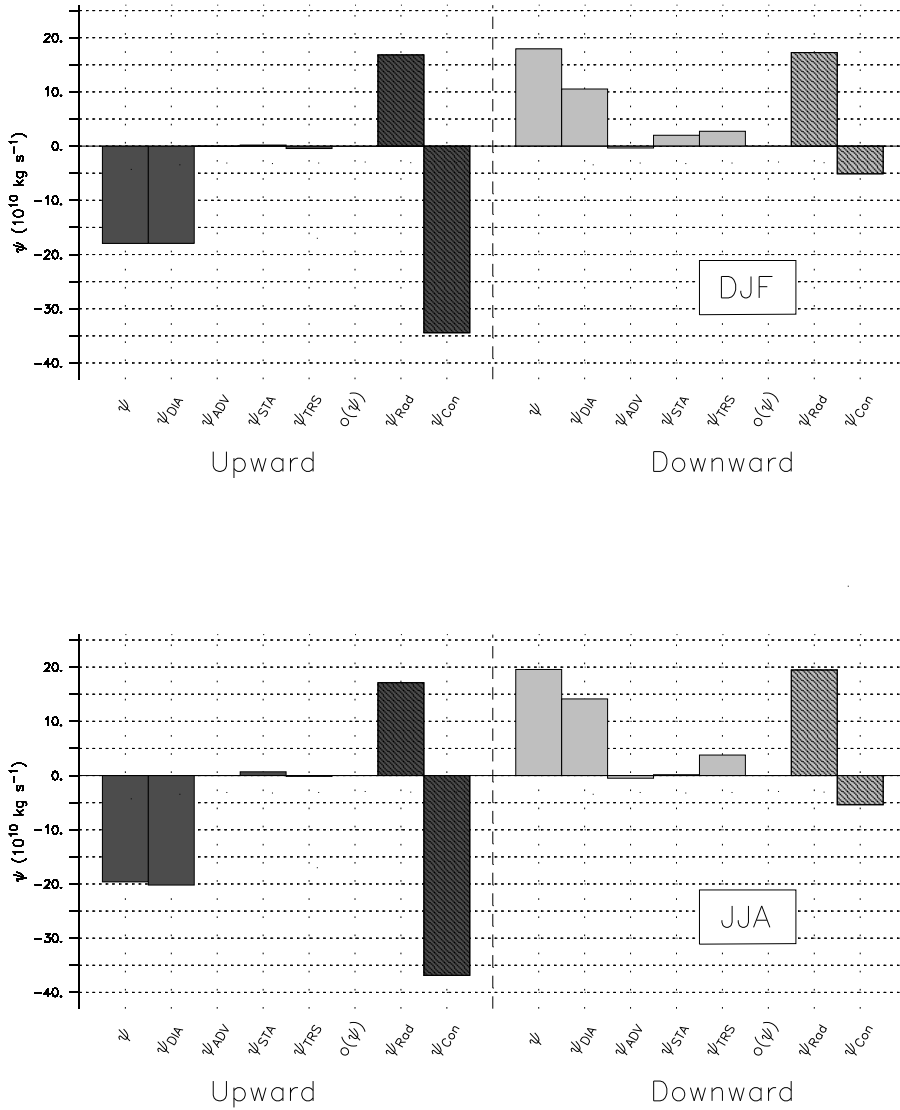


FIG. 3.15 – Histogram of the different terms involved in the mean meridional circulation strength ψ , in IPSL-CM4. The upward and downward parts correspond to the ascending and subsiding branches of the winter Hemisphere Hadley cell. ψ_{ADV} , ψ_{STA} , ψ_{TRS} and ψ_{DIA} correspond to the effects of horizontal advection, heat flux convergence within stationary waves, heat flux convergence within transient eddies, and diabatic heating respectively. $o(\psi)$ is the residual of our decomposition. ψ_{Rad} and ψ_{Con} respectively correspond to the effect of the radiative and convective parts of the diabatic heating diagnosed in the forced simulations that mimic the coupled model IPSL-CM4. Upper panel in for DJF, lower panel for JJA.

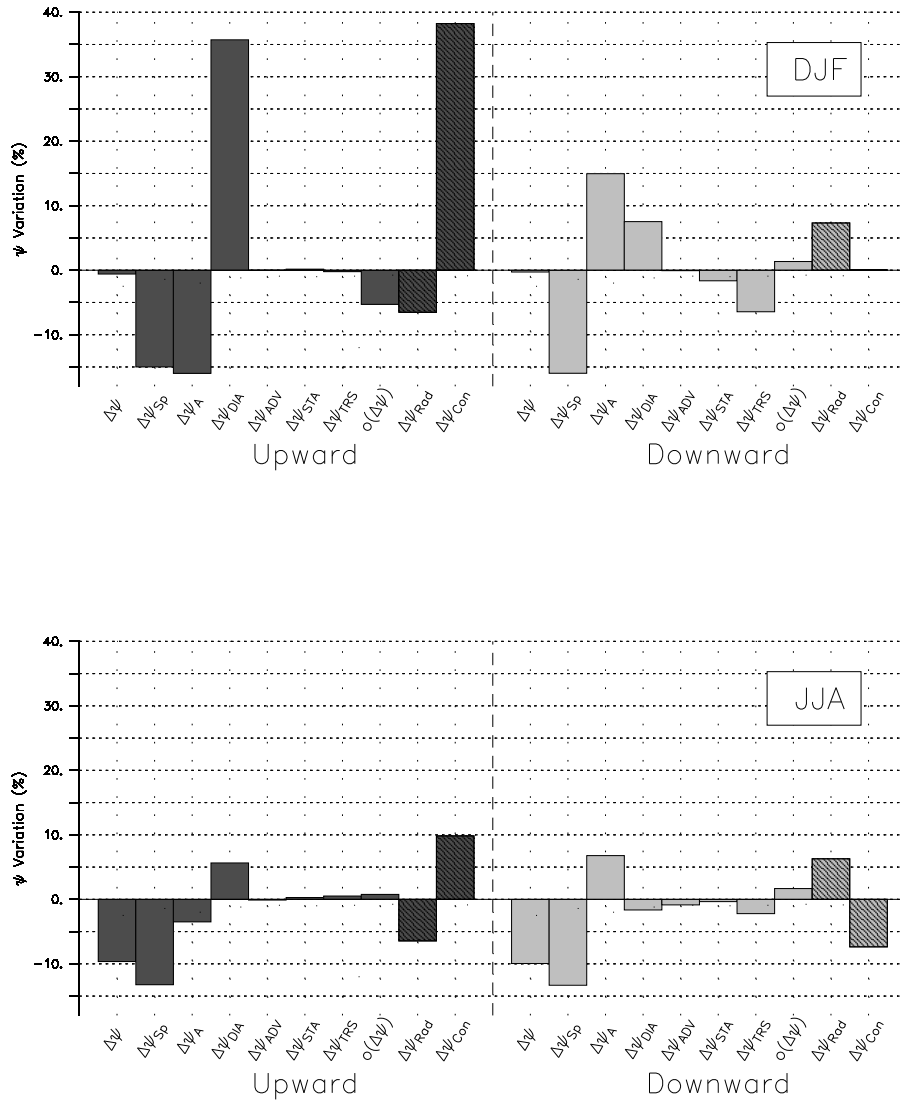


FIG. 3.16 – Histogram of the different terms involved in the change of the mean meridional circulation strength ($\Delta\psi$) during the CO_2 doubling simulation (2CO_2 STA), in IPSL-CM4. The upward and downward parts correspond to the ascending and subsiding branches of the winter Hemisphere Hadley cell. $\Delta\psi_{Sp}$, $\Delta\psi_{ADV}$, $\Delta\psi_{STA}$, $\Delta\psi_{TRS}$ and $\Delta\psi_{DIA}$ correspond to the effects of dry static stability, horizontal advection, heat flux convergence within stationary waves, heat flux convergence within transient eddies, and diabatic heating respectively. $o(\Delta\psi)$ is the residual of the decomposition. $\Delta\psi_{Rad}$ and $\Delta\psi_{Con}$ correspond to the effect of the radiative and convective part of the diabatic heating diagnosed in forced simulations that mimic IPSL-CM4. Upper panel in for DJF, lower panel for JJA.

Similar computation are performed for the DJF winter Hadley cell ascending branch, and for the JJA winter Hadley cell ascending and subsiding branch.

Figure 3.16 shows the different terms of Eq. (3.16), at 500 hPa, for the two seasons DJF and JJA. The Hadley circulation changes at 500hPa show a 0.5% and 10.9% weakening for DJF and JJA, which are similar to the ones illustrated in Tab. 3.3.

Using Eq. (3.16), we are able to decompose the changes in the atmosphere that explain the Hadley circulation changes.

The robust mechanisms already demonstrated by Knutson and Manabe (1995); Sugi et al. (2002) are diagnosed. First, the dry static stability shows a strong increase in IPSL-CM4 which weakens the Hadley cells, for DJF and JJA. Then, the tropospheric radiative cooling increases due to higher water vapor loading of the troposphere. The stronger radiative cooling tend to induce stronger subsiding velocities in the subsiding branch, and weaker updraft in the ascending branch. But the radiative cooling changes are weaker than the dry static stability changes, therefore the Hadley circulation weakens.

Figure 3.16 shows than other terms, less investigated, have also a strong contribution to the Hadley circulation change. The areas covered by the ascending and the subsiding branches show strong changes. During the CO₂ doubling simulation, the ascending branch of the winter Hadley cell is narrower and the subsiding branch is wider. Part of these changes are the results of the change in the net width of the Hadley cell. But the largest part of the areas changes are due to the changes relative area of each branch. The changes in the relative fraction between the ascending and descending branch are responsible for a weakening of the mass flux in the ascending branch, and a strengthening in the subsiding branch.

The latent heating reveals striking changes, for the two seasons DJF and JJA. For DJF, the latent heating strongly increases (+38%) in the ascending branch of the Hadley cell. For JJA, latent heating also increases (+10%), even if the increase is smaller than the DJF changes. The latent heating in the atmosphere is usually regarded as a consequence of the dynamic changes, as the convection is in quasi-equilibrium with its environment Emanuel et al. (1994). The latent heating varies to adjust to mass circulation changes induced in the subsiding branch. For DJF, as the subsiding branch is wider, the mass flux in the subsiding branch is unchanged. Therefore, the latent heat flux needs to increase to cancel the effects of the dry static stability and area change.

During JJA, stronger latent heating is found in the subsiding branch, as the ITCZ have stronger zonal asymmetries. During JJA and in the subsiding branch, the latent heating is responsible for a strong weakening of the Hadley cell. On the other hand for DJF, the latent heating is unchanged in the subsiding branch.

Furthermore, in the subsiding branches, the stationary waves and the transient eddy heat flux convergences are weaker in the global warming simulation, as the equator-to-pole surface temperature gradient decreases. The weakening of the heat transport corresponds to a weakening of the Hadley cell of -8% and -4%, for DJF and JJA.

Finally, we check the validity of our diagnostic by the residual term in Fig. 3.16. The errors in Eq. (3.16) come from either deviations of the static stability from a uniform value in the winter Hadley cell, or errors in the linearization of the changes. Except for DJF in the ascending branch, the residual is smaller than 2%, therefore our diagnostic method is well valid. And the residual term is always weak compared to the other terms. For the ascending branch during DJF, the linearization is not accurate as the diabatic changes are no longer small, which results in a rather strong residual (6%).

With our decomposition calculation, we reach to the conclusion that the weakening of the mean meridional circulation is driven by the subsiding branch of the Hadley cell. For JJA, the weakening is a result of (1) the increase of dry static stability that overcome the stronger radiative cooling in the subsiding zones; (2) stronger convection located in the subsiding branch (3) the decrease of the transient eddies heat convergence. Then, the subsiding branch windens, and the ascending branch shrinks which decreases the weakening of the Hadley cell. The latent heating changes to determine the mass circulation in the ascending branch.

For DJF, the anomalous changes compared to the JJA season is a result of the absence of changes in the convection in the subsiding branch. Moreover, a very strong widening of the subsiding branch strengthens the subsidence, and cancel the weakening due to dry static stability increase. The geographical occurrence of convection changes during DJF, and these changes were demonstrated to overcome the impact of the other changes in the troposphere.

3.6 Discussion

In the model IPSL-CM4, the poleward shift of the JJA winter cell is investigated with the momentum budget equation. We demonstrated that a poleward shift in the transient eddy flux momentum convergence governs the poleward extension of the Hadley cell. The question remains as whether the transient eddies changes are a consequence of the surface SST or the cause. Previous studies (Chen and Held, 2007; Chen and Zurita-Gotor, 2008) suggest that the increase of the eastward phase speed in the upper troposphere eddies can explain the shift of the eddy momentum convergence during global warming. Seager et al. (2003) demonstrated that the eddies structures changes induce the mean meridional circulation changes during El Niño Southern Oscillation, in the reanalysis, and in a spherical quasigeostrophic model. The poleward shift of the Hadley cells has also been diagnosed in simplified GCM, such as aqua-planets simulation by Frierson et al. (2007a). Therefore, we believe that part of the response in the transient eddies changes is induced in the atmosphere, and that our results should be independent of the model used. Nevertheless, we show that in IPSL-CM4, the poleward shift was negligible in Northern Hemisphere winter. In IPSL-CM4, we suggest that part of the shift is amplified by Ocean/Atmosphere coupling in Southern Hemisphere, while it is damped in the Northern Atmosphere.

The changes in the strength of the Hadley cell in IPSL-CM4 are successfully explained by the thermodynamical changes in the atmosphere. For JJA, the weakening of the tropical circulation is explained by the dry static stability changes in the subsiding branch of the Hadley cell, while the diabatic heating acts to decrease this weakening by stronger radiative cooling. This mechanism is well known in models Knutson and Manabe (1995); Sugi et al. (2002), and seems to be a robust consequence of global warming on the large scale tropical circulation.

However Held and Soden (2006); Vecchi and Soden (2007) studied the upward mass flux spatial variance and showed that the stationary eddy component of the variance was mainly responsible for the decrease in the variance of the upward vertical velocity. They conclude that the Hadley circulation is less affected by climate change than the longitudinal circulation such as the Walker circulation. Indeed, we showed in section 3 that Hadley cells of the AR4 models weakens by about 4%, and Vecchi and Soden (2007) showed a strong decrease of the global mean ascending mass flux, with a range of 10%-20% by the year 2001 of the A1B scenario simulation. In the preceding section, we diagnosed the processes in the Hadley circulation that may explain this unexpected small weakening of the Hadley cells. In particular, the changes in the relative area of the ascending and subsiding zones is demonstrated to decrease the weakening of the Hadley cells. Thus, our result confirm a spatial reorganization of convection occurrence shown in Held and Soden (2006); Vecchi and Soden (2007).

The changes in the areas of the two branches of the tropical circulation were shown to have an effect in simple box representation of the tropics Pierrehumbert (1995); Larson et al. (1999); Bellon et al. (2003). In IPSL-CM4, we showed that the ascending branch shrinks, while the subsiding branch widens. As the JJA Hadley circulation changes of IPSL-CM4 are similar to the mean of the AR4 models, we suggest that similar mechanisms may act in other AR4 models.

The anomalous Hadley circulation changes for DJF in IPSL-CM4, corresponds to a very strong widening (shrinking) of the descending (ascending) branch, which overcomes the effect of dry static stability in the subsiding branch of the Hadley cell. As the ascending is narrower, the latent heating strongly increases to adjust the overturning mass circulation. If we assume that the convection and the latent heating are in quasi-equilibrium, these changes may reflect different changes in the surface properties between the Northern and Southern Hemisphere. The surface properties as

the SST, the surface heat flux, or the evaporation, are determined by ocean/atmosphere coupling in coupled models. This coupling could be responsible for the different changes in the surface condition during DJF and JJA. However, the changes diagnosed for DJF are strongly model-dependent, and we have shown that IPSL-CM4 does not represent the changes other AR4 models for that season.

Lastly, the changes in the poleward position and in the Hadley circulation strength are somewhat related. For example, IPSL-CM4 shows no changes in term of strength and extension in the 2CO_2 simulation for DJF. On the other hand, the JJA changes show a strong poleward shift accompanied by a strong weakening. As the Hadley cells transport the momentum that contributes to the jet location, we suggest that, because the Hadley cells are weaker, less momentum are transported via the mean meridional component of the momentum transport. Therefore, the transient and stationary components of the momentum transport need to increase their strength to equilibrate the momentum budget, a mechanism which widens the Hadley cells. More investigations need to be done in order to understand if the changes in the Hadley cells extension drive the Hadley cell intensity, or if the changes in intensity are more robust than the poleward extension.

3.7 Diagnostics complémentaires sur la circulation de Hadley des GCMs couplés

3.7.1 Introduction

Nous avons choisi de rassembler dans cette section des diagnostics complémentaires sur l'intensité et l'extension de la circulation de Hadley dans les modèles couplés de l'AR4.

Pour chercher des biais dans les modèles couplés, on a comparé les modèles couplés aux différentes réanalyses ERA40, NCEP et NCEP2. Les vents donnés par les réanalyses sont à priori proche de la réalité, comme les réanalyses assimilent les données au sol et les radiosondages. La comparaison des GCMs couplés avec les réanalyses permet donc de diagnostiquer des éventuels biais.

Ensuite, la réponse transitoire du changement des circulations de Hadley, lors d'une augmentation de la concentration des gaz à effet de serre, est brièvement abordée.

3.7.2 Comparaisons de la circulation de Hadley des AOGCMs et des réanalyses

Intensité des circulations de Hadley

L'intensité de la circulation de Hadley a été mesurée pour l'ensemble des modèles AR4 (voir section ??), par le maximum de la fonction de courant. Nous utilisons la simulation 1CO_2 de contrôle préindustriel. Dans la simulation 1CO_2 , les concentrations atmosphériques des gaz à effet de serre sont proches de celles du climat actuel. Par conséquent, la simulation 1CO_2 peut être utilisée comme un analogue du climat actuel.

La Fig. 3.17 compare l'intensité de la circulation de Hadley des AOGCMs aux réanalyses. L'intensité de la circulation de Hadley est mesurée par les minima et maxima de la valeur absolue de la fonction de courant ψ . La Fig. 3.17 donne l'intensité de la cellule de Hadley de l'hémisphère d'hiver :

- pour DJF en abscisse,
- pour JJA en ordonnée.

Chaque AOGCM est représenté par un point. Les valeurs pour les trois jeux de réanalyses NCEP, NCEP2 et ERA40 sont indiquées en noir.

On retrouve les résultats de la section 3.4, à savoir que les AOGCMs montrent peu d'accord entre eux dans la valeur de l'intensité de la circulation de Hadley. Dans la Fig. 3.17, les AOGCMs ayant la circulation de Hadley la moins intense sont situés dans le cadran en haut à gauche, tandis que les modèles simulant la circulation de Hadley la plus intense sont situés en bas à droite. On

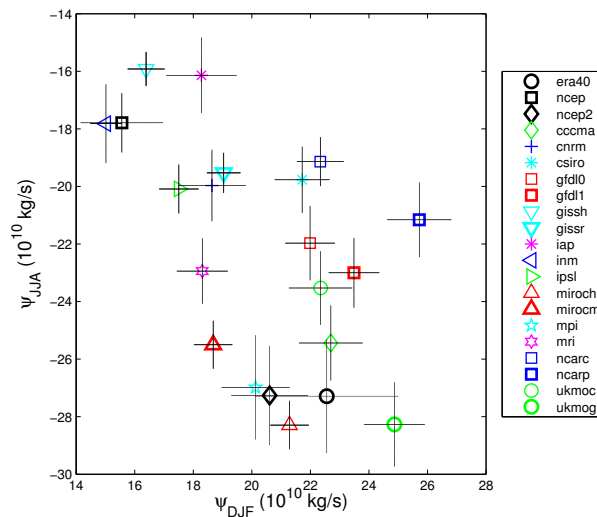


FIG. 3.17 – Intensité de la circulation de Hadley des AOGCMs de l’AR4, le maximum d’intensité de la fonction de courant pour DJF, ψ_{DJF} , est donné en fonction du maximum d’intensité pour JJA, ψ_{JJA} . L’écart type des variations interannuelles est donné par les lignes horizontales et verticales pour DJF et JJA respectivement. A partir de la simulation 1CO₂ (contrôle préindustriel) des modèles AR4.

voit assez nettement que si la circulation de Hadley est forte pour JJA, alors elle est de même forte pour DJF.

Sur la Fig. 3.17, les variations interannuelles sont données par les lignes verticales et horizontales, pour JJA et DJF respectivement. On constate que la dispersion entre les modèles est bien plus forte que la variabilité interannuelle de chaque modèle. Les variabilités interannuelles comme ENSO ne sont donc pas à l’origine de la forte dispersion des modèles.

Les deux jeux de réanalyses les plus récents, NCEP2 et ERA40, montrent des valeurs assez fortes pour l’intensité de la circulation de Hadley :

- Pour JJA, ERA40 et NCEP2 donnent une intensité de $27.0 \cdot 10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$,
- Pour DJF, ERA40 et NCEP2 donnent des intensités de 20.5 et de $22.5 \cdot 10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$ respectivement.

Pour DJF, les réanalyses les plus récentes ERA40 et NCEP2 diffèrent de 10%. L’intensité de la circulation de Hadley, pourtant primordiale pour des études climatiques, est donc encore largement incertaine, et l’incertitude sur l’intensité de la circulation de Hadley est de l’ordre de 10%.

Les réanalyses NCEP, moins récentes, montrent une circulation de Hadley relativement faible. Si maintenant on compare les AOGCMs aux réanalyses NCEP2 et ERA40 :

- les AOGCMs ont tendance à donner des intensités trop faibles, ce qui est particulièrement marqué en JJA,
- les biais pour un même AOGCM, en terme de circulation de Hadley, sont de même signe dans les deux saisons DJF et JJA.

Regardons maintenant l’extension des cellules de Hadley.

Extension des circulations de Hadley

L’extension des cellules de Hadley est mesurée par la latitude où la fonction de courant méridienne ψ s’annule, de la même manière que dans la section 3.4. L’extension des cellules est appelée :

- λ_N pour l’extension vers le nord de la cellule de Hadley d’hiver boréal (DJF)
- λ_S pour l’extension vers le sud de la cellule de Hadley d’hiver austral (JJA).

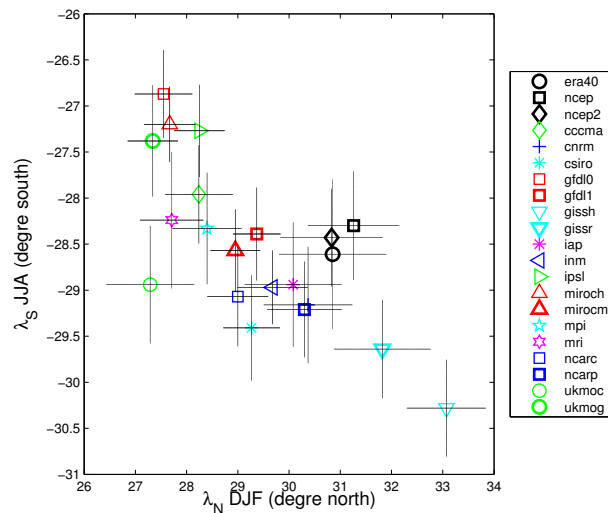


FIG. 3.18 – Extension en latitude de la circulation de Hadley des AOGCMs de l'AR4, l'extension vers le nord, λ_N , pour DJF, est donnée en fonction de l'extension vers le sud λ_S pour JJA. L'écart type des variations interannuelles est donné par les lignes horizontales et verticales pour DJF et JJA respectivement. A partir de la simulation 1CO₂ (contrôle préindustriel) des modèles AR4.

La Fig. 3.18 est identique à la Fig. 3.17, mais diagnostique l'extension vers les pôles des cellules de Hadley dans les hémisphères d'hiver. Le cadran en haut à gauche donne les AOGCMs ayant des cellules de Hadley les moins étendues. En revanche, le cadran en bas à droite donne les AOGCMs ayant les cellules les plus étendues.

On confirme d'abord les résultats de la section 3.4 :

- les AOGCMs montrent peu d'accord entre eux dans l'extension des cellules de Hadley,
- L'extension des modèles varie entre 27° et 33° (27° et 30°) pour la cellule d'hiver boréal (austral).
- Les AOGCMs montrent plus d'accord pour l'extension de la cellule de Hadley de l'hémisphère Sud que pour celle de l'hémisphère Nord.
- Les variations interannuelles n'expliquent pas la forte dispersion des AOGCMs.

De plus, on voit que les AOGCMs sont situés sur une même ligne dans la Fig. 3.18. Pour un même GCM, l'extension de la cellule d'un hémisphère se retrouve donc avec une assez bonne précision dans l'autre hémisphère. Le mécanisme contrôlant l'extension des cellules des Hadley nous apparaît donc robuste. L'étude des mécanismes contrôlant l'extension de la circulation de Hadley semble donc prometteuse pour interpréter les biais des AOGCMs.

Si on compare les AOGCMs aux jeux de réanalyses NCEP, NCEP2 et ERA40 :

- Pour JJA, les cellules de Hadley des modèles ont une extension assez cohérente avec les réanalyses.
- Pour DJF, les AOGCMs ont tendance à montrer une cellule de Hadley trop étroite.

Localisation des limites des cellules de Hadley

Les extensions des cellules de Hadley des modèles couplés ont des valeurs très variables. Or, on peut penser qu'il existe des biais très forts localement. Nous avons donc choisi de regarder pour une longitude donnée la position des cellules de Hadley.

La fonction de courant méridienne donnant la circulation de Hadley n'est définie que en moyenne zonale. Pour regarder localement les limites de la circulation de Hadley, nous avons donc choisi de regarder les vitesses verticales. Dima and Wallace (2003) proposent comme définition des positions des cellules, les latitudes moyennes des circulations ascendantes et descendantes :

$$\lambda'_{N(S)} = \frac{\int_{0(-45)}^{45(0)} (\lambda [\overline{\omega_{500}}]_{-}) d\lambda}{\int_{0(-45)}^{45(0)} ([\overline{\omega_{500}}]_{-}) d\lambda} \tag{3.17}$$

$$\lambda'_{Eq} = \frac{\int_{-25}^{25} (\lambda [\overline{\omega_{500}}]_{+}) d\lambda}{\int_{-25}^{25} ([\overline{\omega_{500}}]_{+}) d\lambda} \tag{3.18}$$

Ici, $[\overline{\omega_{500}}]_{+}$ ($[\overline{\omega_{500}}]_{-}$) indique la vitesse verticale en coordonnées pression, à 500hPa, les crochets indiquent la moyenne zonale, la barre du dessus indique la moyenne mensuelle et l'indice + (-) indique que l'on prend que les valeurs positives (négatives) de $[\overline{\omega_{500}}]$. λ indique la latitude. λ'_N (λ'_S) est la position en latitude de la branche subsidente de la circulation de Hadley dans l'hémisphère Nord (Sud). λ'_{Eq} est la position en latitude de la branche ascendante des cellules de Hadley.

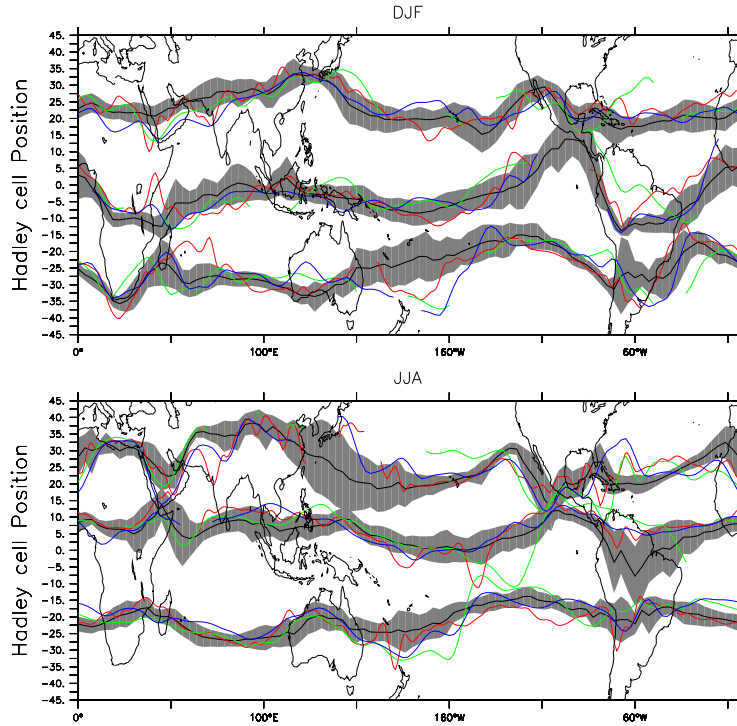


FIG. 3.19 – Localisation des branches ascendantes et subsidentes de la circulation de Hadley définies selon les Éqs. 3.17 et 3.18. La moyenne multi-modèle est indiquée en noir. La zone grisée est l'écart type entre les AOGCMs de l'AR4. Les lignes rouges, vertes et bleues sont les résultats pour les jeux de réanalyses ERA40, NCEP et NCEP2. En haut pour DJF, en bas pour JJA.

La définition proposée par Dima and Wallace (2003) présente l'avantage de localiser sur une carte les positions des branches ascendantes et subsidentes moyennes de la circulation de Hadley. Cependant, les positions des cellules de Hadley λ'_N , λ'_S et λ'_{eq} sont différente de l'extension des cellules donnée par la latitude où la fonction de courant s'annule, donnée avec nos notations par λ_N , λ_S et λ_{eq} .

- La position des branches subsidentes (λ'_N et λ'_S) est plus proches de l'équateur que notre diagnostic de l'extension (λ_N et λ_S),
- Les mouvements des moyennes latitudes entre dans le calcul des positions de cellules, à ce titre les diagnostics de positions des cellules (λ'_N et λ'_S) sont moins rigoureux que nos diagnostics de l'extension (λ_N et λ_S).

La Fig. 3.19 montre la localisation des branches ascendante et des branches subsidentes de la circulation de Hadley. Les positions moyennes pour les modèles couplés AR4 sont données par le

trait noir, et l'écart type entre les différents AOGCMs est indiqué par la zone grisé. Les positions des cellules sont aussi indiquées en trait rouge, vert et bleu pour les réanalyses NCEP, NCEP2 et ERA40 respectivement.

On se focalise sur la cellule de Hadley d'hiver :

- dans l'hémisphère Sud pour JJA,
- dans l'hémisphère Nord pour DJF.

On voit alors que :

Pour l'hiver boréal DJF : Au niveau des Océan Atlantique et Pacifique, la cellule de Hadley des AOGCMs est trop étroite par rapport aux réanalyses. En revanche, au niveau de l'Arabie et du sous continent Indien, la cellule de Hadley est trop étendue dans les GCMs couplé.

Pour l'hiver austral JJA : Par rapport aux réanalyses, les modèles ont une circulation de Hadley trop étroite au niveau de l'océan Pacifique.

On constate que les réanalyses sont moins en accord entre elles au niveau de l'hémisphère Sud, car on a moins de données assimilées sur ces régions du globe.

Les biais des modèles couplés, en terme de position des cellules de Hadley, semblent provenir des mailles océaniques, où les cellules de Hadley sont en partie pilotées par les modèles d'océan. Est-ce que l'océan est responsable d'un gradient modifié de SST qui, à son tour influence l'atmosphère ? Est-ce que au contraire l'atmosphère influence l'océan ? Pour répondre à ces questions, il faudrait voir les simulations AMIP et voir comment les cellules de Hadley sont simulées par la composante atmosphérique des AOGCMs. L'étude de Mitas and Clement (2006) suggère que les simulations AMIPs sont affectées des mêmes biais que les simulations couplés. On suggère donc que l'origine des biais dans la position des cellules de Hadley se trouve dans la composante atmosphérique des modèles couplés.

Essayons maintenant de voir si l'intensité et l'extension des cellules sont reliées.

Corrélation entre l'extension et l'intensité des cellules de Hadley

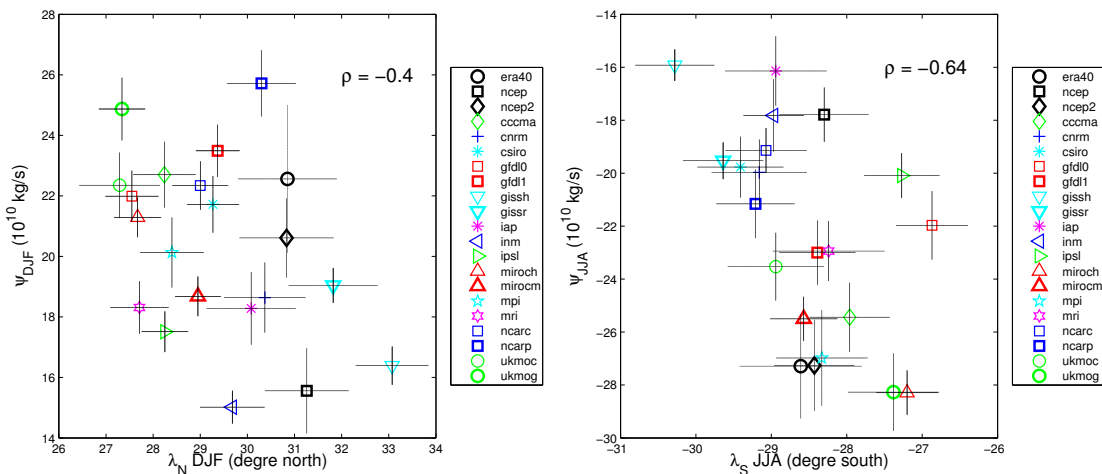


FIG. 3.20 – Intensité de la cellule de Hadley $\psi_{DJF(JJA)}$ en fonction de son extension méridienne en latitude $\lambda_{N(S)}$, pour la saison DJF à gauche et JJA à droite. L'écart type des variations interannuelles est donné par les lignes horizontales et verticales pour DJF et JJA respectivement. Réalisé à partir de la simulation de contrôle préindustriel $1CO_2$ des modèles AR4.

La Fig. 3.20 donne :

- en ordonnée, l'intensité des cellules de Hadley, donnée par les maxima et minima de la fonction de courant méridienne

- en abscisse, l'extension méridienne $\lambda_{N(S)}$, donnée par la latitude où la fonction de courant s'annule.

Les coefficients de corrélation linéaire entre l'intensité et l'extension des cellules apparaissent en haut à droite pour chacun des graphes. L'intensité des cellules est anticorrélée avec leurs extensions, avec des coefficients de -0.40 et -0.64, pour DJF et JJA respectivement.

En général, plus l'intensité de la cellule de Hadley est forte, moins la cellule est étendue vers les pôles. Comment comprendre cette relation ?

- Held and Hou (1980) trouve que l'intensité de la circulation de Hadley est proportionnelle à la latitude maximum des cellules de Hadley à la puissance 3/2 (voir chapitre 2). Les AOGCMs viennent donc contredire les résultats de Held and Hou (1980).
- Les études plus récentes présentées au chapitre 2 Schneider (2006); Williams (2006) ont montré que l'intensité et l'extension des cellules de Hadley s'expliquent en grande partie par ses interactions avec les régimes des moyennes latitudes, et par les différentes stabilités statiques simulées par chaque modèle.

Nous suggérons que dans une circulation de Hadley de faible intensité, relativement peu de moment cinétique est transporté. Par conséquent, le jet s'affaiblit. Si la position du jet est fixée par la latitude où le jet devient instable, à cause des instabilités baroclines. Un jet faible est stable et se déplace vers les pôles. D'autre part, comme la composante moyenne du transport du moment cinétique est plus faible, les ondes s'amplifient pour réaliser le transport du moment cinétique.

Ces mécanismes seront abordés dans le chapitre 4 de la thèse.

3.7.3 Les changements transitoires de la circulation de Hadley

Dans les sections 2.3 à 4.3, nous avons considéré la réponse transitoire et stabilisée du climat par l'étude de 2CO₂ TRC et 2CO₂ STA, deux périodes de la simulation de doublement du CO₂. En résumé, on a trouvé que la moitié du changement de la circulation de Hadley en changement climatique est réalisée à la fin de l'augmentation du CO₂ de 1% par an. Pour tester la validité de nos résultats, on a étudié la série temporelle de l'intensité et de l'extension de la cellule de Hadley, au cours de la simulation 2CO₂.

La Fig. 3.21 montre la série temporelle de l'intensité de la circulation de Hadley. Dans les séries temporelles pour DJF et JJA, la baisse de la circulation est en phase avec l'augmentation du CO₂ dans l'atmosphère. En moyenne, 50 ans après stabilisation du CO₂, du l'essentiel signal du changement climatique est obtenu. Mais comme les changements sont très faibles, ils n'apparaissent pas sans analyse détaillée.

La série temporelle de l'extension des cellules de Hadley vers le nord pour DJF, et vers le sud pour JJA apparaît sur la Fig. 3.22. On constate que le déplacement des cellules vers les pôles se produit lors de l'augmentation du CO₂ de 1% par an, et finit après environ 60-70 de stabilisation.

On confirme donc que les périodes 2CO₂ TRC et 2CO₂ STA, choisies dans la section ??, sont bien adaptées pour l'étude de la réponse transitoire et stabilisée de l'augmentation des gaz à effet de serre. On confirme donc qu'une partie de la réponse en changement climatique est pilotée par les SSTs, qui mettent plusieurs années à trouver un équilibre avec l'atmosphère.

3.8 Mécanismes de changement de la circulation tropicale dans les AOGCMs

Dans la section 3.5, nous avons interprété les changements de circulation de Hadley dans le modèle couplé IPSL-CM4, à l'aide de l'équation thermodynamique. Nous avons utilisé IPSL-CM4 car nous avons accès aux profils de chauffages radiatifs et convectifs seulement pour ce modèle. Est-ce que l'affaiblissement des cellules de Hadley des modèles AR4 s'explique de la même manière que IPSL-CM4 ? Peut-on pointer les paramétrisations physiques, des AOGCMs de l'AR4, à l'origine de la grande dispersion des valeurs de l'intensité de la circulation de Hadley ?

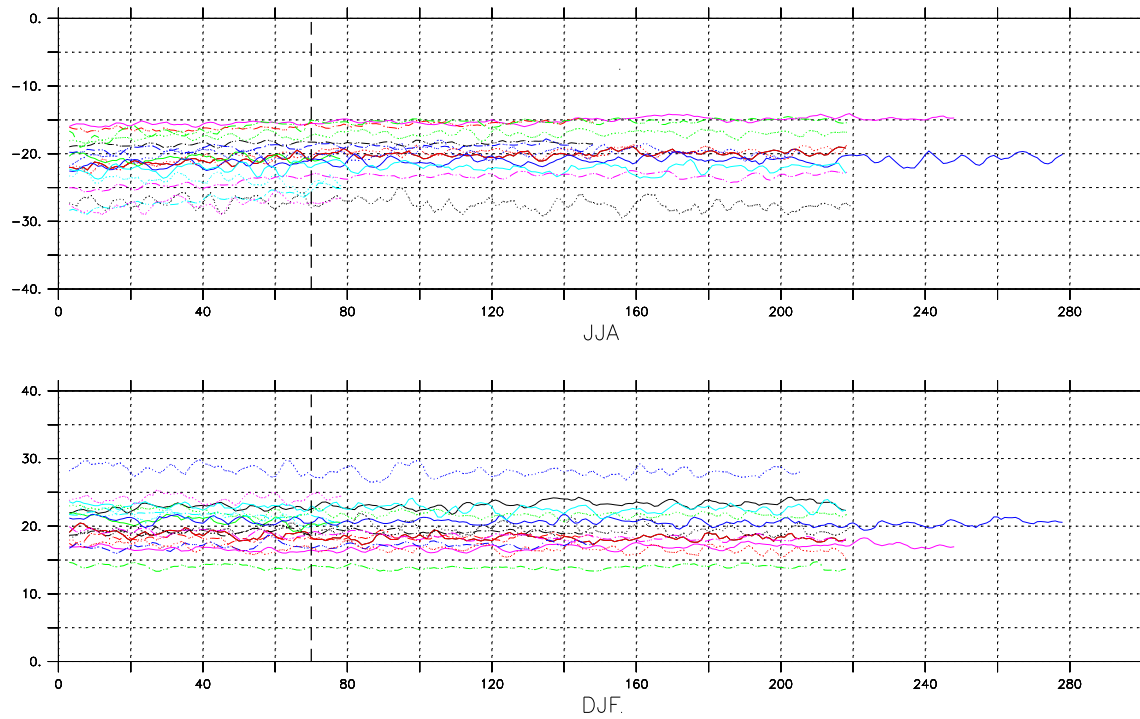


FIG. 3.21 – Série temporelle de l'intensité des cellules de Hadley mesurée par le maximum d'intensité de la fonction de courant ψ , le long de la simulation de doublement de CO_2 . Les 70 premières années, à gauche du trait noir pointillé, représentent la période d'augmentation de CO_2 de 1% par an. A droite du trait noir pointillé, le CO_2 est stabilisé à une concentration atmosphérique égale au double de sa valeur préindustrielle. Les séries temporelles ont été lissées par une moyenne glissante sur 4 ans. Chaque modèle couplé est représenté par un trait.

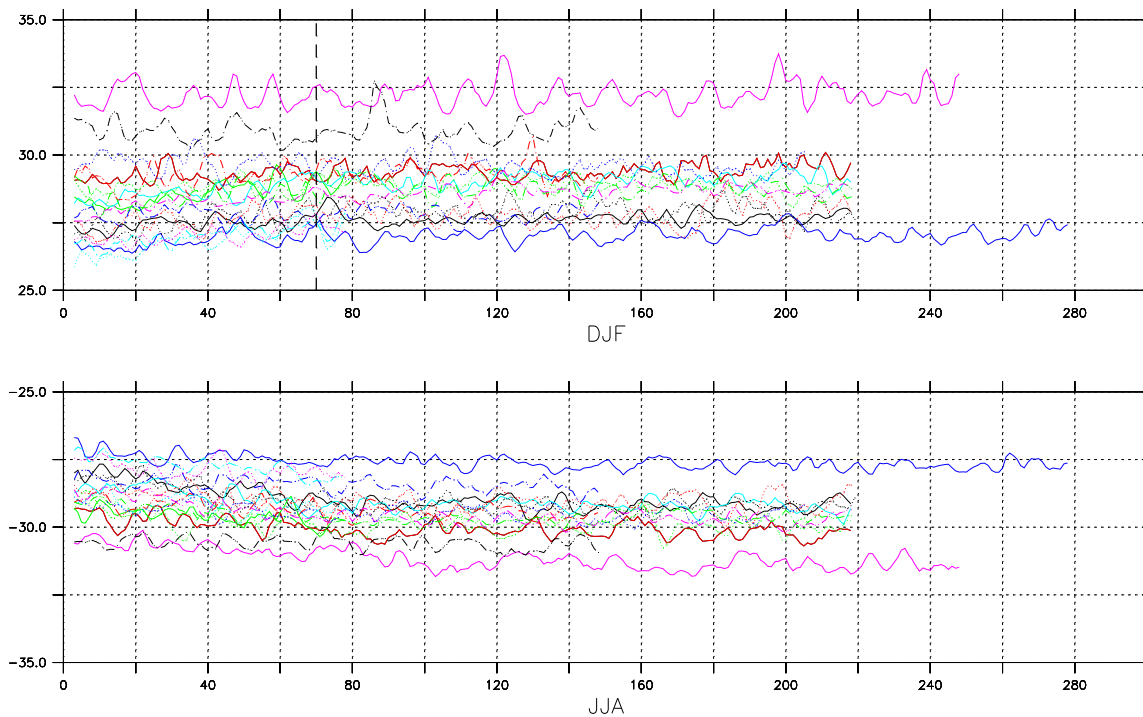


FIG. 3.22 – Même figure que Fig. 3.21, pour l’extension des cellules mesurée par la latitude où la fonction de courant méridienne ψ s’annule.

Ici, nous détaillons une méthodologie permettant de faire des diagnostics équivalents dans les modèles de l’AR4, sans connaître les profils des tendances diabatiques.

3.8.1 Données

Les résultats de cette section sont basés sur les champs de vitesse verticale, de vitesse méridienne, de température, de flux radiatif au sol et au sommet de l’atmosphère, de précipitation et de flux de chaleur sensible, extraits de la base de données multi-modèles du WCRP (World Climate Research Programme’s) CMIP 3, contenant les données de modèles couplés illustrés aux sections précédentes.

Pour alléger notre analyse, nous nous sommes limité à 7 modèles : CGCM3.1(T47), CNRM-CM3, GFDL-CM2.0, FGOALS-g1.0, INM-CM 3.0, IPSL-CM4 et MIROC3.2(medres).

Les simulations analysées sont les simulations CMIP 3 présentées dans la section ???. Résumons les deux simulations utilisées :

- Simulation **1CO₂** : période de 30 ans d’une simulation de contrôle où les gaz à effet de serre ont leur concentration préindustrielle.
- Simulation **2CO₂ STA** : période de 30 ans après stabilisation de 50 ans d’un doublement de la concentration en CO₂.

Notons enfin que les 7 modèles analysés montrent un affaiblissement de la circulation de Hadley de -2.5% et -2.7% pour DJF et JJA respectivement, si on fait une moyenne d’ensemble des 7 modèles. L’affaiblissement est donc bien du même ordre de grandeur que la moyenne multi-modèle d’ensemble des modèles de l’AR4. Cependant, on note que l’affaiblissement est légèrement moins fort pour notre échantillon de 7 modèles que pour la moyenne multi-modèle des modèles de l’AR4.

3.8.2 Méthode

Rappelons tout d'abord l'expression de l'équation thermodynamique, cette équation donne une relation entre d'une part la vitesse verticale ω et d'une part les termes de réchauffement diabatique d'autre part.

$$\frac{dT}{dt} - S_p \omega = \frac{Q}{C_p} \quad (3.19)$$

Ici, Q est le réchauffement diabatique total en $J.s^{-1}$, et C_p est la chaleur massique. Le réchauffement diabatique total s'écrit comme la somme de trois termes :

- le réchauffement dû à la libération de chaleur latente Q_c ,
- le refroidissement radiatif Q_r ,
- le réchauffement dû aux flux turbulents de surface Q_v .

Le réchauffement diabatique total s'écrit donc $Q = Q_c - Q_r + Q_v$. Notons qu'avec nos conventions une valeur positive de Q_r est un refroidissement, alors que des valeurs positives de Q_c et Q_v sont des réchauffements.

De plus, dans la section 3.5, nous avons estimé le terme dynamique dT/dt à l'aide du calcul des flux de chaleurs dans les tourbillons transitoires et dans les ondes stationnaires. Ici, nous calculons le terme dynamique comme un résidu de l'Éq.3.19.

Intégrons l'Éq. 3.19 dans la troposphère :

$$\overline{\frac{dT}{dt}} - \overline{S_p \omega} = \frac{1}{C_p} (\overline{Q_c} - \overline{Q_r} + \overline{Q_v}) \quad (3.20)$$

Ici, on note \overline{x} la moyenne de x dans la troposphère, donnée par $1/(p_{sol} - p_{tropo}) \int_{p_{sol}}^{p_{tropo}} x dp$. p_{tropo} est la pression de la tropopause, et p_{sol} , la pression au sol.

On définit la hauteur de la tropopause de la même manière que Santer et al. (2003) : la hauteur la plus basse dans l'atmosphère où le gradient de température $\Gamma = -dT/dz$ devient inférieur à $2 K.km^{-1}$. On trouve alors la pression de la tropopause p_{tropo} pour chaque AOGCM.

Par hypothèse, nous considérons que la stabilité statique est constante dans la troposphère, on écrit $\overline{S_p \omega} = \overline{S_p} \overline{\omega}$.

Nous intégrons ensuite sur la zone de circulation de Hadley, définie par les limites λ_N et λ_S données par les latitudes où la fonction de courant s'annule. La zone de circulation de Hadley est intégrée selon des zones données par :

1. les points de grille ascendants (indice u)
2. les points de grille et descendants (indice d)

On obtient :

$$\overline{M_{u(d)} g \overline{S_p}} = \left(-\overline{\frac{dT}{dt}} + \frac{1}{C_p} (\overline{Q_c} - \overline{Q_r} + \overline{Q_v}) \right) A_{u(d)} \quad (3.21)$$

Ici, A_u et A_d sont les aires occupées par les points de grille ascendants et subsidents respectivement.

Les profils des refroidissements radiatifs et des chauffages convectifs ne sont pas donnés dans la base de données des modèles couplés des simulations CMIP 3. Cependant on a cherché à les estimer les différents termes de l'Éq. 3.21 par :

- les flux radiatifs au sol et au sommet de l'atmosphère,
- les précipitations,
- les flux turbulents.

Nous détaillons dans les trois sous parties suivantes comment nous avons estimé ces différentes composantes du chauffage diabatique.

Estimation du chauffage radiatif

Tout d’abord, le refroidissement radiatif total de l’atmosphère R_{atm} en $W.m^{-2}$ peut être exprimé à l’aide du bilan radiatif au sommet de l’atmosphère, auquel on soustrait le bilan radiatif au sol. Le bilan radiatif est obtenu en sommant la contribution du rayonnement solaire SW et terrestre LW. On obtient un refroidissement radiatif total de l’atmosphère R_{atm} :

$$R_{atm} = R_{TOA} - R_{sol} \tag{3.22}$$

Où le bilan radiatif au sommet de l’atmosphère est noté R_{TOA} , et celui au sol R_{sol} .

On peut transformer le terme précédent en un refroidissement radiatif moyen de l’atmosphère, qu’on appelle \widetilde{Q}_R en $K.s^{-1}$. Pour cela, on considère que le refroidissement radiatif à lieu uniquement dans la troposphère et on néglige l’influence de la stratosphère. La troposphère est définie entre la pression de la tropopause p_{tropo} et la pression au sol p_{sol} .

Le refroidissement radiatif moyen de l’atmosphère en $K.s^{-1}$ est alors exprimé par :

$$\widetilde{Q}_R = R_{atm} \frac{g}{(p_{tropo} - p_{sol})} \tag{3.23}$$

Ici, g indique l’accélération de la gravité.

Pour le modèle LMDZ4, on a cherché à vérifier cette relation comparant la valeur estimée \widetilde{Q}_R par l’Éq. 3.23 du refroidissement radiatif, et le refroidissement radiatif moyen \overline{Q}_R sorti par le modèle LMDZ4. La Fig. 3.23 est un graphe donnant la valeur estimée en fonction de la valeur réelle pour LMDZ4.

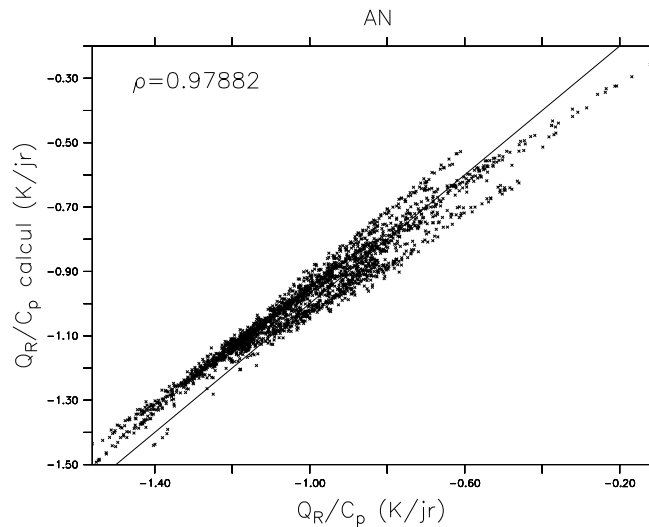


FIG. 3.23 – Graphe de \widetilde{Q}_R/C_p en $K.jr^{-1}$ (Q_R/C_p calcul en ordonnée) en fonction de \overline{Q}_R/C_p (Q_R/C_p en abscisse) en $K.jr^{-1}$ sortie du modèle LMDZ4. \widetilde{Q}_R/C_p est donné en ordonné (Q_R/C_p calcul). \overline{Q}_R/C_p est donné en abscisse (Q_R/C_p). Le coefficient de corrélation linéaire entre \widetilde{Q}_R/C_p et \overline{Q}_R/C_p est indiqué en haut à gauche. La droite $y = x$ est donnée par la ligne noire.

La Fig.3.23 montre que notre calcul du refroidissement radiatif moyen, à l’aide des flux radiatifs au sommet de l’atmosphère et au sol, est assez correct car $\widetilde{Q}_R \approx \overline{Q}_R$. La différence entre le refroidissement radiatif réel \overline{Q}_R et notre estimateur \widetilde{Q}_R donne l’influence de la stratosphère :

- Les refroidissements radiatifs forts sont surestimés,
- les refroidissements radiatifs faibles sont sous-estimés.

Cependant, à l’ordre 0, notre estimateur est donc considéré comme valide pour le calcul du refroidissement radiatif de la troposphère.

Estimation du chauffage convectif

Le chauffage convectif \widetilde{Q}_C moyen de la troposphère peut être simplement exprimé à l'aide du chauffage latent obtenu par les précipitations. Une valeur globale du chauffage convectif est donc obtenue en multipliant le taux de précipitation P par L_v la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

La valeur moyenne du chauffage convectif \widetilde{Q}_C est (en K.s^{-1}) :

$$\widetilde{Q}_C = L_v P \frac{g}{p_{tropo} - p_{sol}} \quad (3.24)$$

Avec L_v la chaleur latente de vaporisation, P le taux de précipitation.

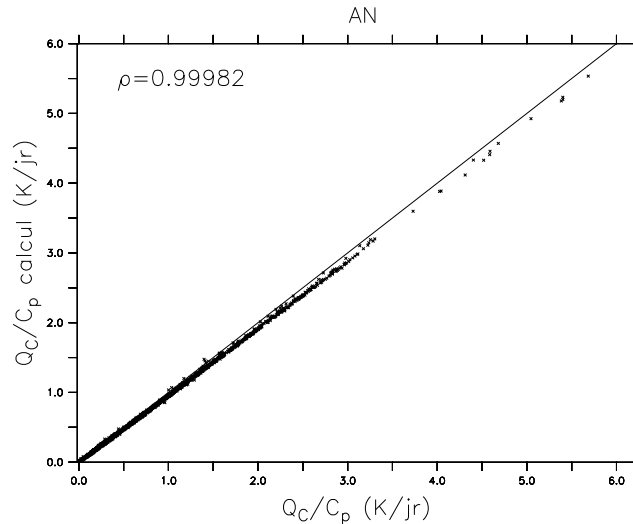


FIG. 3.24 – Graphe de \widetilde{Q}_C/C_p en K.jr^{-1} (Q_C/C_p calcul en ordonnée) en fonction de \overline{Q}_C/C_p (Q_C/C_p en abscisse) en K.jr^{-1} sortie du modèle LMDZ4. Le coefficient de corrélation linéaire est indiqué en haut à gauche. La droite $y = x$ est donnée par la ligne noire.

La Fig. 3.24 donne :

- en ordonnée, les taux de réchauffement convectif en \widetilde{Q}_C/C_p en K.jr^{-1} calculés à l'aide des précipitations,
- en abscisse, les taux de réchauffement convectif moyen de l'atmosphère, \overline{Q}_C/C_p , du diagnostic direct du modèle.

On voit que le chauffage diabatique moyen de la troposphère est très bien estimé par l'utilisation des précipitations. Les taux de corrélations linéaires sont très forts et supérieurs à 0.99.

Estimation du chauffage de la couche limite

La couche limite échange de la chaleur avec l'atmosphère. Cette chaleur est donnée par le flux turbulent de chaleur sensible H , en W.m^{-2} .

Le réchauffement moyen de l'atmosphère du à la couche limite est \overline{Q}_v , défini de la manière suivante :

$$\overline{Q}_v = -H \frac{g}{P_{tropo} - P_{sol}} \quad (3.25)$$

La Fig. 3.25 donne :

- en ordonnée, les réchauffements diabatique dus à la couche limite \overline{Q}_v/C_p , calculés avec le flux turbulent de chaleur sensible.
- en abscisse, les réchauffements diabatiques dus à la couche limite, diagnostiqués directement dans le modèle \overline{Q}_v/C_p .

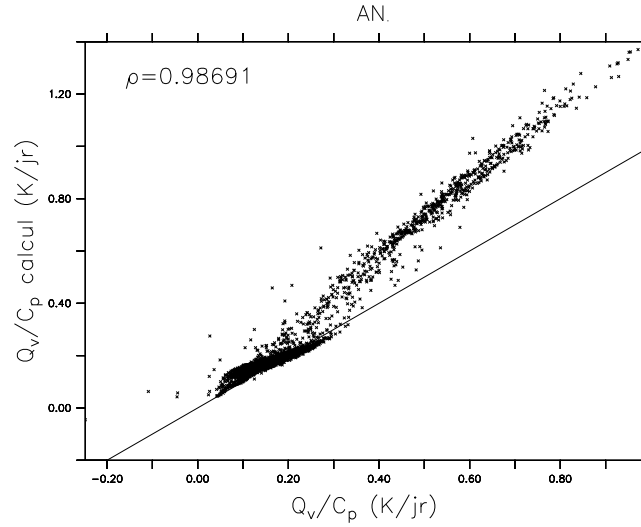


FIG. 3.25 – Graphe de \widetilde{Q}_v/C_p en $K.jr^{-1}$ (Q_v/C_p calcul) en fonction de \overline{Q}_v/C_p (Q_v) en $K.jr^{-1}$ sortie du modèle LMDZOR. Le coefficient de corrélation linéaire est indiqué en haut à gauche.

Bien que les coefficients de corrélations linéaires soient assez bons et supérieurs à 0.95, notre calcul \widetilde{Q}_v donne des valeurs trop fortes pour l'influence de la couche limite, sur de nombreux points de grille.

La couche limite est responsable de chauffages diabatiques moins forts que le refroidissement radiatif ou que le réchauffement convectif. A l'ordre 0, on voit que notre calcul du chauffage de la couche limite est raisonnable.

Estimation des effets dynamiques

La vitesse verticale ω et la stabilité statiques S_p sont intégrées verticalement :

$$\widetilde{\omega} = \frac{1}{p_s - p_{tropo}} \int_{p_s}^{p_{tropo}} \omega dP \quad (3.26)$$

$$\widetilde{S}_p = \frac{1}{p_s - p_{tropo}} \int_{p_s}^{p_{tropo}} S_p dP \quad (3.27)$$

Ici, $\widetilde{\omega}$ et \widetilde{S}_p indiquent les moyennes verticales pondérés par la pression de la vitesse verticale ω et de la stabilité statiques S_p . On peut donc trouver un estimateur des effets dynamiques en calculant le résidu de l'Éq. 3.20. On obtient :

$$\frac{d\widetilde{T}}{dt} = \widetilde{S}_p \widetilde{\omega} + \widetilde{Q}_c - \widetilde{Q}_r + \widetilde{Q}_v \quad (3.28)$$

Le terme $\frac{d\widetilde{T}}{dt}$ exprime l'influence de l'advection de température par la circulation moyenne, mais aussi par les ondes transitoire et stationnaires.

Remarquons néanmoins que notre estimateur $\frac{d\widetilde{T}}{dt}$ est construit à l'aide des estimateurs \widetilde{Q}_R , \widetilde{Q}_C et \widetilde{Q}_v . Les erreurs de chacun de ces estimateurs se reflètent dans ce terme.

Après la présentation de la méthode utilisée, présentons nos résultats.

3.8.3 Résultats

Simulation de contrôle

Tout d'abord, nous examinons les différents termes de l'Éq. 3.21 dans la simulation de contrôle préindustriel $1CO_2$. On décompose l'Éq. 3.21 de la manière suivante :

$$\overline{M_{u(d)}} = \underbrace{-\frac{\overline{dT/dt}}{g\overline{S_p}} A_{u(d)}}_{M_{dT}} + \underbrace{\frac{\overline{Q_c}}{gC_p\overline{S_p}} A_{u(d)}}_{M_{Qc}} - \underbrace{\frac{\overline{Q_r}}{gC_p\overline{S_p}} A_{u(d)}}_{M_{Qr}} + \underbrace{\frac{\overline{Q_v}}{gC_p\overline{S_p}} A_{u(d)}}_{M_{Qv}} \quad (3.29)$$

Ainsi les flux de masse ascendants M_u (représentés par l'indice u) et subsidents M_d (indice d) sont décomposés en :

- un flux de masse induit par le refroidissement radiatif M_{Qr}
- un flux de masse induit par le réchauffement convectif M_{Qc}
- un flux de masse induit par le flux de chaleur sensible M_{Qv}
- un flux de masse induit par la dynamique M_{dT} .

On donne aussi la somme du flux de masse induit par les tendances physiques $M_Q = M_{Qr} + M_{Qc} + M_{Qv}$. Par définition, la somme du flux de masse induit par la dynamique M_{dT} et celle due aux réchauffements diabatiques M_Q est égale au flux de masse pour les zones ascendantes et subsidentes.

La Fig. 3.26 montre le résultat pour notre échantillon de 7 modèles de l'AR4, appliqué à la circulation méridienne moyenne. On caractérise la circulation méridienne en faisant une moyenne zonale des termes de l'Éq. 3.29, et en séparant ensuite les zones ascendantes et subsidentes en moyenne zonale. Les latitudes où la moyenne zonale du flux de masse est ascendante (subsidente) représentent la branche ascendante (subsidente) des cellules de Hadley.

L'histogramme montre la valeur moyenne pour les modèles analysés. On retrouve ce qu'on avait vu pour IPSL-CM4 dans la section 3.5, et sans approfondir on a :

- Au niveau de la branche ascendante de la cellule de Hadley (notée *upward*), le fort réchauffement convectif explique les mouvements ascendants. Cependant, le refroidissement radiatif, et la dynamique refroidissent l'atmosphère et diminue l'intensité des mouvements ascendants.
- Au niveau de la branche subsidente de la cellule de Hadley (notée *downward*), le refroidissement radiatif induit la subsidence de l'air. Le refroidissement total de l'atmosphère est moins fort que celui prévu par le refroidissement radiatif, comme les réchauffements convectifs et les réchauffement de la couche limite réchauffent l'air. On note que le terme dynamique refroidit l'atmosphère et amplifie la subsidence de l'air.

Sur la Fig. 3.26, les barres d'erreurs indiquent la déviation standard des modèles de l'AR4. Les flux de masse dus au refroidissement radiatif M_{Qr} et dus au réchauffement convectif M_{Qc} possèdent les barres d'erreur les plus grandes. Les refroidissements radiatifs et réchauffements convectifs sont donc à l'origine des plus grandes dispersions sur la valeur des flux de masse ascendants et subsidents.

On suggère que :

- Les différences de refroidissement radiatif les plus importantes entre les modèles sont sûrement dues aux nuages, en particulier aux nuages de couche limite (Bony et al., 2006).
- Les différences de réchauffement convectif sont liées aux précipitations. La probabilité d'occurrence de la convection est plutôt dû aux forçages de la surface, et de la couche limite qui est plus ou moins donné par le couplage avec l'océan et les surfaces continentales. La probabilité d'occurrence de la convection, ainsi que son intensité dépend aussi des schéma de convection des modèles.

La convection est en quasi-équilibre avec son environnement et se développe plutôt sur les zones de forte SST. Dans les modèles couplés, la SST est en interaction avec l'atmosphère. La forte SST peut être vue soit comme un effet océanique, soit comme un effet atmosphérique, qui

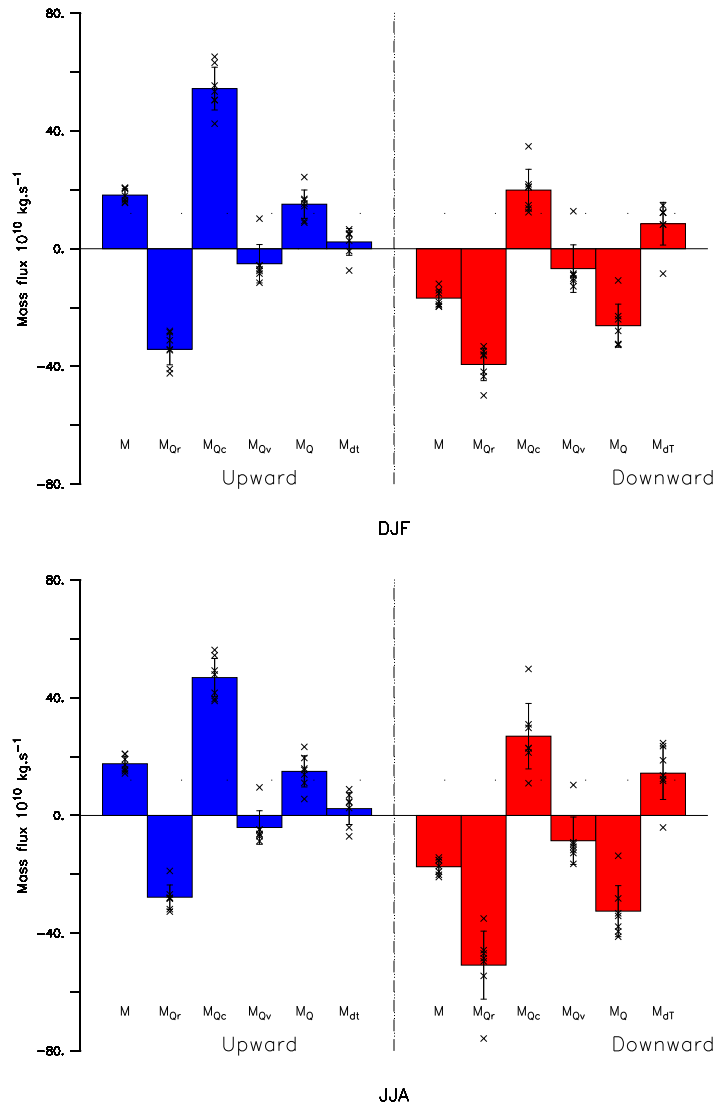


FIG. 3.26 – Flux de masse ascendant (*Upward*) et subsident (*Downward*) en moyenne zonale et décomposition de l’effet des tendances diabatiques et dynamiques (voir Éq. 3.29). Les histogrammes indiquent la moyenne des modèles couplés analysés, chaque croix représente la valeur pour un modèle. L’écart type entre les 7 modèles est donné par les barres d’erreurs. M est le flux de masse en $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$. M_{Qr} , M_{Qc} , M_{Qv} et M_{dt} sont les flux de masse induits par les refroidissements radiatifs, les réchauffements convectifs, les réchauffements dus aux flux turbulents et les réchauffement dus à la dynamique respectivement. On indique M_Q , la somme de $M_{Qr} + M_{Qc} + M_{Qv}$, indiquant le flux de masse total induit par les tendances diabatiques.

est amplifié ensuite par le couplage avec l'océan. Il faudrait étudier des simulations atmosphériques avec une couche de mélange océanique pour observer les différences de chauffage convectif provenant uniquement de la composante atmosphérique de chaque modèle couplé.

Après avoir bien compris les différents équilibres intervenant dans les modèles AR4, regardons les conséquences d'un doublement de la concentration en CO_2

Conséquence du doublement de CO_2

On a cherché à comprendre les variations en intensité de la circulation de Hadley dans les modèles de l'AR4, entre la simulation 1CO_2 et la simulation 2CO_2 STA. Pour cela, on a fait une différentielle de l'Éq. 3.29. La variation de la circulation atmosphérique tropicale a été décomposée de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{M}{M\Delta T_s}}_{\Delta M/M} = & \underbrace{-\frac{\Delta S_p}{S_p\Delta T_s}}_{\Delta M_{S_p}/M} + \underbrace{\frac{\Delta Q_c}{S_p M \Delta T_s} A}_{\Delta M_{Q_c}/M} - \underbrace{\frac{\Delta Q_r}{S_p M \Delta T_s} A}_{\Delta M_{Q_r}/M} + \underbrace{\frac{\Delta Q_v}{S_p M \Delta T_s} A}_{\Delta M_{Q_v}/M} + \\ & \underbrace{\frac{\Delta dT/dt}{S_p M \Delta T_s} A}_{\Delta M_{dT}/M} + \underbrace{\frac{\Delta A}{A\Delta T_s}}_{\Delta M_A/M} \end{aligned} \quad (3.30)$$

L'Éq. 3.30 est identique à l'Éq. 3.14, elle diffère seulement dans le traitement des termes dynamiques. De plus, on a normalisé l'Éq. 3.14 par le réchauffement de la température de surface ΔT_s pour s'affranchir des sensibilités climatiques différentes des modèles couplés.

On évalue les différents termes de l'Éq. 3.30 :

- Pour la circulation **totale**, en prenant tout les points de grille ascendants d'une coté et les points de grille subsidents de l'autre coté,
- Pour la circulation **méridienne**, en prenant tout les points de grille ascendants en moyenne zonale d'une coté et les points de grille subsidents en moyenne zonale de l'autre coté.

La Fig. 3.27 donne les résultats de notre analyse pour la circulation totale. On note que la circulation totale comporte les composantes longitudinales (Walker) et méridiennes (Hadley) de la circulation atmosphérique. On diagnostique clairement un affaiblissement du flux de masse $\Delta M/M$ total dans la circulation de Hadley de l'ordre de $3\%.\text{K}^{-1}$ en moyenne.

Lors de la simulation 2CO_2 , l'aire occupée par la circulation de Hadley est plus étendue. Or, la vitesse verticale est donnée par $M \approx \omega A$. Comme l'aire A augmente de environ 1%, la vitesse verticale moyenne diminue plus que le flux de masse moyen. La vitesse verticale diminue en moyenne de $4\%.\text{K}^{-1}$. La diminution du flux de masse et de la vitesse verticale est clairement causée par la baisse de stabilité statique S_p (terme ΔM_{S_p}) dans les zones ascendantes comme dans les zones subsidentes. La baisse de la stabilité statique implique une diminution du flux de masse de $8\%.\text{K}^{-1}$.

Dans les zones subsidentes, la diminution du flux de masse total est moins que $8\%.\text{K}^{-1}$ car le terme dynamique a un effet inverse. Le terme dynamique renforce le flux de masse vertical de $4\%.\text{K}^{-1}$. On suggère que le transport de chaleur vers les pôles est plus fort, comme l'indique le terme ΔM_{dT} . Les circulations moyennes, stationnaires et transitoires transportent plus de chaleur. Par conséquent, on amplifie les mouvements de subsidence.

Dans les zones ascendantes le flux de masse dû au réchauffement convectif augmente de $2\%.\text{K}^{-1}$. Le réchauffement convectif est plus fort, comme on observe plus de pluies dans la simulation 2CO_2 . Held and Soden (2006) ont montré que, dans les modèles couplé, l'augmentation des précipitations est une conséquence de la forte augmentation du contenu en eau de la couche limite. Une quantité plus grande d'eau converge au niveau de la couche limite, en conséquence les précipitations augmentent. La diminution de la circulation de grande échelle tend à diminuer l'augmentation des précipitations.

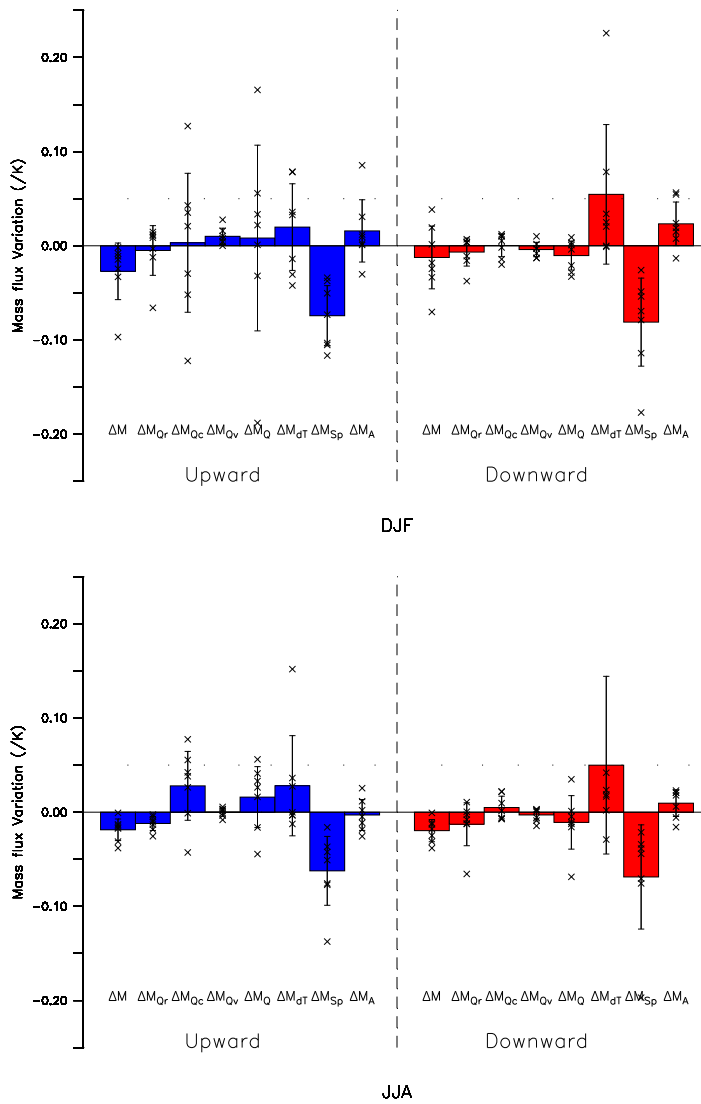


FIG. 3.27 – Variation des flux de masse total ascendants (*Upward*) et subsidents (*Downward*) en %/K et décomposition de l’effet combiné des tendances diabatiques et dynamiques. Les histogrammes indiquent la moyenne des modèles analysés, chaque croix représente la valeur pour un modèle. L’écart type entre les 7 modèles est donné par les barres d’erreurs. ΔM est la variation due flux de masse en %/K. ΔM_{Qr} , ΔM_{Qc} , ΔM_{Qv} , ΔM_{dT} , et ΔM_{Sp} sont les flux de masse induits par respectivement les refroidissements radiatifs, par les réchauffements convectifs, par les flux turbulents, par le terme dynamique dynamique et par la stabilité statique. On indique ΔM_Q , la somme $\Delta M_{Qr} + \Delta M_{Qc} + \Delta M_{Qv}$, indiquant le flux total induit par les tendances physiques.

De plus, le terme dynamique augmente de $2\%.\text{K}^{-1}$, car les transports de chaleurs sont en moyenne moins forts.

Regardons maintenant les barres d'erreur sur la Fig. 3.27, représentant la dispersion entre les modèles utilisés dans notre analyse. La dispersion entre les variations de flux de masse verticaux dans la simulation 2CO_2 s'explique par :

1. la variation la stabilité statique ΔM_{Sp} qui montre assez peu d'accord entre les modèles,
2. la variation du réchauffement convectif ΔM_{Qc} , où les modèles montrent peu d'accord entre eux, au niveau des zones ascendantes.
3. la variation du refroidissement dynamique ΔM_{dT} , qui est très différente selon les modèles.

Les changements dynamiques et de stabilité statique semblent liés dans les modèles. Si la stabilité de l'atmosphère augmente, on s'attend à ce que le transport de température par les ondes baroclines augmente. De plus, Lu et al. (2007) a montré que la cellule de Hadley s'étend en conséquence des changements de stabilité statique de l'atmosphère. Quel est le lien entre extension de la cellule de Hadley et stabilité de l'atmosphère ? Quel est le lien entre la stabilité statique est l'intensité des transports de chaleur dans les ondes baroclines ? Ces questions, particulièrement intéressantes pour décrire la réponse des modèles lors d'un réchauffement climatique sont laissées pour des études futures.

Regardons maintenant la circulation en moyenne zonale, la circulation de Hadley. La Fig. 3.28 donne l'équivalent de la Fig. 3.27 mais pour la circulation méridienne.

Tout d'abord, il est frappant de voir que si le flux total de masse ascendant ou subsident diminue (Fig. 3.27), le flux de masse méridien montre peu de variation et augmente même légèrement pour notre échantillon de 7 modèles.

Le changement de la circulation méridienne ΔM est petit devant les autres termes dans l'Éq. 3.30. Le calcul exact des termes de l'Éq. 3.30 est donc essentiel pour comprendre correctement les changements de circulation tropicale.

Nous remarquons que la circulation méridienne (Hadley) montre des changements identiques à la circulation totale (Hadley et Walker) :

- La stabilité statique augmente, ce qui diminue la circulation méridienne de $8\%.\text{K}^{-1}$ environ (ΔM_{Sp}).
- Le terme dynamique augmente la circulation méridienne de $4\%.\text{K}^{-1}$ en moyenne (ΔM_{dT}).

Cependant, à la différence des diagnostics sur la circulation totale (Fig. 3.27), les flux de masse induits par les réchauffements convectifs (ΔM_{Qc}) montrent des fortes variations. Les réchauffements convectifs sont donnés par la quantité de précipitation à la surface. La distribution géographique des précipitations change dans les modèles couplés suite à l'augmentation des gaz à effet de serre. Les changements des précipitations des modèles couplés sont liés aux changements des conditions de surface, et notamment à la SST. Le couplage avec l'océan est pour grande part à l'origine des changements dans l'occurrence géographique des précipitations.

Pour DJF, les modèles utilisés pour notre analyse montrent une variation des SSTs plus méridienne que longitudinale. Par conséquent, la circulation de Hadley augmente, et ne diminue pas comme le flux de masse donné par la circulation totale.

Pour JJA, la zone ascendante s'étend, tandis que le réchauffement convectif augmente dans les zones subsidentes, ce qui revient au même mécanisme que pour DJF.

Les barres d'erreur montrent que la dispersion des modèles, concernant la circulation de Hadley, est environ deux fois plus grande que pour la circulation totale (Hadley et Walker). La structure méridienne du réchauffement climatique est donc encore très largement incertaine dans les modèles couplés.

Discussion

La circulation totale de l'atmosphère tropicale montre une diminution robuste dans quasiment tous les modèles, nos résultats viennent confirmer ceux de Vecchi and Soden (2007). Cette dimi-

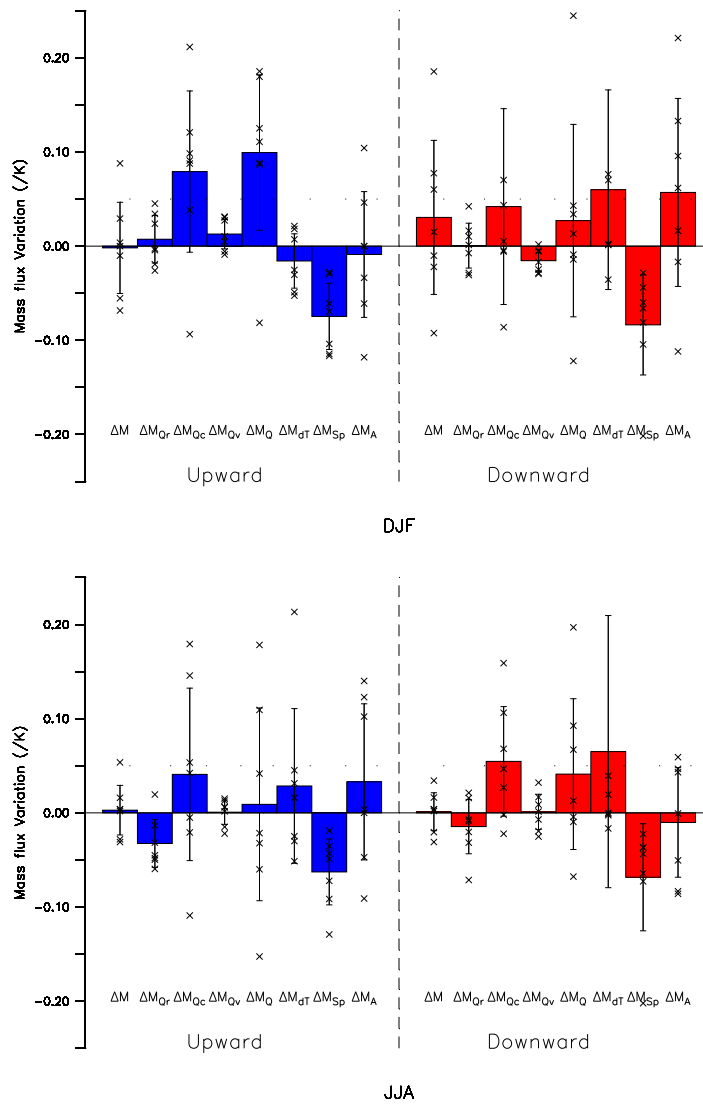


FIG. 3.28 – Même figure que la Fig. 3.27 mais pour des flux de masse en moyenne zonale.

nution de la circulation est induite par une augmentation de la stabilité statique de l'atmosphère.

Nos résultats montrent que les variations de la circulation de Hadley sont beaucoup moins robustes que la variation de la circulation totale tropicale (Hadley/Walker) dans les modèles couplés. Il semble que la composante Walker de la circulation tropicale montre des variations beaucoup plus fortes que la circulation de Hadley (Held and Soden, 2006). Nous n'avons pas de réponse claire pour expliquer un tel changement.

Nous suggérons que les changements de SST, réorganisant les mouvements grande échelle, expliquent une large part de la dispersion des modèles entre eux. Nous avons mis en avant le rôle des transport de chaleur modifiés qui diminuent l'impact des changements de stabilité statique sur la circulation de grande échelle.

Que montrerait une telle analyse sur des modèles atmosphériques forcés ou couplés à une couche de mélange océanique ? Quelle composante du chauffage diabatique montrerait alors le plus de dispersion ? Nous laissons ces questions pour des études futures. Notre décomposition constitue une bonne méthode diagnostique :

1. pour pointer quels mécanismes sont les plus critiques,
2. pour prévoir les variations de circulation grande échelle.

3.9 Le déplacement des jets et des circulations tourbillonnaires dans un AOGCM

Les sections précédentes de ce chapitre portent essentiellement sur les effets thermodynamiques expliquant l'intensité des cellules de Hadley. Regardons maintenant les positions des cellules de Hadley.

Les positions des cellules de Hadley correspondent aux jets subtropicaux. Nous avons donc choisi de diagnostiquer le jet et d'en expliquer sa position à l'aide de diagnostics dynamiques classiques.

3.9.1 Le déplacement vers les pôles des jets subtropicaux

Nous avons tout d'abord diagnostiqué les jets subtropicaux des modèles couplés de l'AR4. La position du jet est donnée en par la latitude du maximum de vent zonal dans la tropopause. La Fig. 3.29 montre la position moyenne du jet subtropical dans les simulations $1CO_2$ de contrôle préindustriel des modèles AR4. L'écart type des modèles est aussi indiqué en grisé. La Fig. 3.29 se compare bien avec la Fig. 3.19, qui diagnostique les limites des cellules de Hadley.

Concentrons-nous sur le jet subtropical de l'hémisphère d'hiver, c'est à dire celui de l'hémisphère Nord pour DJF et celui de l'hémisphère Sud pour JJA. Il apparaît ainsi qu'au niveau de l'Océan Atlantique pour JJA ou DJF, on a une grande incertitude sur la position du jet. De plus, pour DJF, le jet au niveau du Pacifique Est, ou encore pour JJA, au niveau de l'ouest de l'Océan Indien, on a encore de très grandes incertitudes. Les incertitudes dans la position des jets subtropicaux peuvent être liées à de nombreuses choses dont les gradients méridiens de SST qui pilote le jet via la relation du vent thermique de chaque modèle. Les tourbillons transitoires et les ondes stationnaires ont aussi une grande influence sur la position des jets subtropicaux.

Les lignes rouges sur la Fig. 3.29 indiquent la position du jet subtropical, pour les simulations $2CO_2$ TRC et $2CO_2$ STA. Les déplacements sont résumés dans le tableau 3.4.

Lors de la simulation $2CO_2$, les jets de l'hémisphère d'été sont plus systématiquement déplacés vers les pôles que les jets subtropicaux de l'hémisphère d'hiver. Le déplacement vers les pôles des cellules de Hadley se retrouve avec la même intensité dans les jets. Par exemple, on a trouvé des déplacements significatifs de la cellule de Hadley d'hiver de 0.3° à 0.4° , la simulation $2CO_2$ TRS également des jets subtropicaux s'éloignant de l'équateur. On peut noter un déplacement de 0.3° vers l'équateur, dans l'hémisphère Sud, pour JJA, Il est probable que la position du maximum

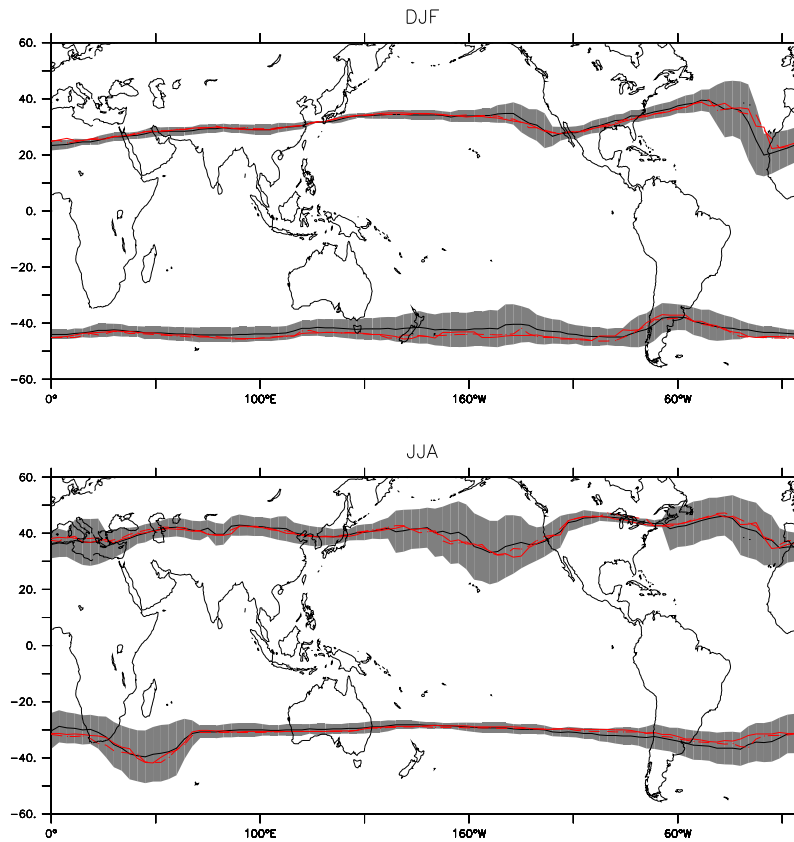


FIG. 3.29 – Localisation du jet subtropical. La moyenne multi-modèle (réalisée sur un échantillon de 14 modèles) est indiquée en noire. La zone grisée donne l'écart type entre les AOGCMs de l'AR4 analysés. Les lignes rouges donnent les positions des jets pour la simulation de doublement de CO₂ à la fin de la stabilisation (équivalent à 2CO₂ TCR) en trait plein, et après stabilisation (équivalent à 2CO₂ STA) en pointillés. La figure du haut donne les résultats pour DJF, celle du bas pour JJA.

	DJF		JJA	
	Hém. Sud	Hém. Nord	Hém. Sud	Hém. Nord
2CO ₂ TRC	0.9°	0.3°	0.3°	0.2°
2CO ₂ STA	1.2°	0.3°	-0.3°	-0.3°

TAB. 3.4 – Déplacement des jets subtropicaux entre les simulations 2CO₂ TRC (réponse transitoires) et 2CO₂ STA (réponse stabilisée) par rapport à la simulation de contrôle 1CO₂. Les déplacements sont donnés positifs pour un déplacement vers les pôles. A partir de modèles couplés de l'AR4, moyennes multi-modèles.

de vent zonal ne soit pas un diagnostic assez complet pour décrire le changement de position des jets subtropicaux.

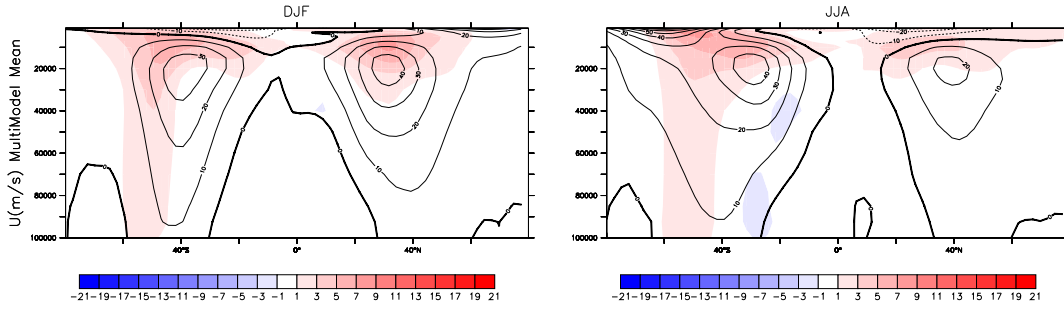


FIG. 3.30 – Vent zonal u en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, en moyenne zonale, à gauche pour DJF, à droite pour JJA. Le changement entre la simulation 1CO_2 et 2CO_2 STA est indiqué par les couleurs. A partir de modèles couplés de l'AR4, moyenne multi-modèle d'ensemble.

La Fig. 3.30 donne le vent zonal u en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ en moyenne zonale pour la moyenne multi-modèle de la simulation 1CO_2 , en couleur apparaît superposé le changement entre les simulations 1CO_2 et 2CO_2 STA. On voit que pour l'hémisphère Sud, en JJA, si la valeur maximum du jet subtropical ne subit pas de déplacements, le jet subtropical devient plus large. En particulier le jet devient plus fort entre 45°S et 60°S , pour les deux saisons DJF et JJA. Dans l'hémisphère Sud, on peut donc dire que le jet s'étend vers les pôles, bien que la latitude où le jet est maximum bouge peu. De plus, on note les jets des deux hémisphères sont systématiquement déplacés vers le haut de l'atmosphère, en réponse à un déplacement vers le haut de la tropopause en changement climatique.

Le déplacement des jets subtropicaux et des cellules de Hadley semble donc être de même amplitude, et tout laisse à penser que le déplacement des jets et celui des cellules de Hadley sont représentatifs du même phénomène.

Afin de mieux comprendre les interactions entre les jets, les cellules de Hadley et les tourbillons des moyennes latitudes, il est nécessaire de faire quelques rappels théoriques.

3.9.2 Circulation résiduelle et diagnostic des EP flux

Rappel théorique

Afin de mieux comprendre les diagnostics que nous allons introduire, il est nécessaire de faire un rappel sur l'interaction des tourbillons avec la circulation méridienne moyenne.

La circulation méridienne moyenne donnée par la fonction de courant donne une vision eulérienne des mouvements. Nous avons vu que cette description eulérienne n'était pas adaptée pour les moyennes latitudes, où les ondes baroclines transportent quantité de mouvement et chaleur vers le nord.

On introduit alors la circulation résiduelle moyenne, celle-ci est formellement la circulation méridienne moyenne qui n'est pas équilibrée par la convergence d'enthalpie dans les tourbillons. Cette circulation est donnée par les vitesses méridiennes et verticales \tilde{v} et $\tilde{\omega}$, définies de la manière suivante (Andrews et al., 1987) :

$$\tilde{v} = [v] - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{[v^* \theta^*]}{\partial \theta / \partial p} \right) \quad (3.31)$$

$$\tilde{\omega} = [\omega] - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{[v^* \theta^*] \cos \varphi}{\partial \theta / \partial p} \right) \quad (3.32)$$

On peut montrer que la circulation résiduelle moyenne est proche de la circulation méridienne en coordonnées isentropiques. La circulation en coordonnée isentropique représente mieux la circulation méridienne comme elle diagnostique les échanges de chaleur diabatiques qui changent la

température potentielle des parcelles d'air. On peut alors montrer que l'équation du mouvement zonal devient alors :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \left(\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial(u \cos \varphi)}{\partial \varphi} - f \right) \tilde{v} + \tilde{\omega} \frac{\partial u}{\partial p} = [X] + \frac{1}{a \cos \varphi} \text{div} \vec{F} \quad (3.33)$$

Où $[X]$ désigne la friction exercée par la surface en moyenne zonale, et \vec{F} est le **flux Eliassen-Palm** (on dit encore flux EP). Le flux Eliassen Palm est un vecteur $\vec{F} = (0, F_\varphi, F_p)$, défini de la manière suivante en coordonnées pression selon Andrews et al. (1987) :

$$F_\varphi = R\rho_0 \cos \varphi \left(\frac{\partial u / \partial p}{\partial \theta / \partial p} [v^* \theta^*] - [u^* v^*] \right) \quad (3.34)$$

$$F_p = -\frac{R}{g} \cos \varphi \left(\left(f - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial(u \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right) \frac{[v^* \theta^*]}{\partial \theta / \partial p} - [\omega^* u^*] \right) \quad (3.35)$$

Le flux Eliassen-Palm interagit sur le vent zonal par sa divergence donnée par :

$$\text{div} \vec{F} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial(F_\varphi \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial F_p}{\partial p} \quad (3.36)$$

La divergence du flux EP donne le rôle des tourbillons de moyenne échelle sur le vent zonal moyen. On peut montrer (Andrews et al., 1987) que la divergence du flux EP est nulle pour des régimes stationnaires, linéaires, sans friction et adiabatiques.

On note que notre définition du flux EP rend des résultats assez similaires au flux EP défini dans Peixoto and Oort (1982) ou Holton (1992). En faisant les hypothèses suivantes :

- on néglige l'advection verticale de température et de quantité de mouvement,
- on se place dans un plan- β .

Le flux EP est alors plus simplement donné par \vec{F} :

$$F_\varphi = -R\rho_0 \cos \varphi [u^* v^*] \quad (3.37)$$

$$F_p = -\frac{R}{g} \cos \varphi f \frac{[v^* \theta^*]}{\partial \theta / \partial p} \quad (3.38)$$

Le flux EP donné par les Éqs. 3.37 et 3.38 est cependant moins précis que celui donné par les Éqs. 3.34 et 3.35.

Données et méthode

Les flux tourbillonnaires de quantité de mouvement $[u^* v^*]$ et de température $[v^* T^*]$ ont été calculés par la somme des composantes stationnaires et transitoires, à partir de fichiers journaliers :

$$[u^* v^*] = [\overline{u^* v^*}] + [\overline{u' v'}] \quad (3.39)$$

$$[v^* T^*] = [\overline{v^* T^*}] + [\overline{v' T'}] \quad (3.40)$$

Ensuite, on a diagnostiqué les flux EP par les Éqs. 3.37 et 3.38 dans les simulations du modèle couplé IPSL-CM4, pour les simulations CMIP 3 présentées à la section ?? :

1. une simulation de contrôle 1CO₂,
2. une simulation de doublement du CO₂ avec une augmentation de 1% par an, suivie d'une stabilisation de 200 ans, appelée 2CO₂ STA'.

Nous donnons pour référence les flux EP donnés par nos calculs dans les réanalyses NCEP2.

Résultats

Tout d'abord, regardons les flux tourbillonnaires de quantité de mouvement $[u^*v^*]$ et de température $[v^*T^*]$ dans les réanalyses NCEP2 et dans le modèle IPSL-CM4.

La Fig. 3.31 donne les flux de température $[v^*T^*]$ pour IPSL-CM4 et pour les réanalyses NCEP2. On observe, classiquement, un flux vers le nord qui est localisé dans la basse troposphère de chaque hémisphère, avec une composante secondaire au niveau tropopause dans les moyennes latitudes (Williams, 2006). Le flux de température est maximum dans l'hémisphère d'hiver où les ondes baroclines sont plus fréquentes.

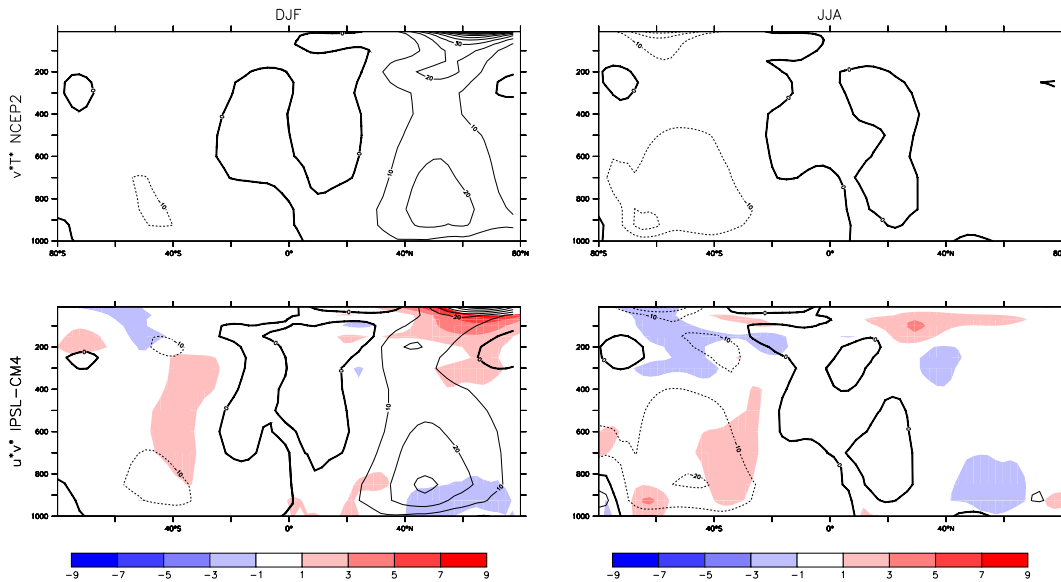


FIG. 3.31 – Flux de chaleur zonal v^*T^* en $m.K.s^{-1}$ transporté par les tourbillons stationnaires et transitoires, en moyenne zonale. En haut pour NCEP2, en bas pour IPSL-CM4. A gauche pour DJF, à droite pour JJA. Le changement entre la simulation $1CO_2$ et $2CO_2$ STA est indiqué par les couleurs.

Si on compare le modèle IPSL-CM4 avec NCEP2, les valeurs des flux de températures $[v^*T^*]$ sont proches. Cependant, le modèle couplé IPSL-CM4 montre un flux légèrement trop fort vers 45° , zone où l'on trouve le maximum d'instabilité.

La Fig. 3.32 montre les flux de quantité de mouvement zonal $[u^*v^*]$ pour IPSL-CM4 et NCEP2. Ce flux de quantité de mouvement correspond à la branche descendante de la cellule de Hadley et de la cellule de Ferrel. Le flux de mouvement est dirigé vers les pôles et prend son maximum au niveau de la tropopause vers 30° dans l'hémisphère d'hiver. Au niveau des régions polaire, le flux quantité de mouvement zonal est plus faible, et il est dirigé vers l'équateur. Le flux de quantité de mouvement est maximum dans l'hémisphère d'hiver où les instabilités baroclines sont plus fréquentes. Le modèle couplé IPSL-CM4 montre des valeurs très proches de NCEP2, cependant notablement plus fortes dans l'hémisphère d'hiver.

En première approximation, la résolution du modèle IPSL-CM4 permet de bien résoudre les régimes de moyennes latitudes et leurs interactions avec la circulation zonale. Cependant, le modèle IPSL-CM4 montre en moyenne des flux tourbillonnaires trop forts. De même, on peut voir que le jet subtropical est aussi trop fort dans IPSL-CM4. Nous n'avons pas d'explication claire pour expliquer ce biais du modèle. On suggère que cela est relié aux biais du modèle LMDZ, composante atmosphérique du modèle IPSL-CM4, qui surestime la variabilité totale mais sous-estime les variabilités hautes fréquences (Hourdin et al., 2006).

Donnons maintenant le flux Eliassen-Palm dont le résultat provient essentiellement des valeurs des flux de température et de quantité de mouvement zonal. La Fig. 3.33 donne le flux EP (flèches) et sa divergence (contour). Le flux EP représente l'influence des ondes et des régimes transitoires

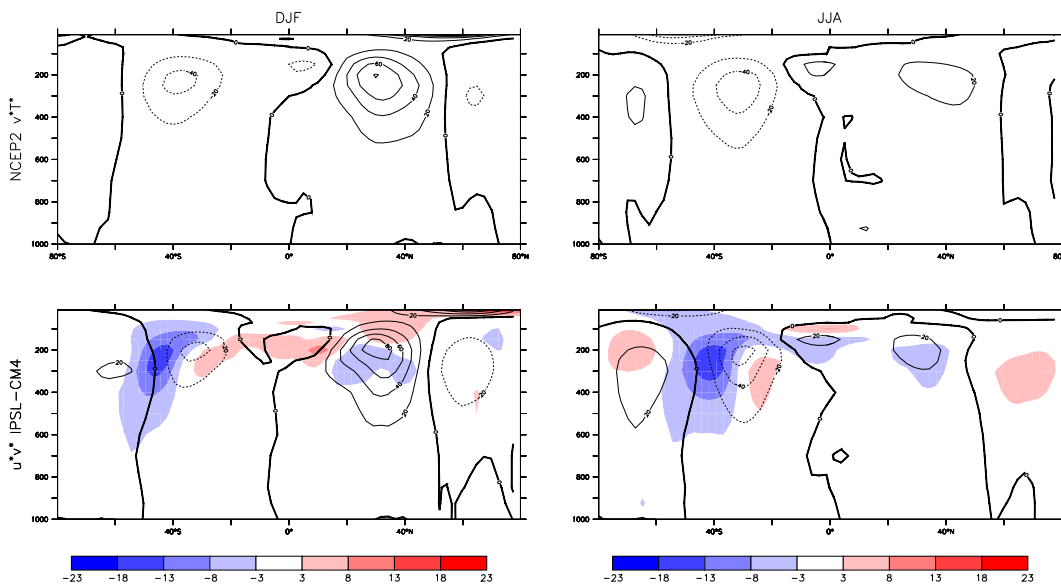


FIG. 3.32 – Flux de moment zonal u^*v^* en $m^2.s^{-2}$ transporté par les tourbillons stationnaires et transitoires, en moyenne zonale. En haut pour NCEP2, en bas pour IPSL-CM4. A gauche pour DJF, à droite pour JJA. Le changement entre la simulation 1CO₂ et 2CO₂ STA est indiqué par les couleurs.

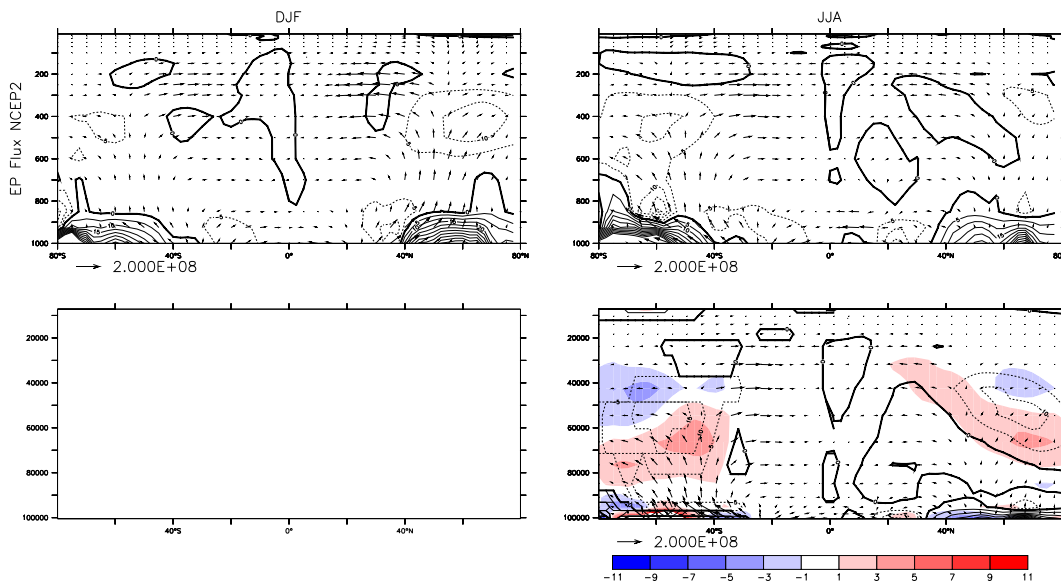


FIG. 3.33 – EP flux (vecteurs) et divergence (contours) divisé par la densité standard ρ_0 . Fait à partir des réanalyses NCEP2 sur la période 1979-2003. L'écart entre les contours de la divergence des EP flux est $5 m.s^{-1}.jr^{-1}$, les flèches sont en $10^9 kg.s^{-2}$. Pour une meilleure visualisation, l'échelle verticale des flèches a été agrandie 20 fois par rapport à l'échelle horizontale.

sur la circulation zonale et le jet subtropical. On voit que la divergence des EP flux accélère le vent zonal près de la surface dans les latitudes moyennes alors qu'elle le ralentit dans la troposphère libre entre 40° et 80°.

On peut aussi regarder les vecteurs du flux EP, qui diagnostiquent la propagation des ondes dans l'atmosphère :

- La composante verticale du flux EP correspond au flux de chaleur transporté dans les ondes baroclines. Les ondes baroclines convertissent l'énergie des perturbations en énergie potentielle et cinétique moyenne. La composante verticale prend son maximum vers 50°.
- La composante méridienne du flux EP correspond au flux de mouvement, celui-ci doit son origine à des ondes de Rossby, dont le maximum est centré vers 30°.

Les flux tourbillonnaires [u^*v^*] ou [v^*T^*] sont tout deux plus forts dans le modèle IPSL-CM4, que pour NCEP2. Sur la Fig. 3.33, les flux EP et leurs divergences sont donc plus forts dans IPSL-CM4 que dans NCEP2. La friction exercée par les tourbillons transitoires et les ondes stationnaires est donc trop forte dans IPSL-CM4. Ceci explique le fait que les jets subtropicaux sont trop rapprochés de l'équateur dans les simulations utilisant LMDZ4, la composante atmosphérique de IPSL-CM4 (Hourdin et al., 2006).

Les changements entre les simulations 1CO₂ et 2CO₂ STA', pour IPSL-CM4, et pour les flux tourbillonnaires [u^*v^*] ou [v^*T^*] sont indiqués par les couleurs sur les Fig. 3.32 et 3.31 :

- Les flux de mouvements u^*v^* sont déplacés vers le haut comme la tropopause s'élève lors du changement climatique,
- le flux de mouvement vers le pôle, dont le maximum se situe vers 30°S, est déplacé vers le pôle Sud dans l'hémisphère Sud.

Si on regarde maintenant les flux de température, ceux ci sont systématiquement déplacés vers le pôle pour l'hémisphère Sud. Cela est conforme au résultat de Yin (2005), qui note un déplacement vers les pôles de la course des tempêtes lors des simulations scénarios de l'IPCC. Yin (2005) démontre que le déplacement est principalement induit par les changements affectant le gradient méridien des SSTs pour les simulations scénarios.

Regardons maintenant la variation des Flux EP entre les simulations 1CO₂ et 2CO₂ STA', apparaissant en couleur sur la Fig. 3.33 :

- la zone de friction qui diminue la valeur du vent zonal entre 40 degrés et 80 degrés est assez systématiquement déplacée vers le haut en altitude,
- dans les deux hémisphères le maximum de divergence des flux EP est déplacé vers les pôles et vers le haut en altitude. Le changement semble surtout se faire entre 800hPa et 400hPa, entre 30° et 80° dans les deux hémisphères.

Discussion

Les EP flux et leurs changements, lors de la simulation de doublement idéalisé du CO₂, montrent que la structure même des ondes stationnaires et des tourbillons transitoires est changée. Nous suggérons que ces changements sont en étroite relation avec les déplacements des jets subtropicaux.

Nous avons vu que le modèle IPSL-CM4 montrait un déplacement significatif des cellules de Hadley dans l'hémisphère Sud. Nous montrons que la friction exercée par les ondes stationnaires et les tourbillons transitoires montre de même un déplacement vers les pôles. Nos résultats confirment donc les études précédentes notant un déplacement des zones de haute baroclinicité vers les pôles Yin (2005), lors du changement climatique.

Lu et al. (2007); Williams (2006) suggèrent que les changements de hauteur de la tropopause jouent un rôle crucial dans la modulation de l'extension des cellules de Hadley. Williams (2006) a diagnostiqué notamment les changements des flux EP dans des simulations où la hauteur de la tropopause est fixée.

Si on considère simplement le rayon de déformation de Rossby $R = NH/f$ (voir chapitre 2), N et H augmentent tout les deux lors d'un doublement de la concentration en CO₂, car la stabilité

de l'atmosphère est plus grande en changement climatique, et cela implique un déplacement vers le haut de la troposphère. Le rayon de déformation de Rossby donne un ordre de grandeur à la taille des perturbations. Comme le rayon de déformation de Rossby augmente, l'échelle de grandeur des tourbillons augmente et les ondes de Rossby deviennent moins fortes dans les basses latitudes, en conséquence le jet est plus stable et pénètre plus vers les hautes latitudes. Ce mécanisme est hautement simplifié, et pourquoi change les tourbillons transitoires, et leur liaison avec les cellules de Hadley est un vaste champ d'investigation qui reste à aborder.

3.10 Synthèse

Dans une première partie, nous avons analysé, en détails, la circulation de Hadley et son changement lors d'un doublement de la concentration en CO_2 , dans les modèles couplés de l'AR4. Nous montrons alors que :

- la circulation de Hadley montre un faible affaiblissement en intensité,
- la position des cellules de Hadley est déplacée vers les pôles.

En utilisant l'équation thermodynamique, nous avons proposé une explication pour cette faible diminution de l'intensité de la circulation de Hadley, d'abord dans IPSL-CM4, puis dans un échantillon de 7 modèles de l'AR4 :

- la circulation de Hadley diminue en intensité à cause de l'augmentation de la stabilité statique de l'atmosphère en changement climatique,
- la dynamique atmosphérique, notamment les flux tourbillonnaires de chaleur vers les pôles, diminuent l'impact du changement de stabilité statique.

Cependant, nous montrons que les modèles couplés montrent peu d'accord entre eux pour la variation en intensité de la circulation de Hadley. Les modèles couplés présentent des changements de précipitation très différents, en terme de structure géographique. Ces changements modifient l'aire relative des branches ascendantes et subsidentes des cellules de Hadley, et modifient les chauffages convectifs de manières très différentes selon les modèles.

Ensuite, nous étudions les déplacements vers les pôles des cellules de Hadley et ses relations avec les jets subtropicaux, dans le modèle IPSL-CM4 :

- les cellules de Hadley et le jet subtropical sont déplacés de la même manière vers les pôles,
- les ondes baroclines sont aussi déplacées vers les pôles, nous suggérons que les déplacements de la tropopause jouent un rôle sur la structure des ondes, qui modifient en retour la position des jets subtropicaux et des cellules de Hadley.

Chapitre 4

Mécanismes à l'origine des circulations atmosphériques dans des simulations idéalisées de AGCMs

Sommaire

4.1	Introduction	109
4.2	La structure géographique des changements de SST et implication sur les circulations de grande échelle	110
4.3	Étude des forçages de la glace de mer et de la concentration atmosphérique en CO ₂ sur la circulation de grande échelle	129
4.4	La circulation générale de l'atmosphère dans un GCM aqua-planète	136
4.5	Synthèse	158

4.1 Introduction

Après avoir diagnostiqué les changements de circulation atmosphérique lors du changement climatique dans les AOGCMs, nous cherchons de manière plus précise les mécanismes à l'origine des changements constatés.

Dans ce chapitre, notre approche consiste à simplifier le système climatique, par la mise en place de simulations idéalisées. Ces simulations ne sont pas représentatives de la réalité, cependant on peut ainsi plus facilement mettre en évidence certains mécanismes qui, dans le climat réel, sont masqués par la complexité du système climatique.

Tout d'abord, nous voulons étudier le rôle de la structure géographique des changements de SST. Par exemple Rind and Perlwitz (2004), en utilisant un GCM à faible résolution, ont mis en avant le rôle des **gradients méridiens de SST** pour la cellule de Hadley. Les gradients méridiens de SST déterminent les changements de baroclinicité dans les moyennes latitudes (Yin, 2005), qui à leur tour modulent les cellules de Hadley.

Ensuite, l'utilisation de GCMs **aqua-planètes**, sans continent, est particulièrement adaptée pour l'étude de la circulation générale de l'atmosphère. Par exemple, Williams (2006) en utilisant un GCM aqua-planète a montré que le fait de fixer la hauteur de la tropopause à différentes hauteurs avait des conséquences drastiques sur la circulation générale de l'atmosphère. Plus récemment, Frierson et al. (2007b) a utilisé un ensemble de simulations aqua-planètes pour expliquer le déplacement des cellules de Hadley vers les pôles.

En nous inspirant des travaux cités précédemment, différentes simulations idéalisées ont été mises en place. Dans la première partie de ce chapitre, le changement climatique d'un GCM couplé est simplifié par l'utilisation d'un GCM atmosphérique forcé par les sorties du modèle couplé. Nous étudions les implications de la structure géographique des changements de SST

simulées dans les GCMs couplés. Nous présentons le résultat de simulation d'ensemble utilisant les changements uniformes, méridiens et longitudinaux de SST. Cette première partie a été rédigée en anglais, afin d'être plus aisément publiée dans des revues internationales.

Dans une deuxième partie, nous étudions les forçages spécifiques des changements de la glace de mer, des gaz à effet de serre (CO_2), et de SST.

Enfin, dans une troisième partie, nous présentons des simulations aqua-planètes (Terre recouverte d'océans). Nous simplifions ainsi le système climatique en supprimant les contrastes océan/continent, responsable d'une grande partie de la circulation générale de l'atmosphère.

4.2 La structure géographique des changements de SST et implication sur les circulations de grande échelle

4.2.1 Résumé

Une méthode est proposée pour simuler l'atmosphère et le changement climatique représenté par le modèle couplé IPSL-CM4. Cette méthode est basée sur l'utilisation de simulation d'ensemble utilisant la composante atmosphérique du modèle couplé IPSL-CM4 (le GCM atmosphérique LMDZ4). Ces simulations d'ensemble sont forcées par les sorties du modèle couplé :

- les SSTs,
- la glace de mer,
- la concentration atmosphérique des gaz à effet de serre.

Les simulations d'ensemble sont constituées de 30 années, obtenues en changeant aléatoirement les conditions initiales. On utilise une climatologie moyenne des simulations couplé idéalisées contrôle préindustriel et doublement du CO_2 du modèle IPSL-CM4, pour obtenir les forçages de SST et de glace de mer.

Tout d'abord, on observe que les résultats de la simulation de doublement du CO_2 peuvent être assez fidèlement obtenus par l'utilisation des changements de SST. C'est à dire que les effets des changements individuels du CO_2 et de la glace de mer sont petits devant les effets du changement du forçage de SST.

Ensuite, la structure géographique du changement des SSTs est étudiée. Les simulations d'ensemble suivantes sont effectuées :

- GM : simulation ayant pour forçage le changement uniforme des SSTs,
- MS : simulation ayant pour forçage la structure méridienne du changement de SST mais avec un changement uniforme nul de SST.
- LS : simulation ayant pour forçage la structure longitudinale du changement de SST mais avec un changement uniforme nul de SST.

Les résultats des simulations GM, MS et LS sont ensuite discutés. Afin de mieux observer les changements de précipitation, de stabilité statique et de bilan radiatif, des décompositions en fonction de la vitesse verticale à 500hPa sont montrées. La simulation GM de changement uniforme des SSTs simule bien l'augmentation du cycle hydrologique et la diminution de l'intensité de la circulation tropicale moyenne. En revanche, les simulations MS et LS, des changements méridiens et longitudinaux de SST, ne montrent que peu de changements.

La circulation de Hadley et ses changements sont ensuite diagnostiqués :

- la simulation GM de changement uniforme des SSTs ne montre que des modifications mineures,
- la simulation MS, de changements méridiens de SST montre un affaiblissement et une extension vers les pôles des cellules de Hadley.

Le changement de circulation de Hadley de la simulation MS est important car la simulation MS reproduit bien certains changements observés par les précipitations en moyenne zonale.

Enfin, les circulations de grande échelle sont diagnostiquées par le potentiel de vitesse pondéré par la hauteur géopotentielle. Ce potentiel, mis en avant par (Hourdin et al., 2006), est un indicateur

de la convergence des vitesses horizontales dans toute l'épaisseur de l'atmosphère. Ce diagnostic n'a jamais été encore utilisé pour étudier les changements de circulation atmosphérique.

Le potentiel de vitesse est mis en relation avec les précipitations de chaque simulation.

- La simulation GM, de changement uniforme des SSTs, montre des erreurs importantes dans la simulation des changements de précipitation et de circulation grande échelle.
- La simulation MS corrige une grande partie des erreurs de la simulation de changement uniforme GM, en terme de précipitations et de circulation grande échelle.
- La simulation LS, de changements longitudinaux des SSTs est moins bien comprise. LS a une faible influence sur la circulation méridienne et détermine une partie du changement des précipitations.

Pour conclure, la linéarité des changements uniformes, méridiens et longitudinaux de SST est étudiée. Les changements sont généralement linéaires, ce qui confirme que l'on peut étudier les structures globales, méridiennes et longitudinales de manière séparée.

Notre étude suggère que la structure méridienne du changement des SSTs est essentielle pour la simulation des changements de la circulation de Hadley. La circulation de Hadley et ses changements sont pourtant déterminants pour l'étude des précipitations et des impacts régionaux des changements climatiques. Des progrès restent à faire pour comprendre l'impact des changements longitudinaux des SSTs sur les structures méridiennes.

4.2.2 General Methodology

Characteristics of the IPSL-CM4 idealized CO₂ doubling simulations

The LMDZ4 atmospheric GCM is the atmospheric component of the IPSL-CM4 AOGCM. It is run with a resolution of 2.53 °x 3.75 °. The reader is referred to Hourdin et al. (2006) for an extensive description of the parameterized physics. An important characteristic of the AGCM is the use of Emanuel's scheme (Emanuel, 1993), for parameterized convection, with a complex representation of entrainment and detrainment. The surface-vegetation model ORCHIDEE (Krinner et al., 2005) is used in both the coupled GCM and the atmosphere-only GCM.

We use here the results of two simulations which follow part of the protocol designed by the projects CMIP3 (Coupled Model Intercomparison Project phase 3) : (1) a control simulation (noted C1CO₂) where all the greenhouse gases are set to pre-industrial concentrations and (2) a climate change simulation in response to an idealized 1% yearly increase of the carbon dioxide (CO₂) concentration followed by a 50-year stabilization at a the doubled CO₂ concentration (with reference to the pre-industrial level), noted C2CO₂.

Figure 4.1 show the changes simulated in IPSL-CM4 between C1CO₂ and C2CO₂ for surface temperature and precipitation. Statistics for C2CO₂ are chosen 220 years after the stabilization of the CO₂ concentration.

The surface temperature of IPSL-CM4 is affected by biases already identified by (IPCC, 2007). They are quite common with the AR4 AOGCM simulations : cold biases are seen in IPSL-CM4 in the sub-tropics, at the eastern part of the ocean basins, near the continental boundary. The AOGCMs generally fail to represent adequately the deep water formation in the North Atlantic and in the Southern Ocean (Russell et al., 2006).

The globally averaged SST increase in the IPCC scenario A1 ranks the IPSL-CM4 among the rather sensitive models (IPCC, 2007).

The IPSL-CM4 AOGCM is performing reasonably well in the tropics, although some sign of double ITCZ is shown over the Pacific Ocean (IPCC, 2007), and the Indian monsoon is clearly misrepresented. In the C2CO₂ experiment, the precipitation changes simulated by IPSL-CM4 in C2CO₂ follow a classical pattern, common to many AR4 AOGCMs. Precipitations increase over the Inter Tropical Convergence Zone (ITCZ), over the warm pool in particular, and at middle latitudes, while they decrease in the subtropics near 30 °N and 30 °S.

Nevertheless, we can note an increase of precipitation in the central Pacific and in the eastern equatorial Atlantic Ocean, and a decrease of precipitation in the north of this equatorial band. The

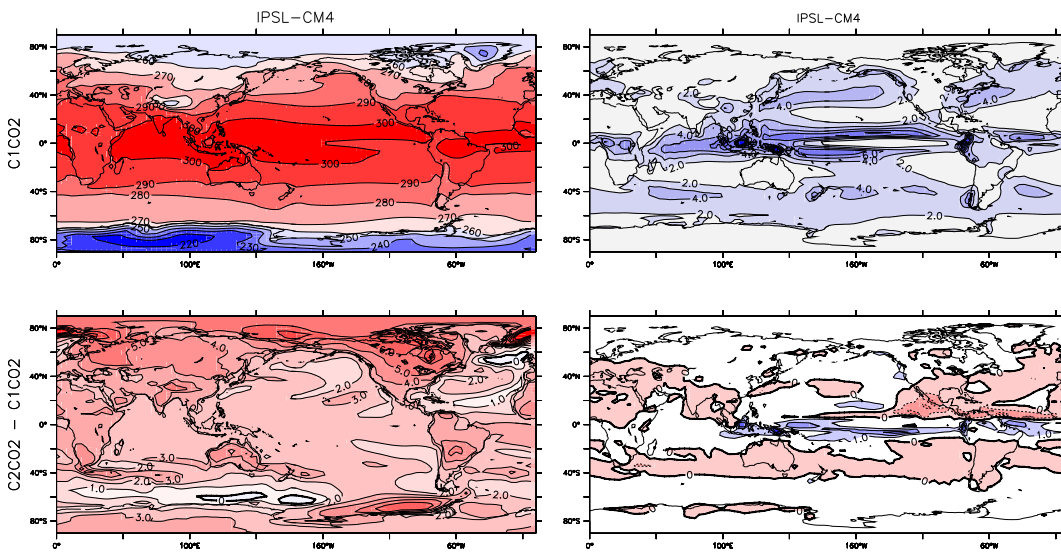


FIG. 4.1 – Surface temperature (left panel) in $^{\circ}\text{K}$, and precipitation in mm.d^{-1} (right panel), yearly mean, for the IPSL-CM4 AOGCM C1CO₂ simulation (top), difference of the C2CO₂ simulation minus the C1CO₂ simulation (bottom).

ITCZ is shifted southward in IPSL-CM4.

The response of the particular model IPSL-CM4, even if it is affected with many of the common errors present in the AR4 AOGCM, sufficiently generic to be used for further global warming studies.

In this paper, we use the results of the IPSL-CM4 simulations, as a starting point for an analysis of how details of the patterns of SST changes affect precipitations and global temperature changes. The first step is to use SST from the IPSL-CM4 AOGCM simulation to drive the LMDZ4 atmosphere-only model.

Presentation of the control simulation

The aim of this section is to check if SST changes dominate the response of the AGCM.

In a first set of simulations, we use the SST and SIC (sea ice component distribution) from the IPSL-CM4 coupled AOGCM, as boundary conditions for the LMDZ4 atmospheric AGCM. Daily climatological SST and SIC have been computed by averaging over 30 years for each day, for both the simulation C1CO₂ and C2CO₂. Those climatological fields were used as boundary conditions for ensembles of 30 atmospheric one-year simulations, for both C1CO₂ and C2CO₂ climates. Each one-year simulation was generated by a random sampling of the initial atmospheric conditions.

The two ensembles called 1CO₂ and 2CO₂ were carried out using the carbon dioxide (CO₂) concentration, the SIC and the SST from respectively the C1CO₂ and C2CO₂ simulations of the IPSL-CM4 AOGCM. Those two simulations are therefore forced AGCM simulations which are as close as possible from the AOGCM ones.

To study the contribution of the SST, we perform 30 one-year simulations. The simulations have use the SST from C2CO₂, keeping the SIC and the CO₂ concentration of the C1CO₂ configuration. This ensemble of simulations is called ΔSST and captures the separate effects of the changes in SST associated with a CO₂ doubling.

The next step is the study of special pattern of SST anomalies and their consequences on large scale circulation and hydrological cycle.

Simulation	SIC	[CO ₂] (ppm)	SST	Nb of years
1CO ₂	C1CO ₂	286.20	C1CO ₂	30
2CO ₂	C2CO ₂	574.34	C2CO ₂	30
ΔSST	C1CO ₂	286.20	C2CO ₂	30
GM	C1CO ₂	286.20	< C2CO ₂ - C1CO ₂ > + C1CO ₂	30
MS	C1CO ₂	286.20	C1CO ₂ + [C2CO ₂ - C1CO ₂] - < C2CO ₂ - C1CO ₂ >	30
LS	C1CO ₂	286.20	C2CO ₂ - [C2CO ₂ - C1CO ₂]	30

TAB. 4.1 – Definition of the ensemble simulations with different forcing conditions and presentation of the characteristics of these ensembles. All the simulations are carried out with the LMDZ4 AGCM.

Simulation using idealized SST

In a second set of simulations, we examine separately, uniform changes of the global SST, as well as meridional and longitudinal SST changes associated with a CO₂ doubling. The corresponding simulations will be referred to as respectively GM, MS and LS. These simulations use C1CO₂ as boundary conditions, to which a specified spatial component of the SST change pattern from the CMIP3 simulations is added. The global mean uniform change of the SST is added uniformly to the C1CO₂ SST in the simulation GM (Global Mean). The zonal-mean change of the SST is added to the C1CO₂ SST in the simulations MS (Meridional Structure). The longitudinal anomalies of the SST are added to the C1CO₂ SST in the simulation LS (Longitudinal Structure). The definition of these simulations can be summarized as follows :

$$SST_{GM} = \langle SST_{C2CO_2} - SST_{C1CO_2} \rangle + SST_{C1CO_2} \quad (4.1)$$

$$SST_{MS} = [SST_{C2CO_2} - SST_{C1CO_2}] - \langle SST_{C2CO_2} - SST_{C1CO_2} \rangle + SST_{C1CO_2} \quad (4.2)$$

$$SST_{LS} = SST_{C2CO_2} - [SST_{C2CO_2} - SST_{C1CO_2}] \quad (4.3)$$

where < > denotes the global (zonal and longitudinal) spatial average, and [] denotes zonal average. These averages were computed on a daily basis.

We note that with our definitions, the global mean change of the SST of the simulations MS and LS (SST_{MS} and SST_{LS}) are null. Moreover the meridional (longitudinal) change of the simulation LS (MS) SST is also equal to zero. The SST change of the simulation GM, MS and LS are linear, the sum of each changes corresponds to the full pattern of the SST change deduced from the IPSL-CM4 AOGCM :

$$SST_{2CO_2} - SST_{1CO_2} = SST_{GM} + SST_{MS} + SST_{LS} - 3SST_{1CO_2} \quad (4.4)$$

Of course this approach excludes any investigation concerning the role of climate interannual variability, as climatological SST are used, and the issue of the climate interannual variability is therefore clearly not addressed in this paper. Table 4.1 gives a summary of the ensemble simulations name and their configurations.

4.2.3 Validation of the simulation settings

Respective influence of the coupling and the forcing

The level of similarity between the coupled and the atmosphere-only GCM forced by the outputs of coupled model is a key test for the validity of our procedure. We can expect differences over the continents, where, although the same soil model is used for the AOGCM and AGCM

simulations, no boundary conditions are specified, and the variability of the AGCM is unconstrained (Li, 2006). Natural variability can then bring some differences between the two sets of simulations. Moreover, different procedures are used which also distinguish the AOGCM and the AGCM. The AOGCM uses fully interactive atmosphere ocean coupling at each physical time step, and a comprehensive sea-ice module (LIME). The AGCM uses daily prescribed SSTs and sea-ice extension.

However, differences between AOGCM and AGCM simulation remain very weak when averaged over the 30 one-year ensembles (not shown). The square root of the mean squared error shown by the surface air temperature is only 0.40°K (0.18°K) in the midlatitudes (tropics). Over the polar region, systematic warmer surface temperatures are found in the AGCM (1.8°K in average). Over the sea-ice covered areas, differences can reach $4\text{--}5^{\circ}\text{K}$ locally. Such differences come from the different sea-ice parameterizations used in the AGCM and in the AOGCM.

Although our simulation reveals important deficiencies in the sea-ice treatment in the AGCM, the tropical and midlatitude region are nearly identical in the AOGCM and AGCM over the 30 one-year ensemble mean. The AGCM can therefore be used to study the mechanisms of climate change in tropical and midlatitude regions. The polar region deficiencies will be let for further work.

The most important point for the present paper is that the climate sensitivity shown by the AOGCM is faithfully mimicked by the AGCM. The results are almost identical in the tropics, and the difference in simulated temperature change is 0.8K in the polar areas, while it stays near 0.1K at midlatitudes.

Effect of the SST on the forced simulations

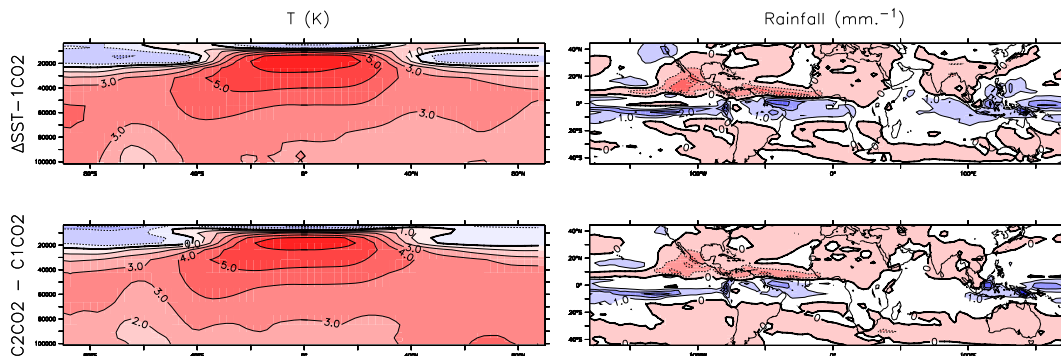


FIG. 4.2 – Temperature (K) and precipitation (mm.d^{-1}) in yearly mean corresponding to the differences of the AGCM simulations ΔSST and 1CO_2 (top) and to the differences of the IPSLCM4 AOGCM simulation $\text{C}2\text{CO}_2$ and $\text{C}1\text{CO}_2$ (bottom). The left (right) panel is for temperature (precipitation).

The ΔSST simulation is defined by the following conditions : the SST from $\text{C}2\text{CO}_2$ is used while keeping the SIC and the CO_2 concentration of the control simulation. The zonal mean precipitation and temperature of the ΔSST simulation are shown in Fig. 4.2. On these plots the differences shown by the AOGCM ($\text{C}2\text{CO}_2$ minus $\text{C}1\text{CO}_2$) are displayed for comparison. Most of the warming signals corresponding to a CO_2 doubling with the coupled simulation are obtained in the ΔSST simulation, except over the sea-ice covered region, as the SIC is not modified between ΔSST and 1CO_2 .

The tropical mean precipitation (between 30°N and 30°S) increases more strongly in the AGCM ΔSST simulation ($+10.4\%$) than in the AOGCM 2CO_2 simulation ($+7.75\%$). But the spatial structure of the precipitation change in ΔSST is very close to 2CO_2 . A stronger hydrological cycle is seen in the ΔSST than in the 2CO_2 simulation, as the direct effect of CO_2 is

not included in ΔSST (Allen and Ingram, 2002), the CO_2 concentration being the same between C1CO_2 and ΔSST .

Overall, the SST forcing on the atmosphere, in the AGCM, is sufficient to reproduce the atmospheric behaviors in the tropics as produced in a climate change simulation with the AOGCM. Thus, the spatial structure of the SST forcing is believed to be a key element to explain the hydrological cycle and large scale tropical circulation changes in glonal warming simulations. Therefore, understanding the atmospheric response, and the role of the atmosphere in climate change, is really a matter of understanding their association with different SST patterns.

In the following section, different patterns of the SST change and their consequences are studied.

4.2.4 Forced simulations using idealized patterns of SST warming

The SST anomaly of the idealized simulations

The pattern of SST change is studied to investigate in particular the effect of the meridional SST gradient, or the effect of the longitudinal SST variations with CO_2 doubling simulations. Our aim is also to distinguish the effect of the mean warming from the effect of the geographical pattern of global warming and determine how it may affect the intensity and extent of the ITCZ.

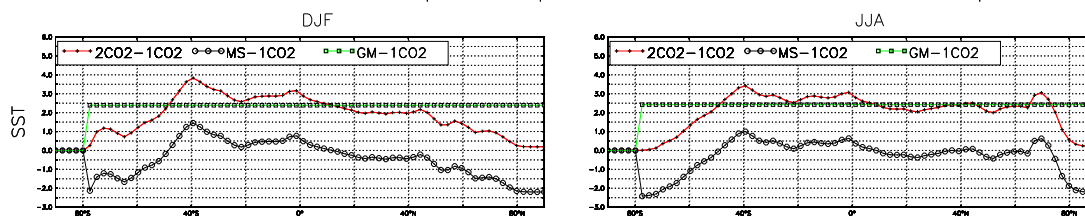


FIG. 4.3 – SST distribution used as boundary condition for the idealized simulations, shown as difference from the in zonal mean for the MS and GM simulations. Note that only SST is considered, i.e. the temperature over the continents is not considered in the zonal mean, as in Fig. 4.4. The SST is displayed as the change with respect to the 1CO_2 simulation : left panel is for boreal winter (DJF) ; right panel is for austral winter (JJA). Units are Kelvin.

The GM simulation is defined as the response to a global uniform warming of the SST. Figure 4.3 shows the SST warming for GM. The mean SST warming is in the order of $+2.5\text{K}$ for both DJF and JJA.

The meridional structure of the SST warming, used as boundary for the MS simulation, is displayed in Fig. 4.3. The SST warming of MS is surprising as it tends to warm more the tropics and by opposition to cool the midlatitudes. The polar amplification of global warming is absent in MS, as the SST warming is very different over the sea-ice tiles and the oceanic tiles. The polar amplification is mainly seen on the sea-ice. The total mean SST warming over sea-ice and oceanic tiles does reveal a polar amplification of global warming. If we examine the tropical latitudes, we can remark that a quasi-linear variation is from 40S to 40N , especially for DJF. We can anticipate that the DJF Hadley cell may intensify due to the increased meridional SST gradient, and that the JJA Hadley cell may decrease due to the decreased meridional SST gradient.

Rind and Perlwitz (2004) already pointed out the meridional SST gradient as responsible for the Hadley circulation strength in GCM simulations of the CO_2 doubling. The increase of the meridional SST gradient is thus expected to slow down the Hadley circulation, thus to modify the precipitation pattern.

The LS simulation SST forcing is shown in Fig. 4.4. The longitudinal structure of the SST warming, shows patterns of both strong local warming, (for instance, in the southern Indian Ocean in JJA), and strong local cooling, (for instance, in the northern Atlantic Ocean). The longitudinal

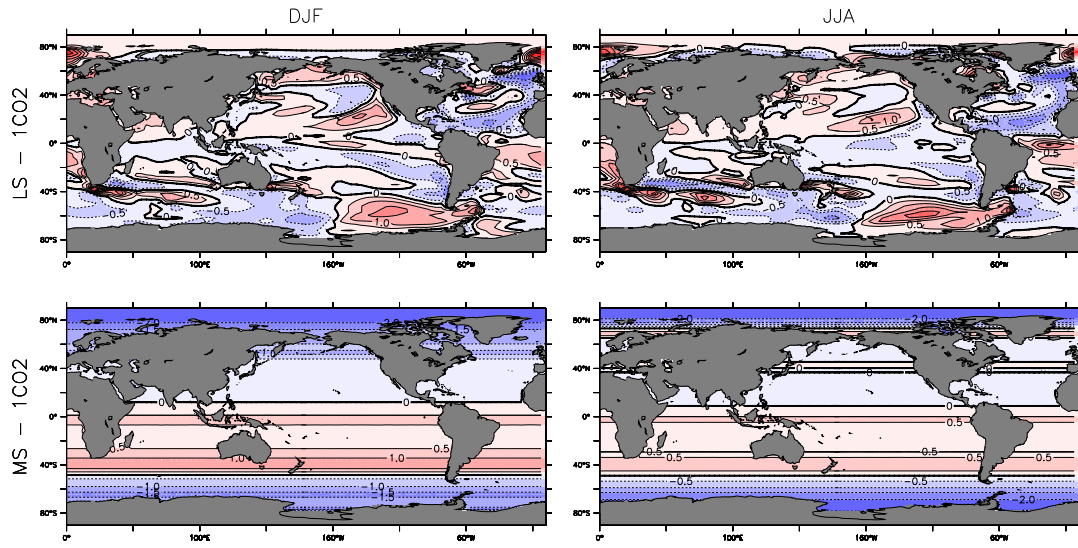


FIG. 4.4 – SST used as boundary condition for the idealized simulations, shown as difference with the 1CO₂ control simulation, e.g. LS - 1CO₂, MS - 1CO₂, left panel is for boreal winter (DJF); right panel is for austral winter (JJA). Units are Kelvin.

SST warming structure, is difficult to explain in details, and may integrate many different elements, in particular the regional consequences of the global warming onto the oceanic waters.

IPSL-CM4 presents specific characteristics in terms of longitudinal patterns of the SST response to CO₂ doubling. It shows a very strong climate sensitivity of the equatorial Atlantic for JJA, and to a lesser extent for DJF. The IPSL-CM4 also shows a warming in the subtropical gyre of the Pacific Ocean, inconsistent with the majority of the other AR4 coupled GCMs.

The longitudinal structure of the SST warming, which is used as boundary condition in the LS simulation, does not appear as a robust feature of the global warming, in other words it appears as strongly model dependant.

Decomposition in sorted regimes

The large scale atmospheric circulation, the SST and the ITCZ are linked through a large number of complex feedbacks. The study of the large scale circulation may emphasize some mechanisms explaining the shape of the ITCZ, or the behavior of the hydrologic cycle with a global warming. Global tropical changes are investigated first.

The global circulation in the tropics can be analyzed through the use of sorted regimes. The methodology, previously applied to cloud feedback studies (Bony et al., 2004; Bony and Dufresne, 2005) is used here to diagnose the Hadley-Walker tropical circulation.

The annual-mean value for a physical parameter x , can be represented using a probability density function (PDF), P_ω , of the mean vertical pressure velocity ω :

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} P_\omega x_\omega d\omega \quad (4.5)$$

Where \bar{x} are the mean and x_ω the average value of x when the vertical velocity is ω . The change in the mean quantity x between the changed and the control climate, i.e. δx , can be expressed by :

$$\delta x = \int_{-\infty}^{\infty} P_\omega \delta x_\omega d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} \delta P_\omega x_\omega d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} \delta P_\omega \delta x_\omega d\omega \quad (4.6)$$

The first term of the r.h.s is due to the change of x for a given ω , this is the thermodynamical change. The second term is the change in the mean quantity x due to the change of the PDF of the

vertical velocity ω , therefore this term is the dynamical component of the change. The third term is the covariation term, which can be neglected in most of the cases which we have investigated.

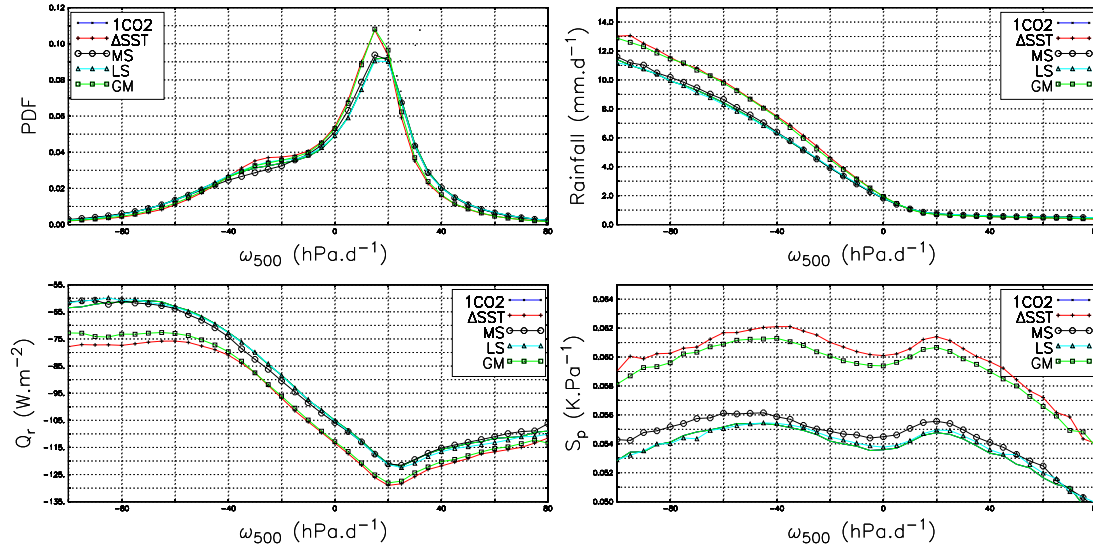


FIG. 4.5 – Probability distribution function (PDF) of ω_{500} (upper left) and mean precipitation (in mm.d⁻¹, upper right), radiative cooling Q_r (in W.m⁻², lower left) and dry static stability S_p (K.Pa⁻¹, lower right) displayed as a function of the pressure velocity at 500hPa (ω_{500}) taken as an indicator of dynamical regime. The PDF and the decomposition in dynamical regime are done in yearly average over the 30S-30N latitude band for the simulations, 1CO₂, ΔSST, MS, GM and LS.

The probability distribution function of the vertical velocity at 500 hPa (ω_{500}) for the tropics (defined as the area between 30°N and 30°S), is shown in Fig. 4.5 (upper-left panel). It measures the number of grid points (plotted along in the y-axis) where a given value of the vertical velocity (x-axis) is diagnosed. In a similar manner, the decomposition in sorted dynamical regimes of the precipitation, the radiative cooling and the dry static stability, are computed and displayed in Fig. 4.5. All these variables are indeed important terms entering into the thermodynamics equation that governs the tropical large-scale circulation.

$$-\omega S_p = \frac{1}{C_p}(Q_c - Q_r) \quad (4.7)$$

where S_p is the dry static stability ($S_p = -\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$), Q_r is the radiative heating rate, Q_c the latent heating by convective processes. Figure 4.5 shows the mean value of each term in this equation, sorted for each ω_{500} regime.

Upper-left panel of Fig. 4.5 examines the changes in dynamical regimes. ΔSST, compared to 1CO₂, and analogous to other climate change simulations, shows more grid points with a neutral environmental subsidence, and less extreme values of ω_{500} . The simulation GM, using a uniform SST forcing, has a PDF very similar to the ΔSST simulation. No significant changes in the PDF are displayed in the MS or LS simulation and the dynamical component of the climate change is verified to be small for the simulations MS and LS compared to 1CO₂.

We pursue our inspection on other terms of the thermodynamics equation. The mean latent heating in the atmosphere is reasonably estimated by the surface rainfall. The rainfall values, sorted by regime, show an increase of the precipitation in the mean ascending areas for the simulations ΔSST and GM. The decomposition in sorted regimes of the precipitation field are similar in the simulation ΔSST and GM.

The mean radiative heating in the atmosphere can be diagnosed by the radiative budget at the top of the atmosphere minus the radiative budget at the bottom of the atmosphere. The changes in

the radiative cooling decomposed in sorted regimes of the atmosphere are strong for both Δ SST and GM, but weak for MS and LS.

Finally, the changes of the dry static stability at the 500hPa height in the Δ SST and GM simulations are much stronger than those in the simulations MS and LS.

In summary, among all our idealized simulations, only GM shows a significant change in the dry static stability, radiative cooling and latent heating, which correspond to the global modification of the SST. Indeed, as the tropical lapse rate is close to the moist lapse rate in the tropics, a modification of the tropical SST changes the whole stability of the atmosphere. MS and LS consider only weaker tropical SST anomalies, thus the PDFs of the mid-tropospheric pressure velocity ω_{500} are almost unchanged.

Therefore, we can conclude that the global uniform warming of the SST is the main factor explaining the changes in the tropical area.

Hadley circulation

The mean meridional streamfunction ψ is computed for each simulation using idealised SST changes. The streamfunction was computed using the meridional wind, as described in (Waliser et al., 1999).

Figure 4.6 shows the mean meridional streamfunction for the control simulation 1CO2, and for the idealized simulations. To quantify the intensity of the Hadley cells and their variation in our different simulations, we follow the methodology described in Gastineau et al. (2008) and calculate the maximum streamfunction in Tab. 4.2. The Hadley circulation pattern is very similar to that of Gastineau et al. (2008) using the outputs of the AOGCM IPSL-CM4, which are used as boundary condition of our simulations.

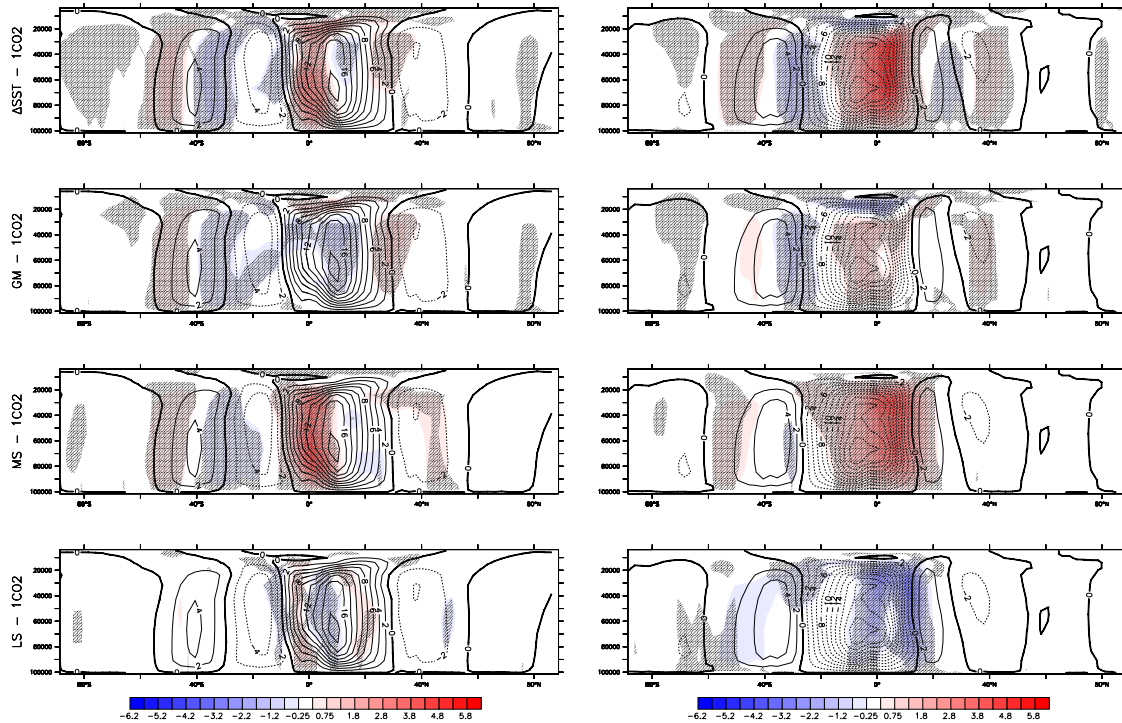


FIG. 4.6 – Meridional mean streamfunction of the idealized simulations 1CO2, in contours, and differences with Δ SST, GM, MS and LS, in colors. Striped zones indicates that the shown differences are significant at the 95% level according the student t-test, considering each year as a independant sample. Left (right) panel is for northern (southern) hemisphere winter DJF (JJA). Units are $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$.

The Hadley circulation difference between Δ SST and 1CO2 is also similar to the Hadley circulation change simulated by IPSL-CM4 (Gastineau et al., 2008). The basic feature is a weaker Hadley circulation for JJA (-9.2%), coherent with the ensemble mean of the AR4 models. For DJF, the Hadley circulation is slightly stronger ($+1.5\%$), due to enhanced convection in the ascending branch of the Hadley cell (Gastineau et al., 2008), which is not coherent with the AR4 multi-model ensemble mean, but coherent with the IPSL-CM4 coupled model results. Both the DJF and JJA cells, show a poleward displacement and a widening. The upward displacement of the tropopause can explain the upward displacement extension of the Hadley cells.

Figure 4.6 displays also the changes of the meridional streamfunction for GM, MS and LS, compared to the 1CO2. Table 4.2 shows the variations of the Hadley cells in our different simulations. We calculate the maximum streamfunction, and the tropical and extratropical positions of the Hadley cells for Δ SST, GM, MS and LS.

	1CO2	2CO2 - 1CO2	Δ SST - 1CO2	GM - 1CO2	MS - 1CO2	LS - 1CO2
φ_{DJF} $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$	16.3	+1.54%	+2.99%	-1.79%	+7.54%	-3.48%
φ_{JJA} $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$	19.4	-7.62 %	-9.23%	-3.75%	-7.97%	+2.03%
λ_N DJF	23.2°N	-0.98°	-1.25°	-0.12°	-1.40°	+0.37°
λ_S JJA	22.5°S	+2.02°	+1.98°	+0.87°	+0.60°	-0.04 °
λ_{Eq} DJF	6.03°S	+0.55°	+0.37°	+0.31°	+1.15°	-0.04°
λ_{Eq} JJA	4.97°N	-3.28°	-3.26°	-0.50 °	-1.46°	-0.58 °
$ \lambda_N - \lambda_{Eq} $ DJF	29.2°	+0.43°	+0.93°	-0.19 °	+0.24°	-0.34°
$ \lambda_S - \lambda_{Eq} $ JJA	27.5°	+1.27°	+1.29°	-0.35°	+0.85°	+0.54°

TAB. 4.2 – Characteristics of the mean meridional circulation of the different idealized simulations : the maximum overturning streamfunction φ_{DJF} for the DJF season, the minimum streamfunction φ_{JJA} for the JJA season, the latitudes of the Hadley circulation extension λ_N (for DJF), λ_S (for JJA) and λ_{Eq} (for DJF and JJA), and the net width of the Hadley circulation $|\lambda_N - \lambda_{Eq}|$ ($|\lambda_S - \lambda_{Eq}|$). The first column is for the control simulation 1CO2, the other columns are differences with the 1CO2 simulation. We note that with our convention, we display the poleward (equatorward) shift of λ_N , λ_S or λ_{Eq} by positive values.

GM - 1CO2 shows a striking pattern as only few pattern characteristics of the climate change simulated by the coupled model are mimicked. The Hadley cells in the GM simulation gently weakens by -1.8% for DJF and -3.7% for JJA. Therefore, the changes are in the opposite direction for DJF and twice smaller for JJA. An upward vertical displacement of the Hadley cells is well described, as seen by a positive (negative) anomaly in DJF (JJA) at 200 hPa. As the SST is uniformly increased, the tropopause is displaced upwards. This upward displacement of the tropopause was already diagnosed in a set of AOGCM by Santer et al. (2005).

MS -1CO2 shows, on the contrary, a strong similarity with the Δ SST simulation. The patterns are very similar, except for the upward displacement. The tropopause height is not modified in the MS simulation. It reflects the fact that the total uniform warming of MS is null. Nevertheless, the modification of the SST gradient between the tropics and the midlatitudes, strengthens the DJF cell ($+7.5\%$) and weakens the JJA cell (-8%). It demonstrates that the Hadley cell intensification in the winter hemisphere in DJF, observed in the IPSL-CM4 coupled simulation, or in Δ SST, is the consequence of the meridional SST gradients.

Although the mean tropical Hadley/Walker circulation diagnosed by the PDF of the vertical velocity is unchanged in the MS simulation, the Hadley cells show changes almost equal to those of climate change simulated in the coupled model. The Hadley circulation modifications may have an important impact on the precipitation pattern.

LS shows little effect on the Hadley circulation for DJF, as the continents damps the impact of the SST change in the northern Hemisphere. Nevertheless, we note a slight weakening of the Hadley cell. For JJA, the SST longitudinal anomalies of the LS simulation have a significant effect. LS - 1CO₂ shows a light increase of the JJA circulation cell (+2.3%). Therefore, the longitudinal SST anomalies act in our simulations as a negative feedback onto the atmospheric circulation. In other word, the longitudinal anomalies have a weaker effect on the Hadley circulation, than the global warming changes, but the longitudinal anomalies have an opposite effect on the Hadley circulation.

The Hadley circulation extension

To further study the Hadley circulation extension, we use the definition suggested by Dalu et al. (2004) for the position in latitude of the subsiding branch of the winter Hadley cell noted λ_N for DJF (respectively λ_S for JJA) cell, and of the ascending branch noted λ_{Eq} . They can be expressed as :

$$\lambda_{N(S)} = \frac{\int_{0(-45)}^{45(0)} (\lambda [w_{500}]_{-}) d\lambda}{\int_{0(-45)}^{45(0)} ([w_{500}]_{-}) d\lambda} \quad (4.8)$$

$$\lambda_{Eq} = \frac{\int_{-25}^{25} (\lambda [w_{500}]_{+}) d\lambda}{\int_{-25}^{25} ([w_{500}]_{+}) d\lambda} \quad (4.9)$$

where $[w_{500}]_{+(-)}$ is the monthly averaged upward (downward) velocity at 500hPa.

The latitude of zero-value streamfunction used by Lu et al. (2007); Gastineau et al. (2008) gives similar result as our diagnostics. The results are displayed in Tab. 4.2 for the simulation 1CO₂ and 2CO₂, Δ SST, GM, MS and LS. The poleward extension of the Hadley cells diagnosed by Lu et al. (2007); Gastineau et al. (2008) for global warming conditions is confirmed in the JJA simulations. On the opposite, for the DJF simulation, the Hadley cell is narrower in Δ SST or 2CO₂ than in 1CO₂. Similar shifts are found in the coupled model IPSL-CM4, for the changes between C2CO₂ and C1CO₂ (Gastineau et al., 2008).

If we focus on the JJA poleward extension of the Hadley cell, GM and MS both show a poleward extension (+0.9 and +0.6 °) smaller than the extension of the 2CO₂ simulation (+2.0°). Lu et al. (2007) suggested that the extratropical tropopause height controls the latitude at which the jets become baroclinically instable. As the climate warms, the tropopause tends to be located higher in altitude, and the jet is shifted polewards. This is confirmed by our GM experiment but as the MS simulation is not associated with any uniform warming and shows nevertheless a significant poleward extent of the JJA Hadley cell, it appears that more processes are controlling the extension of the Hadley circulation. In particular, we show that the meridional SST gradients strongly determines the the Hadley cell position in our simulations.

Walker and monsoon circulation

We need a synthetic parameter to describe the response of tropical circulation to SST changes. We use here the z-weighted velocity potential already proposed by Hourdin et al. (2006) to test different parameterizations and their effects on the tropical large scale circulation. A classical proxy for the tropical mean circulation is the velocity potential. It is generally obtained through the following equation :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \nabla^2 \varphi \quad (4.10)$$

The laplacian of the velocity potential φ , represents the divergence of air. Inverting the laplacian to obtain φ smoothes the divergence field, and thus only the large scale of the divergence is

viewed by the velocity potential. The velocity potential φ is usually represented at 200 hPa. Hourdin et al. (2006) showed that φ_{200} can miss ascent confined to lower pressure, thus they proposed to use $\tilde{\varphi}$ the z-weighted velocity potential :

$$\tilde{\varphi} = \int_0^{p_s} z\varphi dp \quad (4.11)$$

where p_s is the ground surface pressure, p is the pressure and z is the geopotential height. It can be shown that the laplacian of the z-weighted velocity potential $\tilde{\varphi}$ is proportional to the vertically integrated vertical velocity.

$$\tilde{w} = \frac{1}{g} \nabla^2 \tilde{\varphi} \quad (4.12)$$

where \tilde{w} is the vertically integrated vertical velocity

$$\tilde{w} = \int_0^{\infty} \rho w dz \quad (4.13)$$

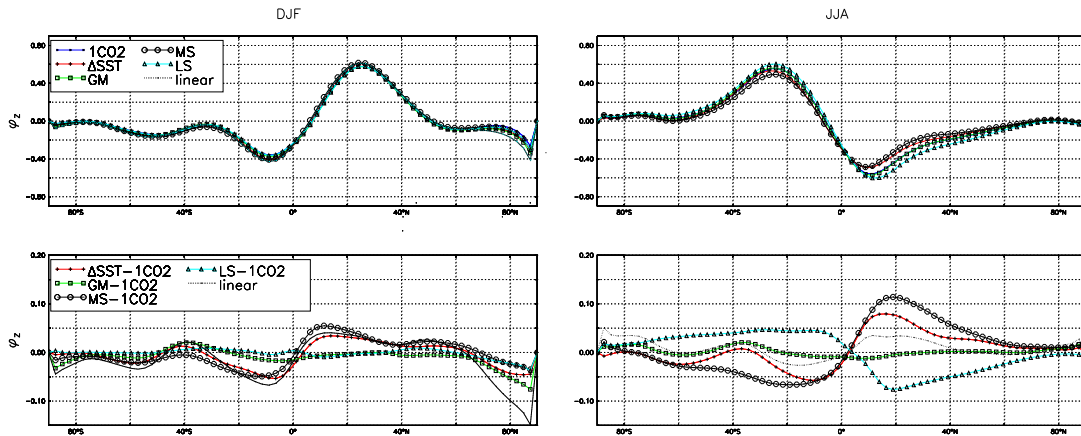


FIG. 4.7 – z-weighted velocity potential $\tilde{\varphi}$ in zonal mean, in 10^{15} W, for the AGCM LMDZ with different SST boundary conditions. See Table 4.1 for the exploration of the simulation acronyms. Left (right) panel is for Northern (Southern) Hemisphere winter DJF (JJA). The upper panel is for absolute value, and lower panel is for differences with the 1CO2 control simulation.

The use of $\tilde{\varphi}$ is thus specifically adapted for the study of large scale circulation accompanied by a vertical motion. Figure 4.7 shows the zonally averaged z-weighted velocity potential $\tilde{\varphi}$ for the different AGCM simulations. The rising (subsiding) air is diagnosed by a negative (positive) value of the z-weighted velocity potential. The Hadley circulation is the main feature appearing on the zonal mean.

The results of previous sections, based on the use of the meridional streamfunction (Fig. 4.6) are confirmed. The Hadley cells appear to be slightly stronger in the Δ SST simulation for DJF, but weaker for JJA. The GM simulation presents a mean meridional circulation similar in intensity to that of the control simulation. The MS simulation shows changes of the Hadley cells similar to those of Δ SST, but stronger. Finally, the LS simulation shows changes with an opposite sign, when compared to the global warming case.

The use of the z-weighted velocity potential gives a very useful proxy to study the large scale circulation. On the one hand, the zonal mean provides a description of the Hadley cells similar to that of the mean meridional streamfunction. On the other hand, the longitudinal circulations, i.e. the Walker circulation and the monsoon circulation, can also be studied separately with this diagnostic.

The large scale motion are strongly linked with the rainfall. The change of the large scale circulation has an important impact on the rainfall field. In the following figures, we show jointly the z-weighted potential and the precipitation. Precipitation changes will be discussed in the following section.

A map of the z-weighted velocity potential $\bar{\varphi}$ of the control simulation 1CO2 are displayed in Fig. 4.9 and 4.10 for DJF and JJA respectively. For DJF, the maximum divergence is located over the maritime continent, the central Pacific, and the Amazonian basin. It is associated with subsiding motions over Eastern Asia, the Atlantic Ocean, and the Sahara desert. For JJA, strong divergences are found over the maritime continent and Eastern Asia, while other ascending motions are located over Central America. Those are associated with subsiding motions over South Atlantic Ocean and Africa.

For DJF, the climate change, as diagnosed by Δ SST-1CO2, shows stronger ascending motions over the central Pacific, with stronger subsiding motion located over South-East Asia and the Eastern Pacific. It tends to strengthen the Hadley circulation. Gastineau et al. (2008) showed that this strengthening, attributed to the variation of meridional SST gradient, is opposite to the weakening diagnosed in most of the AR4 models. For JJA, Δ SST-1CO2 shows weaker ascending motions over the Maritime continent and weaker subsidence over South Africa and South Atlantic Ocean. A westward shift of the ascending motion of Central America is also diagnosed.

If we focus now on GM - 1CO2, for Northern Hemisphere winter (DJF), the pattern of the velocity potential is similar to that of Δ SST - 1CO2 for DJF. On the other hand, MS - 1CO2 and LS - 1CO2, are smaller in amplitude, with a different geographical pattern.

For JJA, the velocity potential field of GM - 1CO2 does not capture the climate change signal, especially over Eastern Pacific and Indian Ocean. The meridional SST pattern and the longitudinal SST are required to capture the different components of the large scale circulation change. Both the differences MS - 1CO2 and LS - 1CO2 capture the westwards shifts of the ascending motions over Central America.

Rainfall changes

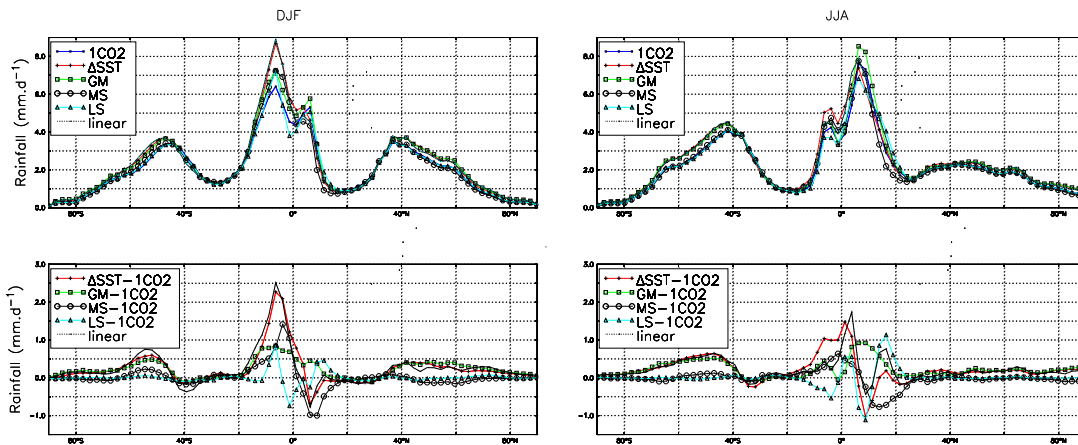


FIG. 4.8 – Precipitation in mm.d^{-1} , in zonal mean, simulated by the AGCM LMDZ in response to different SST boundary conditions. See Table 4.1 for details in the names of the simulations. Left (right) panel is for northern (southern) hemisphere winter DJF (JJA). In the upper panel the zonal mean precipitation is shown, in the lower panel changes with respect to the 1CO2 control simulation are given.

The zonal mean of the precipitation are shown on Fig. 4.8. Δ SST-1CO2 shows an increase in the global precipitation. Held and Soden (2006) showed such an increase of the hydrologic cycle

is a common feature of the AR4 models, in the conditions of global warming. The coupled models present approximately a constant relative humidity during climate change, thus the increase in the water vapor of the atmosphere follows the Clausius Clapeyron relationship. As a result, the water vapor loading of the atmosphere is exponentially dependant on the temperature. The mean tropical hydrological cycle increase was shown in Fig. 4.5. In Fig. 4.8, we show diagnostics on the zonal mean precipitation, and its changes.

For DJF, the rainfall shows two extremes, at 5°S and at 5°N, as a consequence of the double ITCZ. As in Δ SST the large scale circulation is more strongly ascending south of the equator and less strongly ascending north of the equator, the precipitation peak at 5°S is stronger, while the peak at 5°N decreases.

For JJA, the same feature is diagnosed, but the large scale mean meridional circulation changes are stronger between Δ SST and 1CO₂, and the precipitation changes are very different from a uniform change. The rainfall peak at 5°N decreases, the peak at 5°S increases.

In GM, with only a uniform change of the temperature, the change of the zonal-mean precipitation field compared to 1CO₂ is strikingly uniform. The hydrological cycle is more active as a result of the increase of the water vapor loading of the atmosphere, but as the mean meridional circulation is unchanged, no other signals alter this effect. The difference of GM and 1CO₂ is, to a large extent, proportional to the precipitation of the control simulation.

In MS, as the Hadley circulation is modified, the precipitation field shows important variation. In DJF, as the large scale circulation shows more ascending motion at 5°S, the precipitation increases. In JJA, the same signal is found.

While a large part of the zonal modifications in the structure of the precipitation field is therefore attributable to meridional changes of the SST, some additional component are the results of longitudinal SST changes, diagnosed in LS. For instance, in JJA, LS accounts for the strong decrease of the precipitation peak at 5°N.

The importance of precipitation changes is very much attached to their geographical distribution. Maps of the rainfall fields are shown in the left panels of Fig. 4.10 and 4.9 for JJA and DJF. In many cases, the link between rainfall and large scale circulation is very clear.

The difference Δ SST-1CO₂, which was shown to be close from the difference 2CO₂-1CO₂, shows for both DJF and JJA, stronger ascents over Central Pacific region and weaker ascents over the maritime continent. Therefore, the rainfall increases over Central Pacific in both branches of the ITCZ, and the precipitation maximum is displaced westwards from the Indonesian warm pool for DJF and north-eastwards for JJA. Anomalous ascending motions are found over the subtropical South Atlantic and over Amazonian Delta for both DJF and JJA. They induce a southward displacement of the ITCZ in these regions. Strong subsiding motions occur in the Pacific coast of Mexico, which explains the strong southward displacement of the ITCZ in this region. Subsiding motions are also found over the Indian sub-continent and thus less rainfalls are found over this region.

For DJF, GM reproduces fairly well the structure of the rainfall changes and its association with the circulation changes. For JJA, GM is not able to simulate the precipitation change of the climate change simulations. For JJA, subsiding motions weakens over 20°N, especially over Mexico and south-eastern Asia. The global precipitation increase is identical to that of Δ SST, as already shown in Fig. 4.5. The basic shape of the ITCZ is hardly modified in GM.

For the simulations MS and LS, SST and large scale circulation changes are in direct relation with the precipitation changes. In the region of stronger SST, more ascending motions are found, which explain an increase of the precipitation. For MS, the simulation forced by the meridional structure of the SST anomalies, the SST increases more in the Southern Hemisphere (see Fig. 4.4 and 4.3), which explains a southward shift the ITCZ in the Pacific Ocean for both JJA and DJF. LS, representing the longitudinal anomaly of the SST change, the SST increase over Equatorial Atlantic, and over subtropical northern Pacific for both JJA and DJF (see Fig. 4.4). Therefore, in the simulation LS, precipitations strongly increase in these zones.

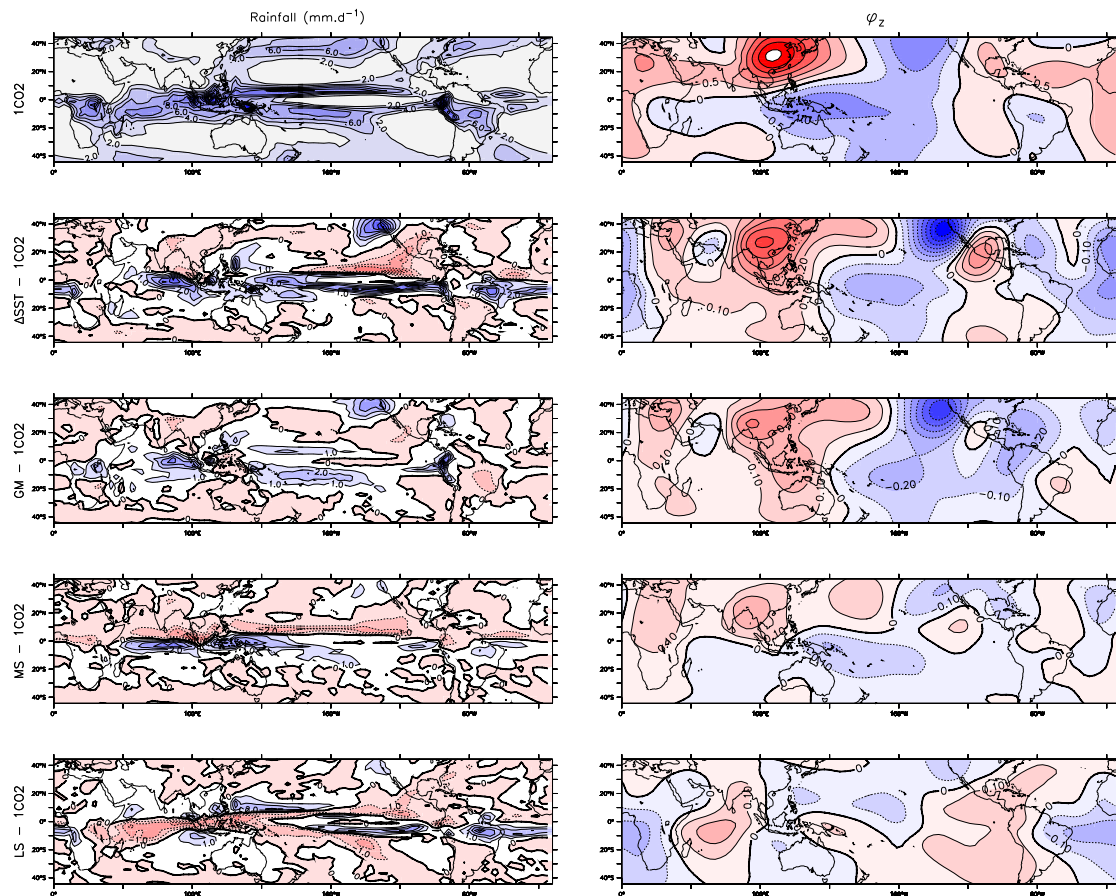


FIG. 4.9 – Precipitation in mm.d^{-1} and z-weighted velocity potential $\tilde{\varphi}$ in 10^{15} W, in the conditions of the boreal winter DJF, for the AGCM LMDZ4 with different SST boundary conditions. The upper panel corresponds to the mean value of the 1CO2 simulation, the following panels correspond to differences between respectively ΔSST , GM, MS, LS and 1CO2.

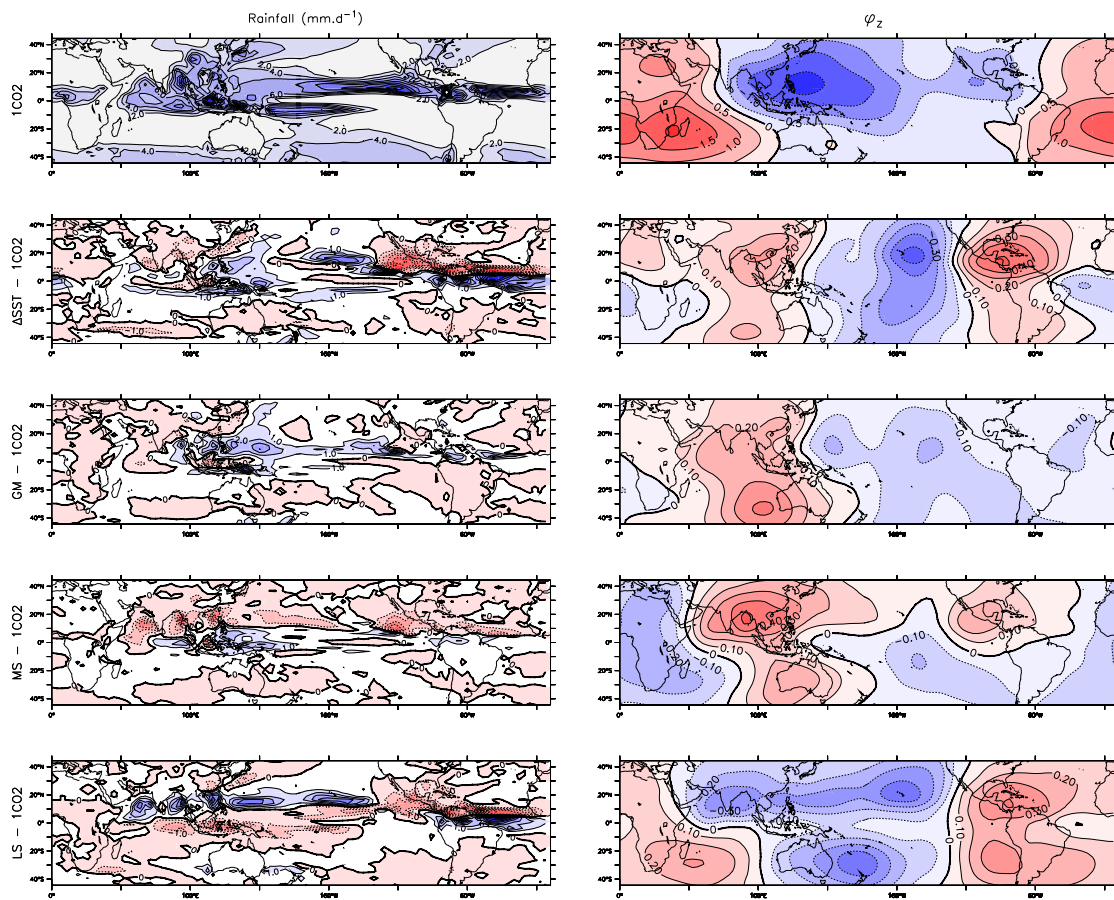


FIG. 4.10 – Same as Fig.4.9 in the condition of the austral winter JJA.

Atmospheric heat transport

The Hadley cell cannot be understood without a description of the influence of the eddies, which limit the latitudinal extension of the jet stream. The energy cycle of the atmosphere at low latitude also strongly interact with midlatitude eddies. A key diagnostic of the SST impact on climate change is therefore the study of the mid-latitude energy transport.

The poleward atmospheric heat transport was studied by Peixoto and Oort (1982). It is classically presented through the decomposition :

$$[\overline{vT}] = [\overline{v}][\overline{T}] + [\overline{v'T'}] + [\overline{v^*T^*}] \quad (4.14)$$

We distinguish a decomposition $x = [x] + x^*$, where $[x]$ denotes the zonal average of a quantity x and x^* its deviation from the zonal mean. We use also the decomposition $x = \overline{x} + x'$, where \overline{x} denotes monthly mean, and x' , a time varying component.

These decompositions are applied to the meridional wind v and the temperature T . $[\overline{v}][\overline{T}]$ denotes the heat transport by the mean meridional circulation, $[\overline{v'T'}]$, the heat transport within transient eddies and $[\overline{v^*T^*}]$, the heat transport within stationary waves.

As the temperature decreases with height, the temperature transport is a good proxy of the lower troposphere transport. Such decomposition provides a diagnostic of the Hadley circulation through the mean meridional heat transports in the tropics. It also provides an interesting diagnostic of the midlatitude transient and stationary wave activity.

In the tropics, the Hadley circulation transports most of the heat in the lower layer, from the subtropics to the ITCZ where the air rises. At midlatitudes, the heat transport is done by the stationary $[\overline{v^*T^*}]$ and transient $[\overline{v'T'}]$ circulations. The heat transport is polewards, i.e. southwards (northwards) in the Southern (Northern) Hemisphere.

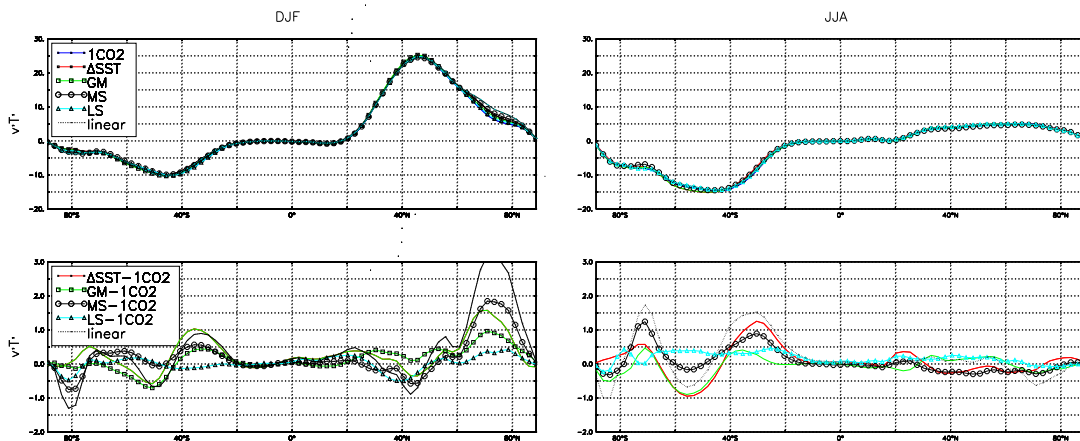


FIG. 4.11 – Zonal mean Heat transport $\overline{v'T'}$, in units of K.m.s^{-1} . This poleward heat flux includes the contribution of transient eddies and stationary waves. Left (right) panel is for Northern (Southern) Hemisphere winter, DJF (JJA). The upper panel correspond to the mean climate as simulated by the 1CO2 control simulation and the lower panel is for differences of the various simulations with 1CO2.

Figure 4.11 shows the sum of the stationary and the transient heat transport both in absolute value and in difference with respect to the control simulation. First, we can see that the differences in the eddy mean flux are quit small, less than 10%.

The change of the heat transport is the result from changes in temperature and meridional velocity field. But, as the relative change of the meridional velocity is much stronger than the relative change of the temperature, we may argue that the changes in the heat transport are mainly due to the changes in the meridional velocity field.

For Δ SST, the southern Hadley cell is displaced southward, as was diagnosed in Fig. 4.6. The poleward heat transport by the stationary and the transient waves is also shifted southward. For DJF and JJA, it is stronger between 40° S and 60° S and weaker between 40° S and 20° S. Yin (2005) diagnosed a poleward shift of the baroclinicity, coherent with a poleward shift of the storm tracks, in most of the AR4 models. The author argues that the shift is due to a stronger meridional temperature gradient, especially in the Southern Ocean. The comparison of our GM and MS simulations helps clarify this point.

The GM simulation shows important changes in the eddy poleward heat flux, in the Southern Hemisphere where the global change signal is the strongest, for both DJF and JJA. Between 40° S and 60° S, the changes of GM are very similar to those of Δ SST. The eddy poleward flux is shifted poleward, which is coherent with the Hadley cell poleward expansion. Thus, a large part of the global change signal the SST gradients are not implied in the eddy modification.

In the MS simulation, the Hadley circulation is modified. We know that the eddies maintain a balance with the mean meridional circulation. So a modification of the Hadley circulation may have implication on the poleward eddy flux. Figure 4.11 shows a modification of the eddy flux at the edge of the Hadley cell, between 40° S and 20° S, for both DJF and JJA. The southward shift of the eddy heat flux is associated with an important poleward shift of the Southern Hemisphere Hadley cell.

As the SST changes show strong longitudinal SST variation (Fig. 4.1), a change of the eddy heat flux was expected in LS. But LS shows insignificant changes, on our zonal diagnostics, which confirms that the change in the meridional wind is the main contributor of the heat flux changes.

The change of the eddy poleward heat flux, and the storm track shift in the Southern Hemisphere are explained by the uniform and meridional component of the SST change. The large impact of the uniform SST change was not completely expected. Its diagnostic was made possible only because our choice in the SST decomposition which separates out clearly the uniform component of the SST.

4.2.5 Discussion

Our study help attribute the modifications in the climate change simulations to changes in the global (GM), meridional (MS) and longitudinal (LS) structure of the SST.

GM is forced by a uniform SST warming without any SST latitudinal or longitudinal gradient changes. In GM, the dry static stability increases, and the whole tropical circulation slows down. But the overall geographical pattern of the Hadley circulation changes is not captured. The uniform SST change do not apply to change the mean meridional circulation, even if the hydrological cycle, and dry static stability increase is similar to that of the climate change simulations. The poleward extension of the Hadley cell is partly simulated by GM. We find that the poleward shift is less than the half of the climate change simulation. We argue that other mechanisms that the modification of the tropopause height (Lu et al., 2007) is happening in the AOGCM studied. The partial representation of the large scale circulation in the simulation GM, implies large deviation of the precipitation field from the climate change.

The MS simulation is forced by the meridional SST changes, the global mean changes being kept zero. In MS, the mean temperature changes are weak, therefore, the hydrological changes, and the dry static stability changes are correspondingly weak. This simulation lacks of the main mechanism reviewed by Held and Soden (2006) to explain the main changes in the hydrological cycle associated with a global warming. As the meridional gradient of SST is accounted for in MS, the Hadley circulation of MS accounts for changes of the Hadley circulation from the climate change. Therefore, it demonstrates that the zonal meridional structure of the temperature change is a good first order approximation to assess Hadley circulation changes. We find a weak poleward extension of the Southern Hemisphere winter cell, although the polewards expansion is is much smaller than that of the climate change simulation. The meridional SST gradient changes are important in driving the change of the Hadley cell extension. Some spatial variations of the

precipitation field in MS are similar to those of the coupled model CO₂ doubling simulation, as the Hadley circulation modification is well accounted for in this simulation.

LS uses only the SST longitudinal anomalies of the climate change simulations. Rind and Perlwitz (2004) noted that longitudinal circulation could divert energy from the meridional cells. The modification of the Hadley circulation during ENSO (Wang, 2004) provides a good example of modification of the zonal circulation by longitudinal anomalies. One might think that the El Niño Southern Oscillation changes would appear as a major signal in the longitudinal change of SST. In fact, the differences of SST between the Atlantic and Pacific Oceans are more important, in the SST anomaly in yearly mean. Therefore, the change of the tropical large scale circulation driven by the longitudinal SST anomalies in LS is different from the modification of the large scale tropical circulation caused by ENSO. In LS, the longitudinal SST anomalies have little influence on the Hadley circulation. Moreover, we find that the Hadley circulation change is opposite to that of the climate change simulations. The longitudinal SST anomalies tend to act as a negative feedback on the strength of the Hadley cells.

The different components of the SST warming, the uniform warming, its meridional structure and its longitudinal structure account for different patterns of climate change. The attribution of a given change to a given component of SST change is nevertheless possible only insofar as the decomposition of these effects is unique, e.g. if it is not affected too strongly by non-linear effects. For instance the non linearity of the effect acting on a variable x may be diagnosed by its linear change δx_{linear} :

$$\delta x_{linear} = \delta x_{GM} + \delta x_{MS} + \delta x_{LS} \quad (4.15)$$

Here, δx_{GM} , δx_{MS} and δx_{LS} represent differences with 1CO₂ of the GM, MS and LS simulations respectively.

The linear total change is computed and shown in dotted lines, in Fig. 4.7, 4.8 and 4.11 for the z-weighted velocity potential φ_z , the rainfalls and the eddy poleward heat transport $v'T'$ respectively. For DJF, the changes are very linear, the linear changes of the zonal mean z-weighted velocity potential φ_z , or of the zonal mean rainfalls are equivalent to the change shown by the Δ SST simulation, itself analogous to the global warming coupled simulation. The poleward heat transport $v'T'$ is also similar in the linear and the Δ SST changes, except in the polar region, where we know that our AGCM has a bias over the sea-ice. For JJA, the changes shown by Δ SST and the linear decomposition are also quite similar in general. But the non-linearity are more important for the zonal mean z-weighted velocity potential φ_z , as the sum of the different component of the SST change are smaller than the Δ SST change in JJA. A positive feedback among the different component of the SST enhances the Hadley circulation. The non linear large scale circulation changes explain the linear precipitation change, which have the same sign as in Δ SST, but with a different intensity depending on the circulation non-linear interactions. The poleward heat transport $v'T'$ change is characterized by a linear change stronger than the Δ SST change, so the non linearity acts to dampen the poleward heat transport in JJA.

To summarize, strong non linear change are found only during the Southern Hemisphere winter season JJA. The non linear changes act to speed up the Hadley cell, to damp the eddy heat flux and to change the precipitation pattern. If the atmosphere acts as the total heat transport within the atmosphere does not change during climate change, an increase in the mean meridional component of the heat flux comes together with a decrease of the eddy component. Our simulation suggests a stronger mean meridional component and a weaker eddy component as a non linear change.

4.3 Étude des forçages de la glace de mer et de la concentration atmosphérique en CO₂ sur la circulation de grande échelle

4.3.1 Introduction

Un GCM atmosphérique est forcé par :

- les SSTs,
- l’extension géographique de la glace de mer *Composante Glace de Mer (SIC)*,
- les valeurs des concentrations atmosphériques des gaz à effet de serre, comme le CO₂ mais aussi le méthane CH₄, les oxydes d’azotes NO_x, et les Chlorofluocarbuures (CFCs).

Comme nous l’avons vu sur la Fig. 4.2, les changements climatiques simulés par IPSL-CM4, lors d’un doublement de la concentration de CO₂, peuvent être assez bien reproduits par des simulations d’ensemble forcées par des SSTs climatologiques, sans pour autant prendre en compte les changements affectant la glace de mer SIC ou encore les concentrations des gaz à effet de serre.

Cependant, les contributions des forçages de gaz à effet de serre et de la glace de mer pris séparément, même s’ils sont insuffisants pour la représentation des changements climatiques, fournissent des informations sur la structure et la linéarité des forçages. Après avoir détaillé dans les sections 4.2.2 à 4.2.5 l’importante contribution de la SST, nous avons donc choisi d’étudier les conséquences des changements de SIC et de CO₂.

L’étude des forçages de la glace de mer et du CO₂ permettent aussi d’aborder le problème de l’**amplification polaire**. Dans les AOGCMs, le réchauffement climatique global touche plus les latitudes polaires que le reste du globe (voir chapitre 2, et (IPCC, 2007)). Ce phénomène est appelé amplification polaire, car il amplifie le réchauffement de surface aux pôles. L’amplification polaire du changement climatique est surtout due à la fonte de la glace de mer et de la neige continentale (Holland and Bitz, 2003; Moritz et al., 2002) qui change l’albédo de la surface de la terre aux pôles. Cependant, les observations suggèrent que l’amplification polaire est maximum en hiver et au printemps, où pourtant la rétroaction de l’albédo est moins active. De plus, les changements d’albédo donnent des forçages radiatifs très différents des valeurs observées de l’amplification polaire. On pense donc que l’amplification polaire est partiellement due aux transports de vapeur d’eau et de chaleur qui s’amplifient à cause des changements tropicaux (Moritz et al., 2002). L’étude des effets des forçages séparés de la glace de mer, des gaz à effet de serre et de la SST peut donner une quantification de ces mécanismes dans un GCM.

Tout d’abord nous rappelons notre méthode. Nous donnons ensuite nos résultats. Puis nos résultats sont discutés en terme de linéarité des forçages et en terme d’amplification polaire.

4.3.2 Méthode

Des ensembles de 15 ans de simulation ont été réalisés, ayant pour forçage les SSTs et l’extension de glace de mer SIC des simulations du GCM couplé IPSL-CM4. Chaque année est obtenue par un échantillonnage aléatoire des conditions initiales et constitue un élément d’ensemble. La méthodologie générale est illustrée schématiquement par la Fig. 4.12. Pour plus de détails, la méthodologie et sa validation ont été illustrées à la section 4.2.2.

Un résumé de ces simulations est donné sur le tableau 4.3. Le tableau 4.3 complète les simulations déjà illustrées sur le tableau 4.1.

Simulation	SIC	[CO ₂] (ppm)	SST	Nombre d’années
ΔSIC	C2CO ₂	286.20	C1CO ₂	15
ΔCO ₂	C1CO ₂	572.40	C1CO ₂	15

TAB. 4.3 – Présentation des caractéristiques des deux ensembles de simulations complémentaires qui étudient l’influence de la glace de mer et du CO₂.

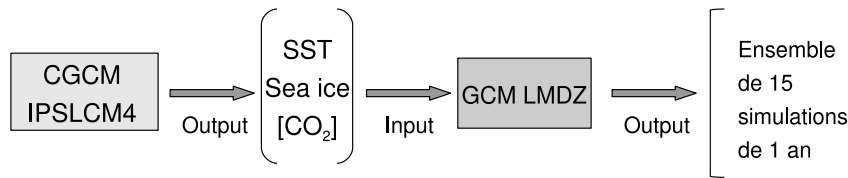


FIG. 4.12 – Schéma explicatif pour la mise en place de simulations forcées par les sorties du modèle couplé IPSL-CM4.

Le premier ensemble Δ SIC est un ensemble de 15 simulations de 1 an, utilisant le GCM atmosphérique LMDZ4 avec pour forçage :

- la SST de la simulation C1CO₂ du modèle couplé IPSL-CM4,
- une concentration préindustrielle de CO₂,
- l’extension géographique de la glace de mer de la simulation C2CO₂, du modèle couplé IPSL-CM4.

Δ SIC ne prend en compte que l’effet du changement de glace de mer du modèle couplé IPSL-CM4.

De même, Δ CO₂ est un ensemble de 15 simulations de 1 an, forcé par :

- la SST et la SIC de la simulation C1CO₂
- une concentration de CO₂ doublée par rapport à la concentration préindustrielle.

Les ensembles Δ SIC et Δ CO₂ ont 15 éléments, ce qui peut paraître insuffisant pour lisser finement tout les modes de variabilité, cependant c’est suffisant pour avoir le bon signe et un bon ordre de grandeur des effets des changements isolés de la glace de mer et des gaz à effet de serre.

4.3.3 Changement de la température

La réponse de la température de surface pour les simulations Δ SIC, Δ SST et Δ CO₂ est donnée sur la Fig. 4.13, et est comparée au changement climatique du modèle représenté par la différence de la simulation 2CO₂ et 1CO₂.

Le changement de glace de mer et ses conséquences est représenté par la simulation Δ SIC. On voit sur la Fig. 4.13, au niveau de la mer de Norvège ou de la mer du Labrador, des réchauffements assez forts localement en surface, allant jusqu’à 5K. De même au niveau de l’océan Antarctique, on voit un réchauffement local au large de l’Antarctique Ouest allant jusqu’à 3K en moyenne annuelle. Comme la SST est prescrite, le réchauffement en surface n’interagit pas avec les changements d’albédo au niveau des points de grille océaniques. En revanche, comme on modifie la fraction de glace de mer dans chaque maille, on modifie la température au dessus de la glace de mer en changeant les flux de chaleur provenant de l’océan. Les réchauffements les plus forts correspondent aux endroits où la glace de mer fond en été. L’absence de l’effet d’isolation de la glace de mer crée un réchauffement en surface dans ces zones pour Δ SIC.

Cependant, la représentation de la glace de mer dans le modèle LMDZ4 est très simplifiée en comparaison au modèle couplé IPSL-CM4. Comme décrit à la section 4.2.3, nos simulations souffrent d’un biais chaud systématique au dessus de la glace de mer. Nos résultats sont donc à interpréter en termes qualitatifs.

Ensuite, les conséquences sur la température de surface du changement de la concentration atmosphérique en CO₂ sont données par la simulation Δ CO₂, en bas de la Fig. 4.13. On rappelle que la simulation Δ CO₂ ne considère ni le changements des SSTs ni le changement de la glace de mer qui pourtant est une conséquence du changement de CO₂ dans le modèle couplé. Dans la simulation Δ CO₂, les rétroactions climatiques faisant intervenir l’océan sont coupées. En revanche, Δ CO₂ représente l’effet direct du CO₂, accompagné des rétroactions associées aux

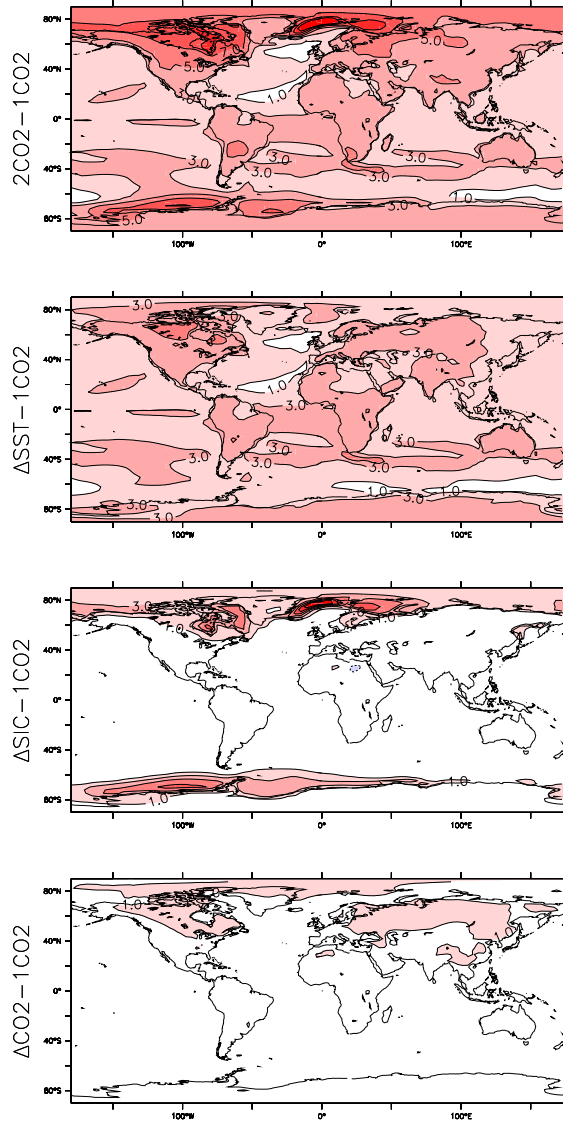


FIG. 4.13 – Température de surface, en K, des simulations 2CO₂, ΔSST, ΔSIC et ΔCO₂ en différence avec la simulation de contrôle 1CO₂, moyenne annuelle.

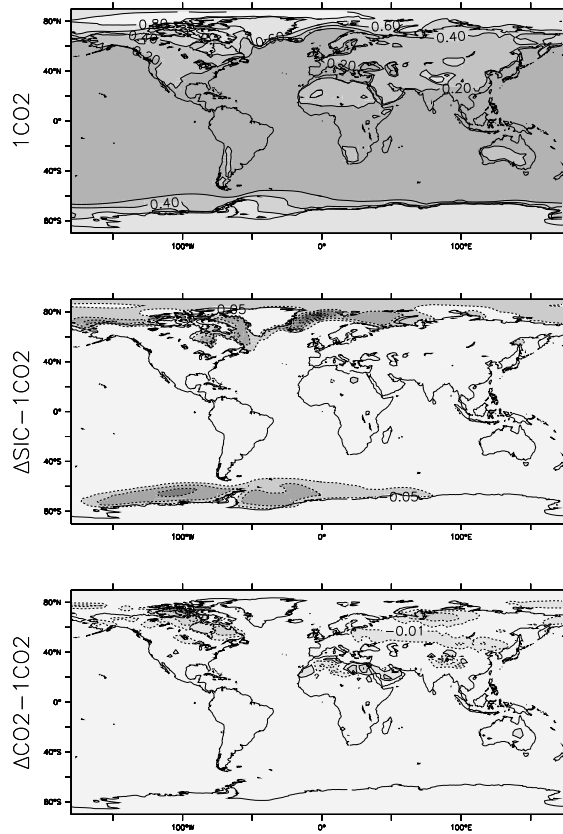


FIG. 4.14 – Albédo de surface de la simulation 1CO₂ en haut, et différence des simulations Δ SIC (au milieu) et Δ CO₂ (en bas) avec la simulation 1CO₂, moyenne annuelle. L'albédo est un rapport sans unité. Les isolignes sont espacées de 0.2 pour la figure du haut, de 0.05 pour la figure du milieu et de 0.01 pour la figure du bas.

surfaces continentales.

L'effet direct du CO₂ semble avoir un faible impact sur les températures de surface. Cependant, une température plus forte de 1K est diagnostiquée sur la Russie, l'Amérique du Nord et l'Arctique. La Figure 4.14 montre le changement de l'albédo de surface pour la simulation ΔCO₂. Les zones où la température se réchauffe correspondent à des zones de faible diminution de l'albédo de surface. Le changement d'albédo peut être attribué à :

- la fonte de la neige continentale,
- aux changements affectant la végétation représentée dans le modèle de sol.

C'est pourquoi les régions polaires et continentales enregistrent les augmentations de température les plus fortes dans ΔCO₂.

La Fig. 4.15 donne les changements de température de surface, en moyenne zonale et annuelle. La simulation ΔSIC ne montre aucun changement de température de surface dans les tropiques. En revanche, on voit un réchauffement supérieur à 0.5K à partir de 60 degrés dans les deux hémisphères. De même la simulation ΔCO₂ ne montre pas de réchauffements tropicaux, mais on voit un réchauffement supérieur à 0.5K, à partir de 40 degrés N.

De la même manière, la Fig. 4.16 montre les changements de température, en moyenne zonale dans l'atmosphère pour les simulations ΔSST, ΔSIC et ΔCO₂.

- Le réchauffement de la surface reste très confiné en surface pour ΔSIC et ΔCO₂,
- la simulation ΔSIC, montre que le réchauffement, très fort localement, reste en surface de l'atmosphère entre 1000 et 800 hPa,
- la simulation ΔCO₂ montre un faible réchauffement, de l'ordre de 0.5K, dans l'hémisphère Nord, lié à la rétroaction de l'albédo des surfaces continentales.

De manière surprenante, on note dans ΔCO₂ un léger réchauffement de 0.5K au niveau de la tropopause dans les extratropiques, accompagné d'un refroidissement dans la stratosphère. Nous verrons dans la partie suivante que cela est lié à l'effet radiatif du CO₂.

Au niveau des tropiques les simulations ΔSIC et ΔCO₂ montrent peu de changement. On peut donc affirmer que les changements de SST représentaient le principal forçage de l'atmosphère pour une simulation forcée de changement climatique.

4.3.4 Changement des précipitations

La Fig. 4.17 illustre la moyenne zonale des précipitations et son changement en comparaison à la simulation de contrôle 1CO₂, pour les simulations 2CO₂, ΔSST, ΔSIC et ΔCO₂ (voir tableau 4.1).

- Le changement des précipitations de 2CO₂ est presque identique à celui de la simulation ΔSST qui prend en compte le changement des SSTs,
- Les changements de précipitation de la simulation ΔSIC sont très faibles, et peu significatifs, sauf éventuellement aux pôles, où les précipitations sont en moyennes un peu plus fortes,
- La simulation ΔCO₂ montre de manière assez systématique une faible baisse de précipitation, qui est marquée au niveau de l'ITCZ et des courses des tempêtes.

La faible diminution des précipitations dans ΔCO₂ est expliquée dans la *review* de Allen and Ingram (2002). Comme les changements de circulation générales sont très liés aux valeurs des SSTs, on peut considérer les changements de circulation générale de l'atmosphère nuls. Les chauffages diabatiques de l'atmosphère sont donc similaires entre la simulation de contrôle 1CO₂ et la simulation ΔCO₂.

On peut raisonnablement approximer la perturbation du bilan énergétique de l'atmosphère par l'égalité entre la variation du refroidissement radiatif ΔQ_R, et la variation du réchauffement convectif L_vΔP (chaleur latente de vaporisation multipliée par le taux de précipitation de l'atmosphère) :

$$\Delta Q_R = L_v \Delta P \quad (4.16)$$

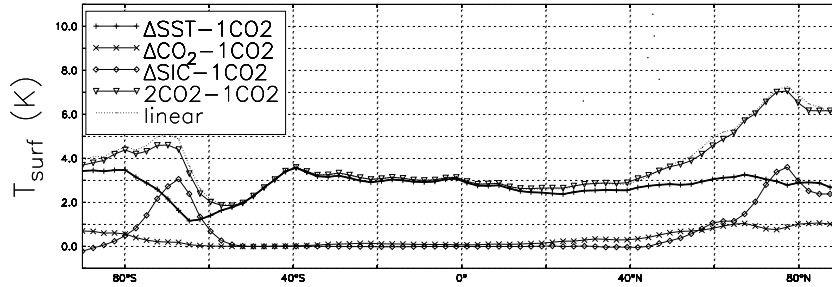


FIG. 4.15 – Température de surface des simulations 2CO₂, ΔSST, ΔSIC et ΔCO₂ en différence avec la simulation de contrôle 1CO₂, en moyenne annuelle, donnée en °K. La linéarité des changements est donnée par la somme $\Delta SST + \Delta CO_2 + \Delta SIC - 2 \times 1CO_2$.

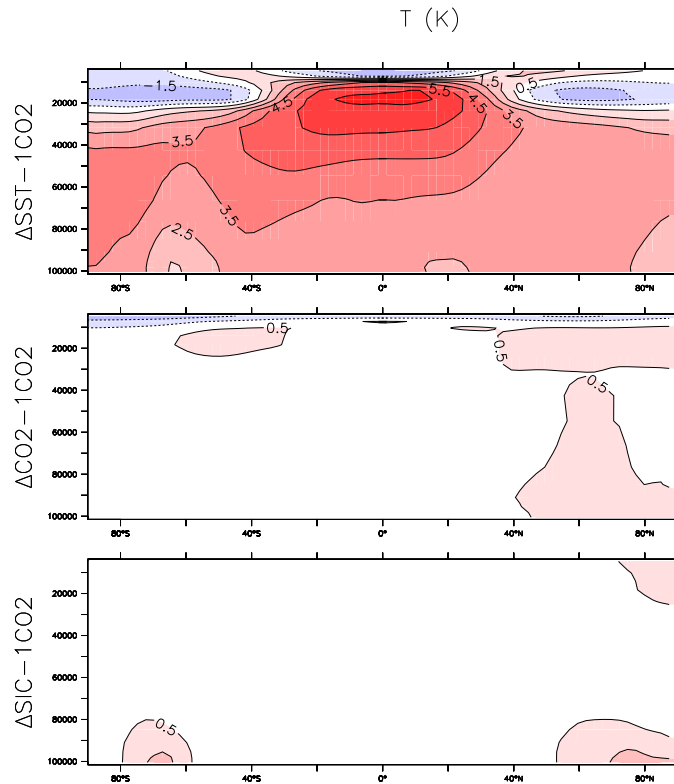


FIG. 4.16 – Température, en K, en moyenne zonale et annuelle, des simulations ΔSST, ΔSIC et ΔCO₂ en terme de différence avec la simulation de contrôle 1CO₂.

De plus, le refroidissement radiatif dépend de la température d'une part et du CO₂ d'autre part $\Delta Q_R \approx a\Delta T - b\Delta[CO_2]$. L'augmentation de la concentration atmosphérique en CO₂ est à l'origine d'une diminution du refroidissement radiatif dans la troposphère, car l'atmosphère devient moins transparente aux rayonnements.

Dans les basses couches de la troposphère et dans les tropiques, le refroidissement radiatif est en équilibre avec la libération de chaleur latente par la convection atmosphérique, qui à l'inverse chauffe l'atmosphère. Dans ces régions, le moins fort refroidissement radiatif diminue la libération de chaleur latente par l'atmosphère. En revanche, dans les hautes couches de l'atmosphère, au niveau des moyennes latitudes et des latitudes polaires, où la convection ne pénètre pas, l'atmosphère se réchauffe pour augmenter le refroidissement radiatif, et s'équilibrer ainsi avec la baisse de refroidissement radiatif impliqué par l'augmentation du CO₂. Par conséquent les températures augmentent dans ces régions (voir Fig. 4.16).

4.3.5 Discussion

Linéarité des forçages

Pour conclure, la linéarité des forçages de la SST, de la glace de mer et du CO₂ est étudiée. Pour une variable x , on peut définir la linéarité par Δx_{linear} , la somme des changements dus à l'effet individuel de la SST ($\Delta x_{\Delta SST}$), du CO₂ ($\Delta x_{\Delta CO_2}$) et de la SIC ($\Delta x_{\Delta SIC}$).

$$\Delta x_{linear} = \Delta x_{\Delta SST} + \Delta x_{\Delta SIC} + \Delta x_{\Delta CO_2} \tag{4.17}$$

Pour voir la linéarité de la réponse en terme de température de surface (ΔT_{linear}) et de précipitation (ΔP_{linear}), on a ajouté la linéarité par le terme *linear*, illustré en pointillé sur les Fig. 4.15 et 4.17.

La température de surface montre une réponse linéaire supérieure à la réponse de la simulation 2CO₂. La non linéarité entre SST, glace de mer et CO₂ amortit les effets de réchauffement dans les hautes latitudes. Cette non linéarité est due au changement des surfaces continentales. Les surfaces continentales sont affectées par la fonte de la neige et par un changement de végétation, responsable d'un changement d'albédo et de température de surface. Or, ce mécanisme est à l'action dans les trois simulations ΔSST , ΔSIC et ΔCO_2 . Les conséquences du changement climatique sur les mailles continentales ne sont donc pas linéaires. Pour avoir un changement strictement linéaire, il faudrait pouvoir forcer les répartitions géographiques des surfaces enneigées, et des propriétés de la végétation, pour étudier les contributions du changement des surfaces continentale.

Peu de non linéarités apparaissent dans les précipitations, car les changements de SST représentés par ΔSST sont principalement responsables du changement des précipitations, à cause des modifications de circulation atmosphérique.

Amplification polaire

Les raisons de l'amplification polaire sont maintenant étudiées avec les ensembles de simulation, 2CO₂, ΔSST , ΔSIC et ΔCO_2 .

	2CO ₂	ΔSST	ΔSIC	ΔCO_2
$\Delta T_{60S-60N}$	2.9	2.1	0.1	0.2
$\Delta T_{60N-90N}$	5.9	3.1	2.0	0.9
$\Delta T_{60S-90S}$	3.8	2.8	1.7	0.2

TAB. 4.4 – Amplification polaire des ensembles de simulations forcées avec différents forçages atmosphériques.

Le tableau 4.4 montre les réchauffements obtenus pour chaque simulation :

- entre 60 degrés sud et 60 degrés nord,
- entre 60 degrés et 90 degrés de l'hémisphère Nord et l'hémisphère Sud, pour les zones polaires.

L'amplification polaire totale du modèle couplé IPSL-CM4 est représentée par la simulation 2CO₂, qui montre que le changement climatique est 3K plus fort au pôle Nord et 0.9K plus fort au pôle Sud.

- Une grande partie de l'amplification polaire d'environ +2K est observée dans la simulation Δ SIC de changement de la glace de mer. Dans cette simulation, on diminue l'effet d'isolation et on réchauffe la surface au niveau de la glace de mer,
- Une autre partie plus faible (+0.7K dans l'hémisphère Nord) est attribuée aux changements de couverture neigeuse et de végétation au niveau des continents, dans la simulation Δ CO₂,
- Enfin, dans Δ SST, les changements de SST amplifient eux même le réchauffement aux pôles de +1K dans l'hémisphère Nord et de +0.7K dans l'hémisphère Sud.

Une partie de l'amplification polaire de Δ SST peut être attribuée aux changements continentaux d'albédo. En revanche, ce raisonnement ne tient pas dans l'hémisphère Sud où l'on trouve peu de surfaces continentales. De plus, la simulation Δ CO₂, qui donne une illustration de l'effet du changement des surfaces continentales seules, montre une amplification polaire plus petite que dans Δ SST. Par conséquent, on suggère que les changements tropicaux amplifient les flux de vapeur d'eau et de chaleur vers les pôles, et cela est responsable d'une partie non négligeable de l'amplification polaire dans Δ SST. Au total, un peu moins d'un tiers de l'amplification polaire est liée aux réchauffements tropicaux via les flux de chaleur et de vapeur d'eau, dans nos simulations.

4.3.6 Synthèse

Les simulations d'ensemble Δ SIC et Δ CO₂ soulignent tout d'abord le rôle primordial des forçages de SST dans les changements de circulation tropicale. Ainsi, aucun changement important de précipitation n'est trouvé dans ces simulations. On apporte donc plus de poids à l'étude des forçages idéalisés de SST, réalisée dans la première partie de ce chapitre (section 4.2.2 à 4.2.5).

De plus, bien que notre protocole expérimental donne des biais chauds importants dans les régions polaires, nos expériences donnent une quantification approximative de l'amplification polaire, qui est due :

- aux deux tiers à l'absence de l'effet d'isolation de la glace de mer, lorsque la banquise fond,
- à un tiers aux surfaces continentales et à l'amplification des transports de chaleur et de vapeur d'eau vers les pôles.

Enfin, l'étude du forçage du CO₂, sans modification des SSTs et de la glace de mer, permet de mettre en avant certaines caractéristiques de la réponse radiative directe du GCM. A ce titre, notre étude constitue un bon préliminaire aux simulations CFMIP (<http://cfmip.metoffice.com/EP.html>). Le projet CFMIP prévoit l'intercomparaison de simulations atmosphériques forcées par des SST proches de celles observées, mais avec une concentration double de CO₂, illustrant le forçage radiatif seul de CO₂, identique à notre simulation Δ CO₂.

4.4 La circulation générale de l'atmosphère dans un GCM aqua-planète

Après avoir étudié les différents forçages sur l'atmosphère expliquant le changement climatique. Nous proposons d'étudier ici un GCM dans une configuration **aqua-planète** c'est à dire sans continent.

4.4.1 Introduction

La circulation générale de l'atmosphère est, en première approximation, induite par les répartitions géographiques des chauffages diabatiques entre tropiques, moyennes latitudes et pôles. Ces

chauffages diabatiques sont déterminés par les couplages entre couche limite, convection, nuage et refroidissement radiatif (Betts and Ridgway, 1988). Ces différentes composantes sont paramétrées dans les GCMs. La circulation est ensuite déterminée par les lois de conservation de masse, de moment cinétique, d'humidité et d'énergie (Peixoto and Oort, 1982). Sur Terre, la répartition géographique des continents, des océans, des calottes glaciaires et de la topographie forment aussi des contraintes sur la circulation générale de l'atmosphère.

Ainsi des simulations idéalisées sur une planète identique à la Terre mais, sans continents, sans glace de mer, sans calottes glaciaires et sans topographies simplifient l'étude de la circulation générale de l'atmosphère. Les GCMs utilisés dans de telles configurations sont appelés GCMs aqua-planètes.

Des GCMs aqua-planètes ont été utilisés récemment pour l'étude des modes annulaires et de leurs origines (Watanabe, 2005), pour l'étude de l'ITCZ (Vidyunmala et al., 2007), ou pour l'utilisation de physiques paramétrées simplifiées (Privé and Plumb, 2007; Frierson and Held, 2006). Les configurations aqua-planètes des GCMs sont surtout utilisées pour tester les paramétrisations dans un cadre simplifié et idéalisé (Williamson and Olson, 2003; Grabowski and Moncrieff, 2004). A ce titre, le projet APE d'intercomparaison de GCMs aqua-planètes (<http://www-pcmdi.llnl.gov/projects/amip/ape/>), se base sur les propositions de Neale and Hoskins (2001a,b). L'utilisation de configurations aqua-planètes permet de s'affranchir des forçages des surfaces continentales et englacées, tout en gardant la physique paramétrée complexe d'un GCM. A ce titre, les GCMs aqua-planètes constituent de bons outils, de complexité intermédiaire, pour l'étude de la circulation grande échelle atmosphérique.

Les GCMs aqua-planètes sont donc particulièrement adaptés pour l'étude de la dynamique de la circulation atmosphérique. Par exemple, Numaguti (1995) a étudié les gradients méridiens de SST et a mis en avant le rôle de la ventilation de la couche limite sur la circulation de Hadley. Dans une autre étude, Frierson et al. (2007b) utilise différents profils de SST et pour interpréter l'extension de la circulation Hadley en changement climatique (Lu et al., 2007).

Quels sont les paramètres contrôlant l'intensité et l'extension de la circulation de Hadley dans les GCMs aqua-planètes ? Peut-on interpréter les changements de circulation de Hadley diagnostiqués lors d'un doublement du CO_2 atmosphérique ?

Les simulations type aqua-planète constituent tout d'abord un test de la physique paramétrée d'un GCM. Puis, les conséquences du changement climatique dans une telle configuration seront étudiées.

Commençons tout d'abord par présenter notre méthodologie.

4.4.2 Méthode

Le GCM LMDZ4 (Hourdin et al., 2006) a été utilisé dans la configuration suivante :

- les sous-maillages continentales, et glace de mer ont été supprimées,
- la paramétrisation sous-maille de l'orographie a été désactivée,
- les conditions d'insolation sont celles de l'équinoxe de printemps, simulé de manière perpétuelle.
- on a choisi de laisser le cycle diurne de la configuration standard du modèle LMDZ4

Le reste du modèle a été gardé dans sa configuration standard.

Le GCM a été utilisé avec une résolution moyenne de $3.75^\circ \times 2.5^\circ$, et 19 niveaux verticaux. Le modèle a été intégré sur plusieurs années à partir de conditions initiales aléatoires, afin d'obtenir un état initial à nos simulations.

On a suivi la valeur analytique des SSTs de 4 simulations symétriques par rapport à l'équateur, données dans le protocole d'intercomparaison de modèles aqua-planètes (Neale and Hoskins, 2001a). On donne dans le tableau 4.5 les valeurs analytiques des SSTs pour ces simulations. Les noms de ces simulations ont été gardés identiques à ceux donnés dans Neale and Hoskins (2001a),

pour permettre une comparaison avec d'autres résultats utilisant d'autres modèles avec des forçages identiques. Ces simulations sont PEAK, CONTROL, OBSERVED et FLAT.

En plus de ces simulations, nous avons réalisé deux simulations supplémentaires :

- La simulation VFLAT (Very Flat) a un profil de SST encore plus aplati au niveau des tropiques par rapport aux quatre autres simulations,
- La simulation OBSERVED+2K simule un réchauffement uniforme des SSTs de 2K.

Nom des simulation	SST (°C)	Nb de mois d'intégration
CONTROL	$27(1 - \sin^2(\frac{3\varphi}{2}))$, $-\pi/3 < \varphi < \pi/3$ 0, partout ailleurs	60
PEAK	$27(1 - \frac{3\varphi}{\pi})$, $-\pi/3 < \varphi < \pi/3$ 0, partout ailleurs	60
FLAT	$27(1 - \sin^4(\frac{3\varphi}{2}))$, $-\pi/3 < \varphi < \pi/3$ 0, partout ailleurs	60
OBSERVED	moyenne entre les simulations FLAT et CONTROL	60
VFLAT	$27(1 - \sin^6(\frac{3\varphi}{2}))$, $-\pi/3 < \varphi < \pi/3$ 0, partout ailleurs	60
OBSERVED+2K	SST de OBSERVED + 2K (uniforme)	60

TAB. 4.5 – Simulation aqua-planète de contrôle avec différents forçage de SST

Les profils de SST des simulations réalisées sont donnés sur la Fig. 4.18. Détaillons un peu chacun de ces profils :

- PEAK présente des gradients méridiens de température assez importants au voisinage de l'équateur mais faible au niveau des subtropiques, on s'attend donc à obtenir une circulation méridienne assez forte, accompagnée de fortes précipitations.
- CONTROL est une simulation servant de référence dans Projet d'Expériences Aqua-planètes (APE), elle simule des gradients assez forts de SST au niveau de l'équateur. Cette reste très éloignée de la réalité.
- OBSERVED illustre des SSTs se rapprochant de celles observées sur Terre, en moyenne zonale et annuelle.
- FLAT présente des faibles gradients de SST au niveau de l'équateur. En revanche, des forts gradients sont situés aux subtropiques. Comme les gradients méridiens de SST sont très faibles au niveau de l'équateur, on peut montrer qu'aucune circulation de Hadley n'est forcée selon la théorie de Held and Hou (1980). On s'attend donc à trouver de très faibles précipitations pour cette simulation.
- VFLAT présente un profil de SST encore plus plat que FLAT au voisinage de l'équateur. Cette simulation a été réalisée pour confirmer les résultats de la simulation FLAT, sur des gradients très aplatis de SST.
- OBSERVED+2 présente les SSTs de la simulation OBSERVED, mais avec une augmentation uniforme globale de SST de 2K, afin d'étudier les conséquences d'un changement climatique.

Notons, que les simulations PEAK, CONTROL, OBSERVED, FLAT et VFLAT forment une série de simulation, où l'on augmente les SSTs graduellement au niveau de l'équateur. Présentons maintenant les résultats de nos simulations.

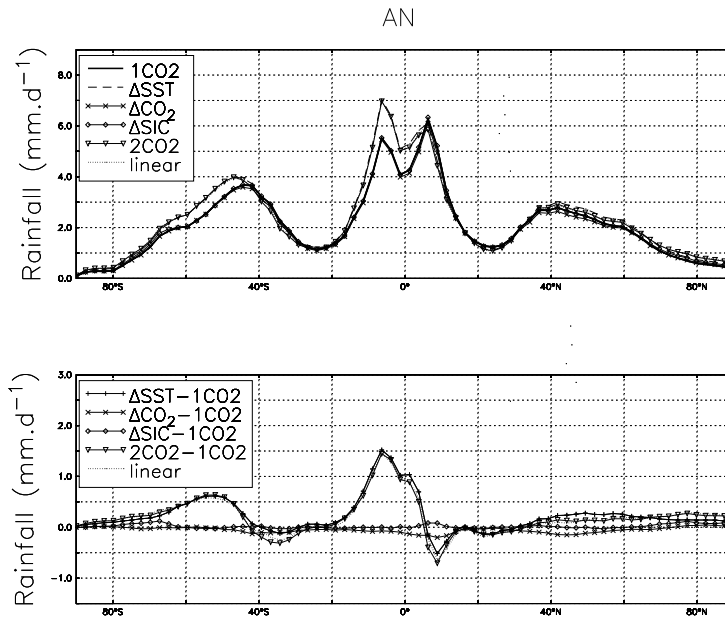


FIG. 4.17 – Précipitation, en mm.jr^{-1} , en moyenne zonale et annuelle, des simulations 2CO_2 , ΔSST , ΔSIC et ΔCO_2 (en haut) en différence avec la simulation de contrôle 1CO_2 (en bas). La linéarité (*linear*) est la somme $\Delta\text{SST} + \Delta\text{CO}_2 + \Delta\text{SIC} - 2 \times 1\text{CO}_2$.

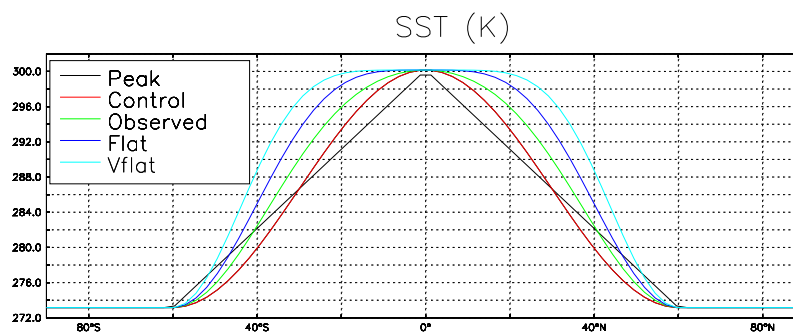


FIG. 4.18 – SST en K, en moyenne zonale, des simulations aqua-planètes.

4.4.3 Précipitations et circulation grande échelle

Précipitations

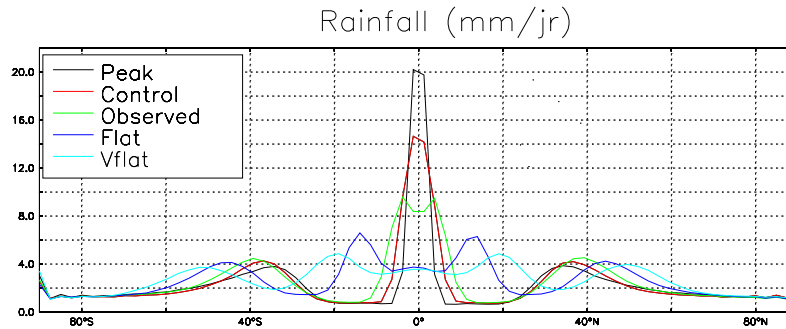


FIG. 4.19 – Précipitations en mm.jr^{-1} , en moyenne zonale, des simulations aqua-planètes.

La Fig. 4.19 donne les précipitations en moyenne zonale pour les différentes simulations aqua-planètes. On retrouve la forme générale classique des précipitations décrite par les précipitations GPCPs sur la Fig. 2.2 :

- un fort maximum au niveau des tropiques correspondant à l'ITCZ,
- aux moyennes latitudes, entre 30° et 50° , on observe des maxima secondaires correspondant aux pluies des perturbations marquées au niveau de la course des tempêtes.

Regardons la forme de l'ITCZ et son intensité dans nos simulations. Les simulations PEAK et CONTROL simulent une seule ITCZ, très piquée au niveau de l'équateur. Les valeurs des précipitations sont de 20 et 14 mm.jr^{-1} respectivement. Ces valeurs sont fortes par rapport aux valeurs observées sur Terre, rarement plus fortes que 10 mm.jr^{-1} , pour des moyennes annuelles (voir observations de précipitations sur la Fig. 2.2).

La simulation OBSERVED donne des valeurs assez réalistes pour l'intensité des précipitations dans l'ITCZ. Dans OBSERVED, l'ITCZ montre une double structure.

Nos résultats se comparent assez bien avec les résultats des auteurs précédents. Williamson and Olson (2003) ont montré l'importance de la valeur du pas de temps physique, et de la discrétisation dynamique pour la formation de l'ITCZ. Notre pas de temps physique étant assez long (30 minutes), Williamson and Olson (2003) ont montré que leur GCM commence aussi à former alors des doubles ITCZs avec de telles valeurs. Pourquoi se forment les doubles ITCZs ? Selon Williamson and Olson (2003), si le pas de temps est long, le GCM calcule une forte Energie potentielle convective disponible (CAPE). Comme le schéma de convection a une fermeture en CAPE, on forme alors des fortes précipitations qui épuisent le flux d'humidité en surface. Le flux d'humidité de surface ne parvient plus au niveau de l'équateur, où se formera alors moins de précipitations. Bien que la formation de doubles ITCZs est souvent regardée comme un défaut des GCMs. On peut noter que sur Terre, des ITCZs simples et doubles sont observées selon les saisons et selon les régions du globe (Fig. 2.2). La simulation d'une double ITCZ n'est donc pas moins conforme à la réalité qu'une simple ITCZ.

Enfin, les simulations FLAT et VFLAT montrent clairement des doubles ITCZs. La valeur maximum en moyenne zonale des précipitations est de 6 à 5 mm.jr^{-1} . Ces valeurs sont très faibles par rapport aux valeurs observées sur Terre dans l'ITCZ.

Regardons maintenant les précipitations données par nos simulations au niveau des moyennes latitudes. Les maxima de précipitations aux moyennes latitudes sont de 4 mm.jr^{-1} pour toutes les simulations, ce qui est conforme à la réalité. La position du maximum de précipitation est de plus en plus éloignée de l'équateur de la simulation PEAK à la simulation VFLAT, allant de 35° (PEAK)

à 50° (VFLAT). La position du maximum de précipitation sur Terre oscille entre 35° et 60° selon la saison, nos simulations aqua-planètes sont donc assez réalistes aux moyennes latitudes.

Donc, les précipitations des simulations CONTROL, PEAK, FLAT et OBSERVED sont comparables, au premier ordre, à celles trouvées avec d'autres GCMs aqua-planètes (Williamson and Olson, 2003; Neale and Hoskins, 2001b). Williamson and Olson (2003); Neale and Hoskins (2001b) trouvent, de même, que les simulations PEAK et CONTROL montrent des simples ITCZ trop intense par rapport à la Terre, alors que FLAT et VFLAT montrent des doubles ITCZs pas assez fortes en intensité. Notre protocole expérimental est donc validé au premier ordre.

Pour expliquer les précipitations, il faut étudier les circulations de grande échelle dans l'atmosphère. Une circulation de grande échelle intense et organisée a tendance à former de fortes précipitations. À l'inverse, de faibles précipitations indiquent peu d'organisation dans la circulation de grande échelle. Nous avons donc étudié la circulation de Hadley dans nos simulations.

Circulation de grande échelle

Nom	$max(\psi)$ ($kg.s^{-1}$)	$\varphi_{\psi=0}$ (°latitude)	$max(u)$ m.s $^{-1}$	$\varphi_{u=max(u)}$ (°latitude)
PEAK	21.5	23.1	66.6	25.3
CONTROL	19.9	23.9	68.3	27.9
OBSERVED	17.4	24.8	60.4	27.9
FLAT	11.1	30.7	47.1	49.4
VFLAT	7.3	35.3	41.8	53.2
OBSERVED+2K	16.8	25.5	62.0	30.4

TAB. 4.6 – Caractéristiques de la circulation de Hadley et du vent zonal pour les simulations aqua-planètes. $max(|\psi|)$ désigne le maximum d'intensité de la fonction de courant. $\varphi_{\psi=0}$ est la latitude où la fonction de courant s'annule à 500hPa. $max(u)$ est la valeur maximale du jet subtropical. $\varphi_{u=max(u)}$ est la latitude du jet subtropical.

La Fig. 4.20 donne la fonction de courant méridienne moyenne en contour noir, ainsi que le vent zonal moyen en couleur. En complément, les intensités et extensions de la circulation de Hadley sont données dans le tableau 4.6.

Les simulations PEAK et CONTROL montrent des circulations de Hadley fortes, de 21 et 20 $kg.s^{-1}$ respectivement. Par comparaison, les réanalyses ERA40 ou NCEP montrent, en moyenne annuelle, des valeurs moyennes de 10 à 8 $kg.s^{-1}$ (Waliser et al., 1999; Mitas and Clement, 2005). Dans ces deux simulations, la branche ascendante est très centrée sur l'équateur et la branche subsidente va jusqu'à environ 20 degrés dans les basses couches de l'atmosphère. Au niveau de la tropopause, la branche ascendante s'étend plus, allant jusqu'à 30 degrés.

La simulation OBSERVED montre une circulation de Hadley moins forte avec des maxima à 17 $kg.s^{-1}$. La circulation de Hadley de OBSERVED est, comme pour PEAK et CONTROL, beaucoup plus forte que celle des réanalyses ERA40. Dans OBSERVED, la branche ascendante de la circulation de Hadley est moins centrée au niveau de l'équateur. La branche subsidente s'étend jusqu'à 25° en latitude, en surface comme en altitude.

Enfin, les simulations FLAT et VFLAT montrent des circulations de Hadley plus faibles. Les maxima de la fonction de courant sont de 11 $kg.s^{-1}$ et de 7 $kg.s^{-1}$ pour FLAT et VFLAT respectivement. L'intensité de la fonction de courant se rapproche de celle des réanalyses.

De manière surprenante, dans FLAT et VFLAT, on observe une circulation quasiment nulle entre 10 degrés nord et 10 degrés sud, correspondant au centre des doubles ITCZs. Les simulations FLAT et VFLAT n'ont presque plus de gradient de SST au niveau de l'équateur. On pense donc que l'absence de gradient de SST supprime la circulation de Hadley au niveau de l'équateur dans

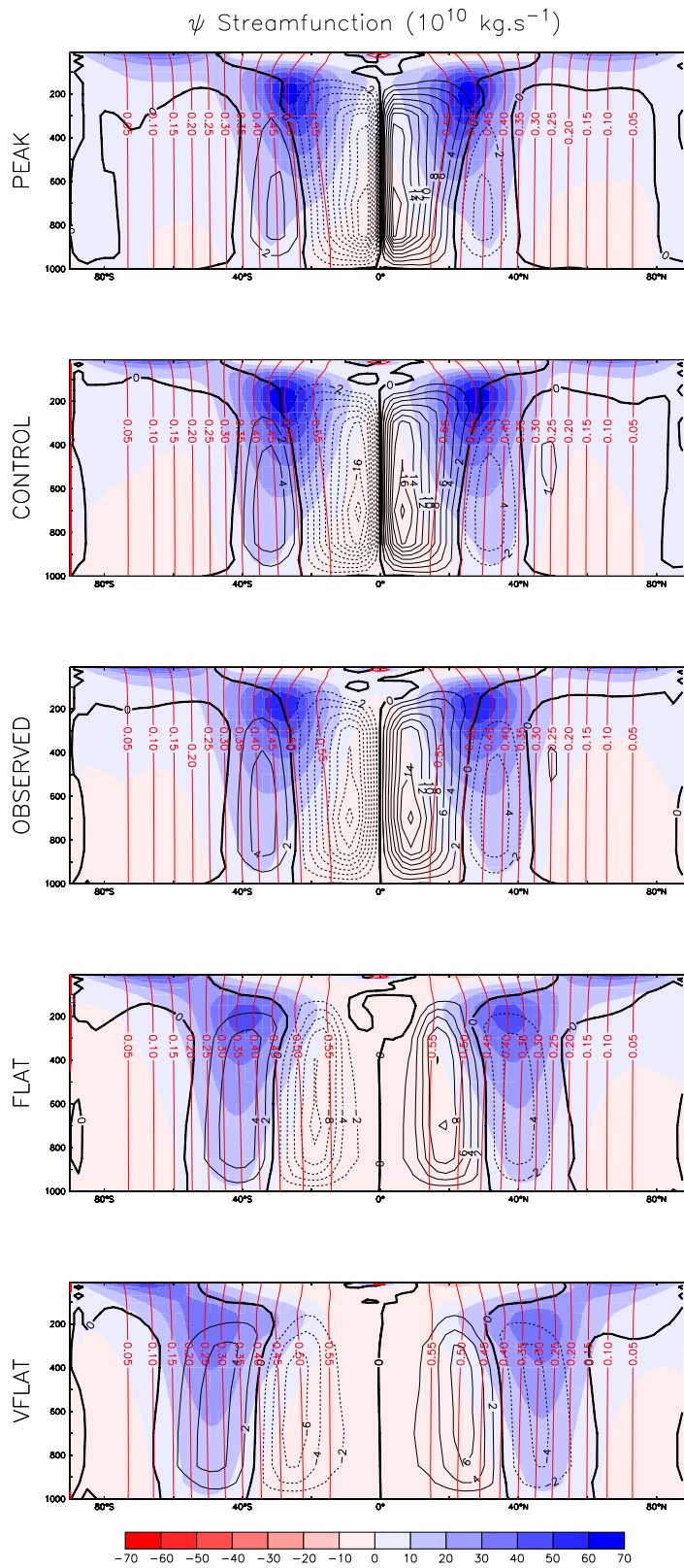


FIG. 4.20 – Fonction de courant méridienne ψ en $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$, pour les simulations aqua-planètes en contour noir. Les couleurs indiquent le vent zonal u en m.s^{-1} . Les contours rouges donnent le moment cinétique M en $10^{10} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$.

ces simulations. Au centre de l'ITCZ de ces simulations, on semble obtenir un équilibre **radiatif convectif** sans organisation grande échelle.

De plus, pour FLAT et VFLAT, les cellules s'étendent de manière significative vers le nord, avec une extension de 31 et 35 degrés respectivement. Si on compare à la Terre, où des valeurs de 30° sont obtenues pour la limite de la circulation de Hadley, FLAT simule relativement bien l'extension de la circulation de Hadley, alors que VFLAT simule des cellules trop étendues.

Observons maintenant le jet subtropical, qui est une structure synoptique importante pour le climat tropical. Le jet subtropical est donné en couleurs sur la Fig. 4.20. En complément, l'intensité et la latitude du jet subtropical sont données dans le tableau 4.6.

On rappelle que dans les réanalyses ERA40, qui sont, à priori, une bonne estimation de la réalité, le jet subtropical est situé aux limites de la circulation de Hadley, au niveau de la tropopause (voir Fig.2.7). On observe alors un vent zonal de l'ordre de 40 m.s⁻¹, en moyenne zonale, au centre du jet.

Il apparaît que le jet subtropical des simulations PEAK, CONTROL et OBSERVED est très fort en intensité, avec des maxima de 67, 68 et 60 m.s⁻¹. De plus, le jet est localisé au bord des cellules de Hadley, les jets sont donc assez rapprochés de l'équateur dans ces simulations. Dans les simulations aqua-planètes, on s'attend à ce que l'absence de montagne et de continent diminue la friction exercée par la surface de la Terre. Il semble donc, à priori, peu surprenant d'obtenir un jet plus fort.

A l'inverse, les jets subtropicaux des simulations FLAT et VFLAT sont plus réalistes en terme d'intensité, avec des maxima de 47 à 41 m.s⁻¹. Les jets subtropicaux sont alors très éloignés de l'équateur, avec une latitude moyenne de 49 et 53 degrés. De manière surprenante, les jets subtropicaux ne se situent plus au bord des cellules de Hadley, et se placent plus profondément dans les moyennes latitudes.

Pour résumer, la circulation grande échelle de la simulation PEAK à la simulation VFLAT, est :

- de moins en moins intense,
- les structures grande échelle comme le jet subtropical et les cellules de Hadley se déplacent vers les pôles en suivant le déplacement des zones de forts gradients de SST,
- Dans les simulations où le gradient des SSTs est très faible au niveau de l'équateur, des doubles ITCZ se forment avec, au centre de l'ITCZ, une zone sans circulation, en équilibre radiatif convectif.

Vues alternatives de la circulation de grande échelle

Les flux Eliassen-Palm ont été introduits à la section 3.9.2. On rappelle que la forme générale du flux Eliassen-Palm \vec{F} est donnée par Peixoto and Oort (1982) :

$$\vec{F} = (0, -a\rho_0 \cos \varphi [v^* u^*], -f \frac{a}{g} \cos \varphi \frac{[v^* T^*]}{\partial T / \partial p}) \quad (4.18)$$

Ce flux EP, est essentiellement le même que celui utilisé à la section 3.9.2. On peut montrer que la divergence du flux EP donne le forçage des circulations transitoires et stationnaires sur le vent zonal.

La Fig. 4.21 donne la divergence des flux EP pour nos simulations. On observe la forme classique de la divergence des flux EP :

- Une zone où les perturbations accélèrent la moyenne zonale du vent zonal, localisé près de la surface entre 40 et 80 °. L'accélération du vent est exercée par les échanges turbulents avec la surface,
- Une zone où le vent zonal s'affaiblit, localisée entre 500hPa et 200hPa, et entre 40 et 80 °, à cause de la friction des ondes planétaires et des tourbillons transitoires.

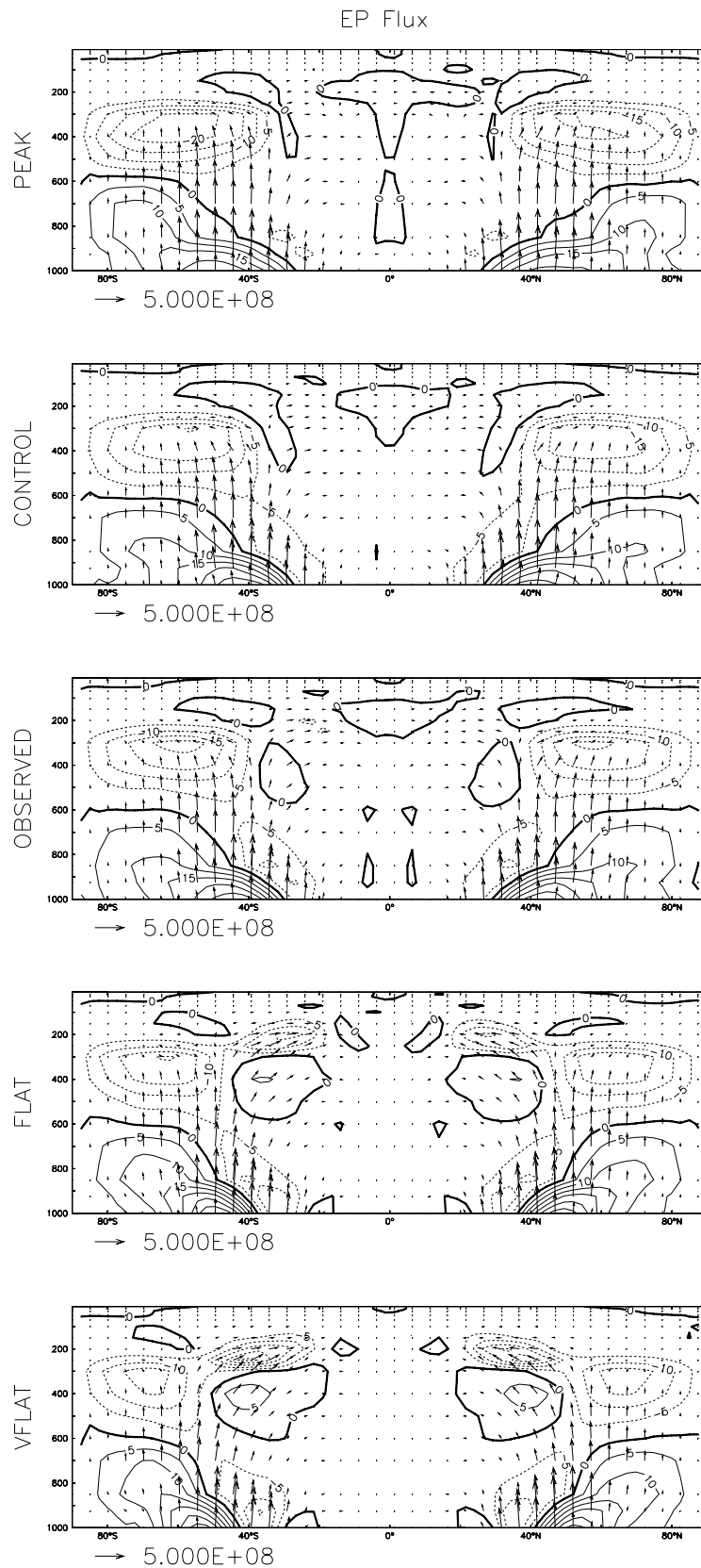


FIG. 4.21 – Divergence des flux Eliassen-Palm en $\text{m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$, en contour, accompagnée des vecteurs du flux Eliassen-Palm en kg.s^{-2} .

De plus, la propagation des ondes peut être diagnostiquée par le vecteur \vec{F} des flux Eliassen-Palm. On a donc superposé, sur la Fig. 4.21, les flux EP en vecteur. On rappelle que :

- la composante verticale des flux EP donne la propagation des ondes baroclines qui transportent de la chaleur,
- la composante horizontale donne les propagations d'ondes planétaires qui transportent de la quantité de mouvement,

Le transport de quantité de mouvement par les ondes baroclines sur Terre se fait :

- vers l'équateur, dans une zone située entre l'équateur et 50 degrés,
- vers les pôles, dans une zone située entre 50 degrés et les pôles.

Les simulations PEAK, CONTROL et OBSERVED montrent des valeurs plutôt fortes pour les flux EP. Il a été montré que le jet subtropical est fort dans ces simulations. La divergence négative des flux EP diagnostique donc une friction plutôt forte dans les moyennes latitudes. La propagation des ondes donnée par les vecteurs du flux EP montrent une propagation des ondes vers les pôles entre 40° et les pôles.

Les simulations FLAT et VFLAT montrent un déplacement vers les hautes latitudes des zones de convergence et de divergence des flux EP, car le jet subtropical et les cellules de Hadley sont déplacés vers les pôles. De plus, dans les simulations FLAT et VFLAT, les divergences et convergences des flux EP montrent une structure particulière entre 20° et 50° de latitude. Entre 300 et 600 hPa, les flux EP montrent une divergence, ce qui accélère le vent zonal. A l'inverse entre 1000 et 600 hPa, ainsi qu'entre 300 et 150 hPa, les flux EP convergent et le vent zonal est ralenti. Pour FLAT et VFLAT, de fortes propagations d'onde se font vers les pôles entre 20° et 50° de latitude. Ces ondes existent dans la réalité mais elles sont particulièrement amplifiées dans FLAT et VFLAT.

Pour résumer, les diagnostics de EP-flux montrent des propagations d'ondes vers les pôles entre 30° et 60° qui sont de plus en plus fortes en altitude de la simulation PEAK à la simulation VFLAT. Cela reflète de forts transports de quantité de mouvement dans la haute troposphère dans FLAT et VFLAT. Ces transports de quantité de mouvement déplacent le jet, par rapport aux cellules de Hadley.

Après avoir étudié en détails la circulation générale de l'atmosphère, on a essayé de comprendre son équilibre par l'étude des lois de conservation de l'atmosphère.

4.4.4 Études des lois de conservation de l'atmosphère

La circulation générale de l'atmosphère est gouvernée par les lois de conservation du moment cinétique, de vapeur d'eau et de l'énergie. Nous allons étudier, succinctement, ces lois de conservation dans nos simulations.

Conservation du moment cinétique

Le moment cinétique de l'atmosphère est donné par $M = \Omega a^2 \cos^2 \varphi + ua \cos \varphi$. L'équation de conservation a été donnée par Peixoto and Oort (1982) :

$$\frac{\partial[M]}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (J_\varphi \cos \varphi) - a \cos \varphi g \frac{\partial[X]}{\partial p} \quad (4.19)$$

Avec, $[X]$ la friction exercée par la surface en moyenne, J_φ le transport méridien de moment cinétique.

L'Éq. 4.23 montre que, en régime stationnaire, la divergence du transport méridien de moment cinétique (premier terme à droite de l'Éq. 4.23) est égal au couple des forces de friction ou *friction torque* (deuxième terme à droite de l'Éq. 4.23). On note que sur la Terre, il faudrait ajouter à l'Éq. 4.23 le couple des montagnes ou *mountain torque*, or sur nos simulations ce terme est nul par définition, car il n'y a aucun relief.

J_φ le transport de moment cinétique est défini par :

$$J_\varphi = \Omega a^2 \cos^2 \varphi [v] + a \cos \varphi ([u][v] + [u'v'] + [u^*v^*]) \quad (4.20)$$

Où les transports de quantité de mouvement moyens, transitoires et stationnaires sont donnés par $[u][v]$, $[u'v']$ et $[u^*v^*]$ (voir section 2.3.3).

Le transport J_φ de moment cinétique des simulations aqua-planètes est donné sur la Fig. 4.22. Le transport de moment cinétique est décomposé selon l'Éq. 4.20 en :

- transport de moment- Ω (premier terme à droite de l'Éq. 4.20)
- transport de moment relatif moyen (deuxième terme à droite de l'Éq. 4.20)
- transport de moment relatif tourbillonnaire (somme des troisième et quatrième termes à droite de l'Éq. 4.20).

On note que, dans nos simulations aqua-planètes, les termes de transports stationnaires sont petits devant les termes de transports transitoires. Cependant, nous avons sommé transport transitoire et stationnaire pour l'étude des perturbations.

Sur la Fig. 4.22, on voit tout d'abord, que le terme de transport de moment- Ω est négligeable, ce qui est aussi vrai pour la Terre. Et seuls les transports de moment relatif, réalisés par les circulation moyenne et transitoires sont importants.

Sur Terre, le moment cinétique est surtout transporté par les termes stationnaires et transitoires. Regardons maintenant nos simulations.

- Les simulations PEAK et CONTROL réalisent leurs transports de moment cinétique pour moitié grâce à la circulation moyenne, et pour moitié grâce aux régimes transitoires. Dans ces simulations, la forte circulation de Hadley aux tropiques crée une forte circulation moyenne, qui transporte une large part du moment cinétique,
- A l'inverse, les simulations FLAT et VFLAT transportent leurs moments cinétiques surtout grâce aux régimes transitoires. Le fort transport de moment cinétique est à relier aux ondes mises en évidence par les flux EP.

Regardons maintenant les puits et les sources de moment cinétique dans nos simulations. Les puits et sources de moment cinétique sont donnés par le couple des forces de friction. La Fig. 4.23 donne le moment des forces de friction de nos simulations.

La forme classique du couple des forces de friction est donnée dans Peixoto and Oort (1982). Au niveau de l'équateur, les alizés sont ralentis par la surface, les forces de frictions donnent donc du moment cinétique à l'atmosphère et la surface se comporte comme une source de moment cinétique. A l'inverse, au niveau des moyennes latitudes, les vents sont d'ouest, les vents accélèrent la rotation de la Terre. La surface est donc un puit de moment cinétique. Au niveau des pôles, la surface se comporte sur terre comme une source de moment cinétique.

Ainsi, comme la circulation de Hadley devient plus étendue entre les simulations PEAK et VFLAT, les zones de vent d'est deviennent de même plus étendues aux tropiques (voir Fig. 4.20). En conséquence la source de moment cinétique au niveau de l'équateur augmente entre les simulations PEAK et VFLAT. Pour équilibrer la forte de source de moment cinétique, les puits augmentent aussi et se déplacent vers les hautes latitudes, au dépend de la région source de moment cinétique des latitudes polaires. En effet, les pôles constituent une source de moment cinétique secondaire dans les simulation PEAK, CONTROL et OBSERVED. En revanche, les pôles forment une source plus faible de moment cinétique dans les simulations FLAT et VFLAT.

Ainsi, le transport de moment cinétique est de plus en plus marqué par les perturbations transitoires des simulations PEAK à VFLAT. On comprend alors les propagations d'ondes fortes vers l'équateur en altitude dans les simulation FLAT et VFLAT. En effet, comme la circulation de Hadley est faible dans ces simulations, les ondes effectuent la plus grande partie du transport du moment cinétique.

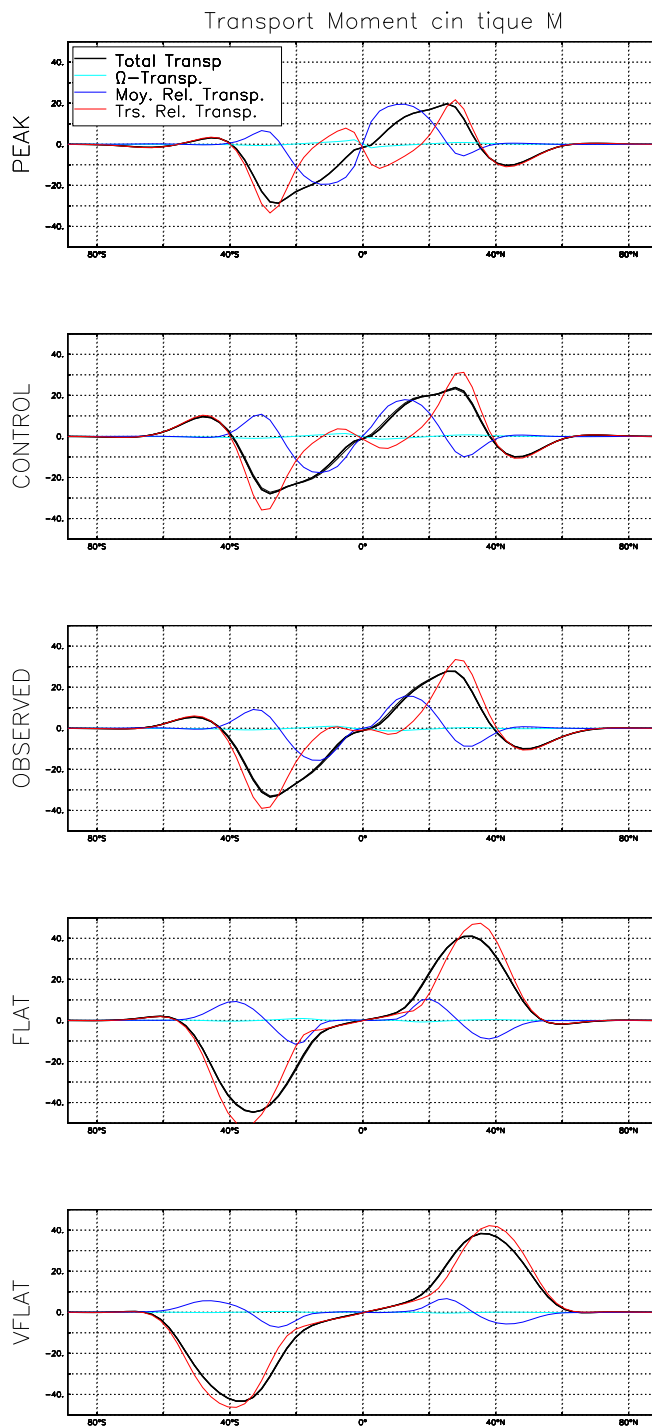


FIG. 4.22 – Transport de moment cinétique J_φ , donné en $10^{18} \text{ kg.s}^2.\text{s}^{-2}$, pour les simulations aqua-planètes. Le transport total J_φ est décomposé en transport de moment- Ω (noté Ω -transp.), transport de moment relatif moyen (noté Moy. Rel. Transp.) et tourbillonnaire (noté Trs. Rel. Transp.).

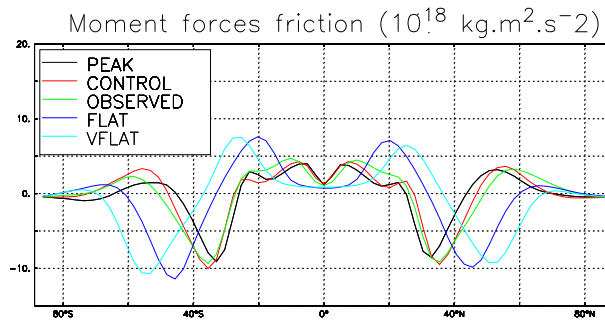


FIG. 4.23 – Couple des forces de friction, donné en $10^{18} \text{ kg.s}^2.\text{s}^{-2}$, pour les simulations aquaplanètes.

Conservation de la vapeur d'eau

Le bilan en eau détermine aussi la circulation grande échelle. L'eau est transportée dans l'atmosphère par la circulation de grande échelle. Si on appelle Q_φ le transport méridien de vapeur d'eau total, on peut écrire la loi de conservation suivante :

$$\frac{\partial[W]}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (Q_\varphi \cos \varphi) + P - E \quad (4.21)$$

Avec W le contenu en eau de l'atmosphère, P le taux de précipitation et E le taux d'évaporation.

L'Éq. 4.23 montre que, en régime stationnaire, la divergence du transport d'eau est compensée par l'eau apportée par l'évaporation (source d'eau) et l'eau enlevée par les précipitations (puits d'eau).

Regardons tout d'abord les taux d'évaporation de nos simulations dans la Fig. 4.25. L'évaporation est forte au niveau des zones de forte SST, et de forts vents de surface, comme au niveau des branches descendantes des cellules de Hadley. Au centre de l'ITCZ, le vent de surface est faible, impliquant un minimum local d'évaporation. Dans nos simulations, l'évaporation, qui constitue la source de vapeur d'eau dans l'atmosphère, change relativement peu par rapport aux précipitations (voir Fig. 4.19). Le maximum d'évaporation localisé sur les zones subtropicales se déplace vers les pôles de la simulation PEAK, à la simulation VFLAT, ce qui est cohérent avec les déplacements des cellules de Hadley.

La Fig. 4.25 donne $P - E$ la différence des taux de précipitation et d'évaporation, en bas. Cette différence donne les sources et les puits d'eau pour l'atmosphère :

- l'ITCZ constitue un fort puits d'eau,
- les zones de haute pression subtropicales sont plutôt une source d'eau,
- les perturbations de moyennes latitudes, les courses des tempêtes sont un faible puits d'eau.

Pour PEAK, CONTROL et OBSERVED, la forte circulation tropicale apporte de la vapeur d'eau dans les basses couches de l'atmosphère, au niveau de l'ITCZ. Dans les simulations FLAT et VFLAT, l'atmosphère transporte moins d'eau, et donc les précipitations sont moins fortes.

De plus, les simulations FLAT et VFLAT ne transportent pas d'eau au centre des doubles ITCZ, c'est à dire entre 10° et l'équateur. A ces latitudes, toute l'eau évaporée en surface précipite, sans organisation de circulation grande échelle.

Conservation de l'énergie

Enfin, le bilan énergétique est peut être la plus forte des contraintes sur la circulation grande échelle. On rappelle que le transport méridien d'énergie total $[\overline{vE}]$ s'écrit (voir section 2.3.3) :

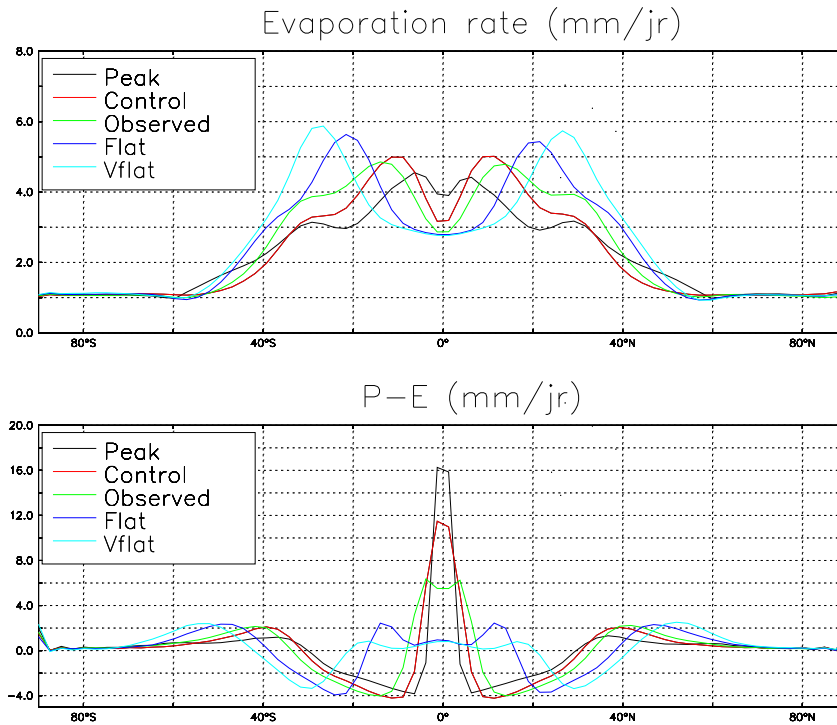


FIG. 4.24 – Évaporation E en mm.jr^{-1} , et divergence des flux d'humidité donnée par la différence des précipitations et de l'évaporation $P - E$, en mm.jr^{-1} , pour les simulations aqua-planètes.

$$[\overline{vE}] = g[\overline{vz}] + C_p[\overline{vT}] + L_v[\overline{vq}] \quad (4.22)$$

C'est à dire que le transport d'énergie $[\overline{vE}]$ se fait :

- sous forme de géopotentiel $g[\overline{vz}]$,
- sous forme de chaleur $C_p[\overline{vT}]$,
- sous forme de vapeur d'eau $L_v[\overline{vq}]$ (voir section 2.3.3).

La Fig. 4.25 donne le transport d'énergie pour nos simulations. De manière générale, les transports d'énergie sont proches de ceux trouvés sur les réanalyses NCEP (voir Fig. 2.9) :

Dans les tropiques : les transports d'énergies sont marqués par la circulation de Hadley qui transporte chaleur et vapeur d'eau vers l'équateur, tandis que le géopotentiel est transporté vers les pôles. Cependant, comme le transport de géopotentiel est plus fort que les transports de chaleur et de vapeur d'eau, le transport net d'énergie se fait vers les pôles.

Dans les moyennes latitudes : les tourbillons transitoires transportent plus de chaleur et de vapeur d'eau vers les pôles que de géopotentiel vers l'équateur. Par conséquent, le transport net d'énergie se fait vers les pôles.

Regardons maintenant plus précisément nos simulations. Tout d'abord, on remarque que les transports net d'énergie vers les pôles sont sensiblement les mêmes dans nos simulations. Ensuite, les transports d'énergie sont très semblables en terme d'intensité aux transports d'énergie des réanalyses NCEP (voir Fig. 2.9).

Dans les simulations FLAT et VFLAT, on remarque cependant une différence notable : il se forme une zone entre l'équateur et 10° , sans transport d'énergie vers les pôles. Cette zone correspond au centre des doubles ITCZs, en équilibre radiatif convectif.

Le bilan énergétique de l'atmosphère s'écrit Peixoto and Oort (1982) :

$$\frac{\partial[E_a]}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi}([\overline{vh}] \cos \varphi) + \overline{Q_R} + L_v E + H \quad (4.23)$$

Où E_a est l'énergie des parcelles d'air dans l'atmosphère ($E_a = C_v T + gz + Lq$), et h est l'énergie transportée par l'atmosphère, plus communément appelée énergie statique humide ($h = C_p T + gz + Lq$).

L'Éq. 4.23 explique que, en régime stationnaire, la divergence des transports d'énergie (premier terme à droite de l'Éq. 4.23) est égale à l'énergie apportée sous forme radiative à l'atmosphère (deuxième terme à droite de l'Éq. 4.23), et à celle apportée sous forme de flux turbulents qui quantifient les échanges avec la surface terrestre (troisième et quatrième terme à droite de l'Éq. 4.23).

Les échanges radiatifs de l'atmosphère sont quantifiés par $\overline{Q_R}$, qui correspond au bilan radiatif du sommet de l'atmosphère auquel on soustrait le bilan radiatif au sol. $\overline{Q_R}$ quantifie le refroidissement radiatif total de l'atmosphère. Les échanges radiatifs constituent un puits d'énergie sur tout le globe.

L'énergie donnée par les flux turbulents est calculée par l'addition du flux de chaleur sensible H et du flux de chaleur latente $L_v E$. Les flux turbulents constituent une source d'énergie pour l'atmosphère.

La Fig. 4.25 donne une quantification des puits et sources d'énergie de l'atmosphère. Le puit d'énergie radiative et la source d'énergie de la surface ne changent que assez peu dans nos simulations :

- L'énergie donnée par les flux turbulents $LE + H$ est forte au niveau des zones de forte SST et de fort vent de surface, et ne change que relativement peu dans nos simulations. Au niveau des tropiques, on a une forte source d'énergie, aux hautes latitudes, les flux turbulents sont plus faibles et forment une source plus petite d'énergie.
- Le refroidissement radiatif de l'atmosphère est sensiblement le même sur tout le globe, sauf aux pôles. Le refroidissement radiatif est constant pour un point donné, mais en valeur intégrée sur un petit cercle de latitude, le refroidissement radiatif total est proportionnel à l'aire de la région. L'aire représentée par les pôles étant plus petite que l'aire des zones tropicales, le refroidissement radiatif total pour une latitude donnée est donc plus petit vers les pôles.

L'énergie est transportée par l'atmosphère de l'équateur, vers les zones polaires où le refroidissement radiatif de l'atmosphère reste fort mais où les flux turbulents ne sont plus une source d'énergie. On remarque que l'énergie transportée par l'atmosphère est sensiblement la même dans toutes les simulations, car le refroidissement radiatif et les flux turbulents ne changent que relativement peu.

Les transports d'énergie sont donc fixés dans nos simulations et déterminent l'intensité des circulations grande échelle.

- Les zones de fort gradient méridien de SST sont en général plus **efficaces** pour transporter leur énergie, c'est à dire qu'une faible valeur de la circulation réalise le transport d'énergie nécessaire à la stabilisation du climat.
- Les zones de faible gradient méridien de SST, la circulation de Hadley a besoin d'une forte intensité pour transporter l'énergie nécessaire. A l'inverse, sur les zones de fort gradient de SST, les transports d'énergie sont très efficaces, et une faible circulation de Hadley transporte assez d'énergie pour stabiliser le climat.

On note que pour les simulations FLAT et VFLAT, entre l'équateur et 10° , l'énergie apportée par les flux turbulents de surface est entièrement évacuée par le refroidissement radiatif de l'atmosphère, on est alors en équilibre radiatif convectif.

Discussion

Les sources et les puits de moment cinétique varient peu dans nos simulations. En conséquence, les lois de conservation tendent à imposer un même transport d'énergie et de moment

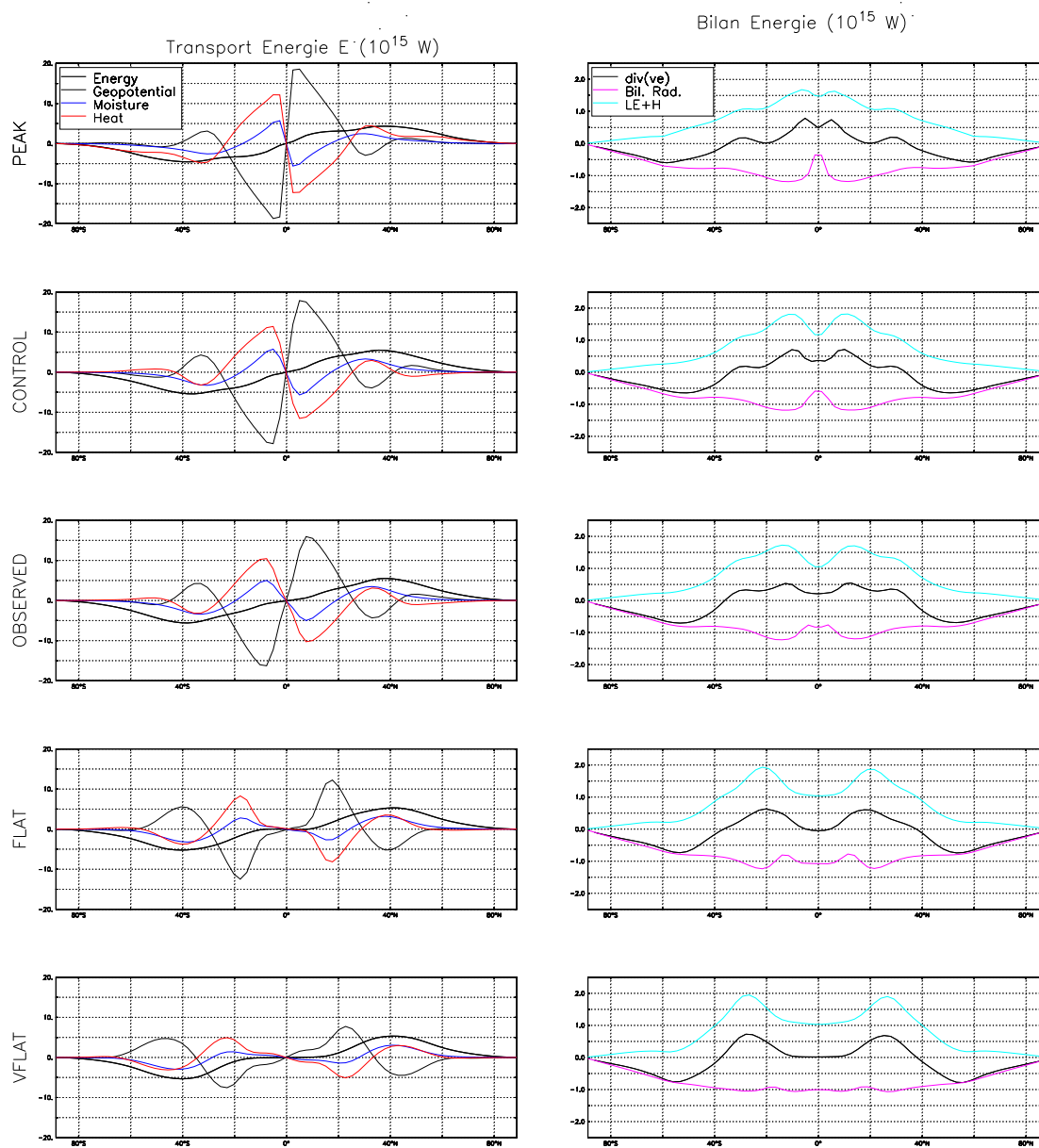


FIG. 4.25 – Transport d'énergie (à gauche) en 10^{15} W et bilan énergétique (à droite), en 10^{15} W. Les transports d'énergie sont décomposés en transport de géopotential, de vapeur d'eau et de chaleur. Le bilan énergétique donne les divergences des transports (noté $div(ve)$), le puit d'énergie radiative apportée au sol et au sommet de l'atmosphère (noté Qr) et la source d'énergie apportée par les flux turbulents (noté $LE + H$).

cinétique dans nos simulations. Ce transport d'énergie est alors réalisé par la circulation de Hadley au niveau des tropiques et par les tourbillons transitoires au niveau des moyennes latitudes. La valeur du transport d'énergie est, pour simplifier, donnée par Held (2000) :

$$\overline{vh} \approx \frac{1}{a} \frac{\partial(v\Delta h)}{\partial\varphi} \quad (4.24)$$

Avec, Δh la différence entre l'énergie statique humide ($h = C_p T + L_v q + gz$) au sol et au sommet de l'atmosphère.

Dans nos simulations, les gradients verticaux d'énergie statique humide sont proches. La tropopause se trouve à la même hauteur, et les valeurs du gradient vertical de température sont proches, pour les simulations PEAK, CONTROL, OBSERVED, FLAT et VFLAT.

Or, le transport d'énergie peut s'écrire :

$$\overline{vh} \approx \frac{v}{a} \frac{\partial\Delta h}{\partial\varphi} + \frac{\Delta h}{a} \frac{\partial v}{\partial\varphi} \quad (4.25)$$

En conséquence, si les gradients méridiens de SST sont forts, la divergence ($\frac{\partial\Delta h}{\partial\varphi}$) de l'énergie statique humide est forte, et la circulation doit diminuer. A l'inverse, si les gradients de SST sont faibles, v , c'est à dire la circulation méridienne, augmente pour réaliser le transport d'énergie.

Donc de la simulation PEAK à la simulation VFLAT, où les gradients de SST sur la zone recouverte par la circulation de Hadley sont de plus en plus forts, la circulation de Hadley doit s'affaiblir pour transporter la même quantité d'énergie.

La Fig. 4.26 représente les transports énergétiques, dans les simulations aqua-planètes. Pour une même intensité de la circulation de Hadley, les transports d'énergie sont donnés en haut de la Fig. 4.26. Les transports de température et d'humidité se font vers l'équateur au niveau de la circulation de Hadley, alors que le géopotentiel est transporté vers les pôles. Quand les gradients méridiens de SST sont forts aux tropiques, les transports de chaleur et d'humidité sont amplifiés. En revanche, le transport de géopotentiel change peu, car celui-ci dépend de la hauteur de la tropopause, qui est proche entre les simulations PEAK et FLAT. En conséquence, pour une même valeur de la circulation méridienne, PEAK transporte moins d'énergie vers les pôles que FLAT. L'intensité de la circulation de Hadley change donc pour que, à l'équilibre, le transport d'énergie vers les pôles soit réalisé. Les termes sources et puits d'énergie variant peu, l'intensité de la circulation de Hadley doit diminuer lorsque les transports d'énergie sont efficaces. Les valeurs de l'intensité de la circulation de Hadley, et des transports d'énergie sont alors données en bas de la Fig. 4.26.

Nous suggérons donc que l'intensité de la circulation de Hadley est déterminée par l'énergie massique efficace ESE (*Efficient Specific Energy*), donnant l'efficacité du transport énergétique de la circulation de Hadley.

$$ESE = \frac{[\overline{vh}]}{\max\psi} \quad (4.26)$$

Ici, ESE est en J.kg^{-1} , et donne l'énergie totale transportée pour une circulation méridienne donnée. $[\overline{vh}]$ est le transport d'énergie statique humide. $\max\psi$ est l'intensité de la circulation de Hadley.

Les doubles ITCZ se forment dans FLAT et VFLAT lorsque les circulations de grande échelle déterminées en premier lieu par les transports d'énergie ne transportent pas assez d'eau en surface pour alimenter l'ITCZ. Au centre des doubles ITCZs se forme alors des zones sans circulation grande échelle, en équilibre radiatif convectif avec l'environnement.

En second lieu, les lois de conservations de moment cinétique, imposent que les régimes transitoires transportent le moment cinétique pour compenser le manque lié à la circulation moyenne. Dans le cas de faible circulation de Hadley, on a alors de fortes ondes qui se forment en altitude pour transporter le moment cinétique de l'équateur vers les pôles. Le jet est alors déplacé par rapport à la cellule de Hadley, et se retrouve plus vers les hautes latitudes.

4.4.5 Simulation d'une augmentation uniforme de SST

En complément des simulations PEAK, CONTROL, OBSERVED, FLAT et VFLAT, nous avons réalisé la simulation OBSERVED+2K, simulant une augmentation uniforme de température de 2K, par rapport aux SSTs de la simulation OBSERVED. Cette simulation a été réalisée pour simuler le changement climatique et les changements de circulations grande échelle trouvés aux chapitres précédents.

La Fig. 4.27 donne les précipitations pour OBSERVED et OBSERVED+2K. On voit une intensification des précipitations pour OBSERVED+2K. En effet, selon l'équation de Clausius Clapeyron, l'humidité saturante de l'eau augmente, et si on considère que l'humidité relative reste constante, cela implique que l'humidité dans l'atmosphère augmente. Sur les AOGCMs, la circulation générale de l'atmosphère diminue moins que l'humidité augmente, en conséquence le cycle hydrologique est amplifié (Held and Soden, 2006).

La circulation de Hadley et son changement sont illustrés sur la Fig. 4.28. En complément, les caractéristiques de OBSERVED+2K sont illustrées au tableau 4.6.

Pour une augmentation uniforme de la SST de 2K, la circulation de Hadley montre les modifications caractéristiques des AOGCMs lors du changement climatique :

- un faible affaiblissement de environ 3%,
- la cellule de Hadley et la tropopause sont déplacées plus haut en hauteur,
- L'extension des cellules de Hadley augmente de 0.7° en latitude.

De plus, les cellules de Hadley de OBSERVED+2K montrent un affaiblissement près de l'équateur. Cet affaiblissement correspond à un élargissement de l'ITCZ. Comme l'atmosphère contient plus d'eau, le flux d'humidité de surface transporte plus d'eau et alimente une ITCZ plus intense et plus large. Nos simulations diagnostiquent donc des ascendances d'air occupant une zone plus large.

Sur des échelles plus petites, l'étude de CRMs de Bretherton et al. (2003), illustrée sur la Fig. 2.31 prévoit à l'inverse des zones d'ascendance occupant des surfaces plus petites au niveau des systèmes convectifs, à partir d'une augmentation uniforme de la SST. Nous suggérons donc que les changements d'organisation des zones d'ascendance sont différentes suivant l'échelle spatiale sur laquelle on observe le climat, que ce soit l'échelle synoptique (résolue dans les GCMs) ou mésoéchelle (résolue dans les CRMs).

Le vent zonal de OBSERVED et son changement dans la simulation OBSERVED+2K sont donnés dans la Fig. 4.29. On voit un déplacement des jets vers les pôles, qui accompagne le déplacement des cellules de Hadley.

Les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K permettent donc de mettre en évidence les signaux classiques de changement climatique dans le cadre idéalisé de simulations aqua-planètes :

- l'intensification de cycle hydrologique,
- le faible affaiblissement de la circulation de Hadley,
- le déplacement des jets et des limites des cellules vers les pôles.

Comme les transports d'énergie sont fixés par le refroidissement radiatif et l'apport d'énergie par la surface, ils changent peu entre OBSERVED et OBSERVED+2K, les transports d'énergie doivent donc être identiques entre les deux simulations.

La Fig. 4.26 représente les transports d'énergie pour les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K. Les transports de chaleur et d'humidité changent peu entre OBSERVED et OBSERVED+2K, par rapport au transport de géopotential. Puisque la SST est plus forte dans OBSERVED+2K, la tropopause est déplacée plus haut en altitude. Les transports de géopotential sont donc plus forts, pour une même circulation méridienne. Le transport d'énergie vers les pôles est donc plus efficace dans OBSERVED+2K. Si on considère que les termes sources et puits du bilan énergétique varient peu, la circulation méridienne doit donc diminuer pour transporter la même quantité d'énergie.

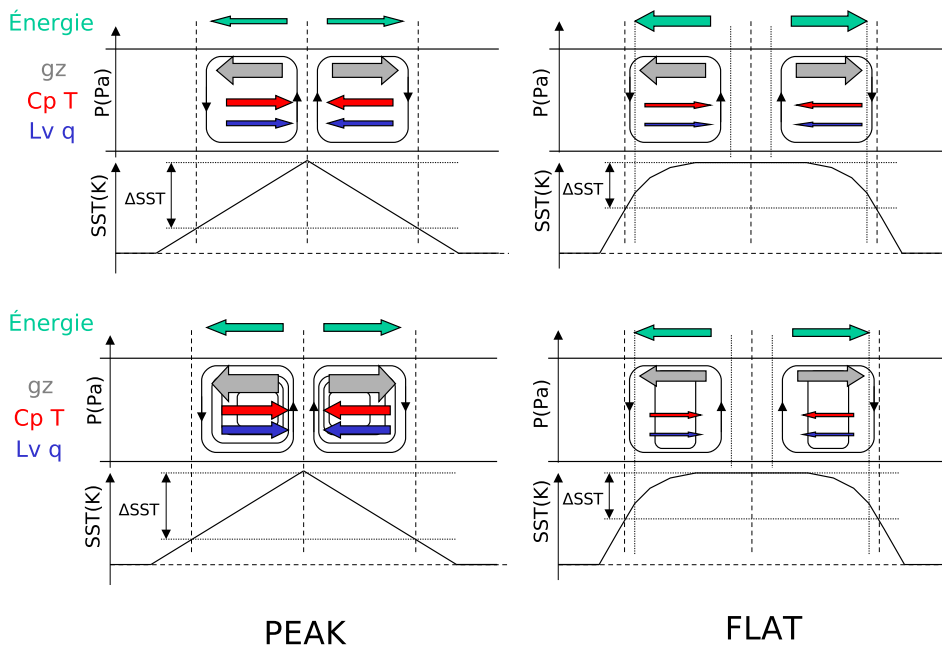


FIG. 4.26 – Schéma Bilan représentant les transports d'énergie dans l'atmosphère sous forme de géopotiel (gz), de chaleur ($C_p T$) et d'humidité ($L_v q$), pour les simulations PEAK et FLAT. Les schémas du haut donnent les transports énergétiques pour une même valeur de la circulation méridienne. Les schémas du bas donnent les transports énergétiques à l'équilibre.

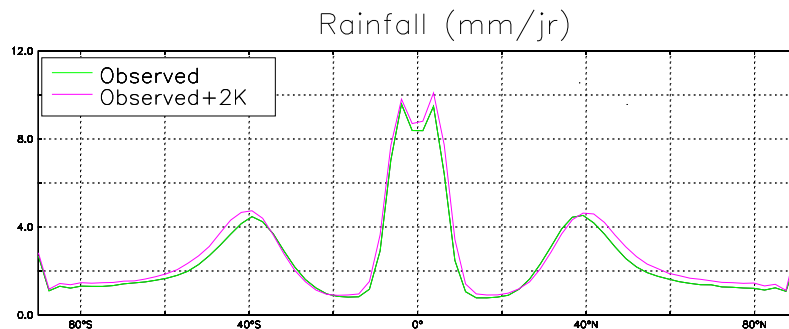


FIG. 4.27 – Précipitation, en mm.jr^{-1} , en moyenne zonale des simulations OBSERVED et OBSERVED+2K.

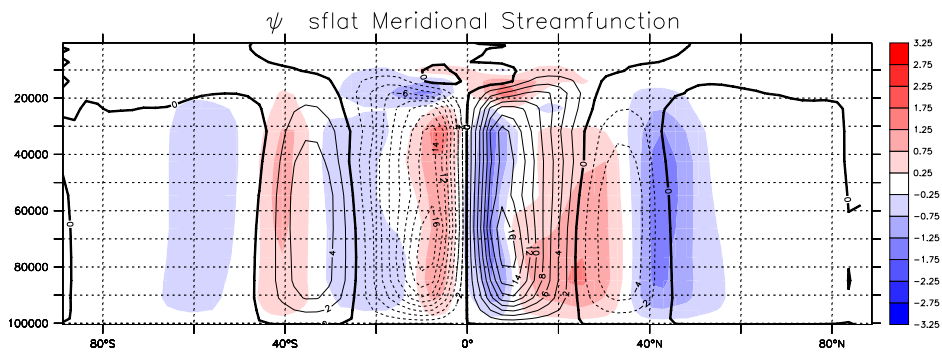


FIG. 4.28 – Fonction de courant méridienne ψ en $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$ de la simulation OBSERVED en contour, et son changement (en couleur) pour une augmentation uniforme de SST de 2K, entre les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K.

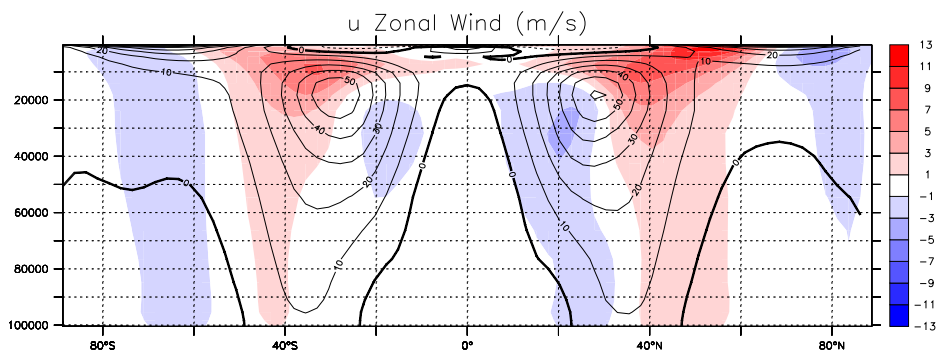


FIG. 4.29 – Vent zonal u , en m.s^{-1} , de la simulation OBSERVED en contour, et son changement (en couleur) pour une augmentation uniforme de SST de 2K, entre les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K.

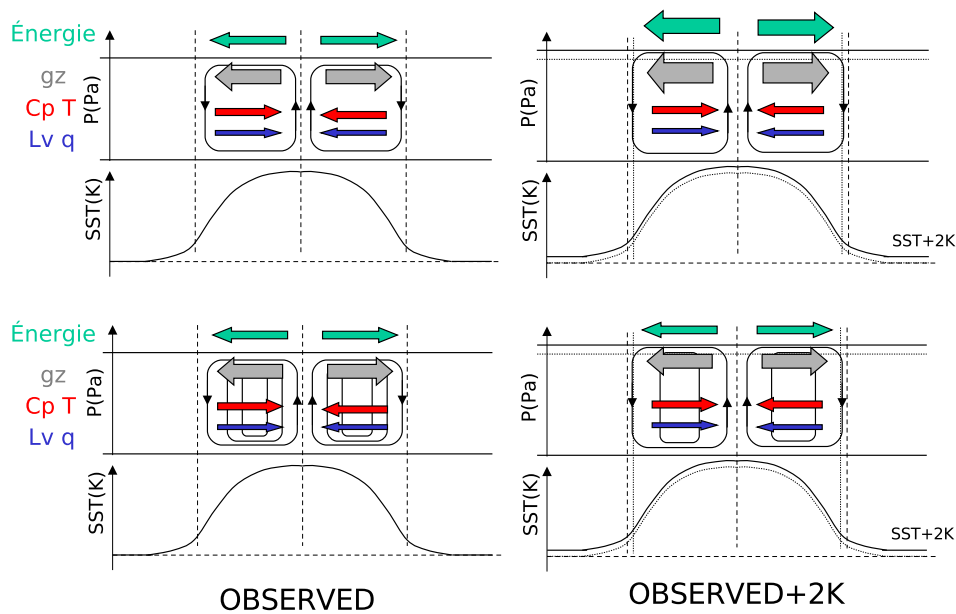


FIG. 4.30 – Même schéma que Fig. 4.26 mais pour les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K.

4.4.6 Discussion

Intensité des cellules de Hadley

Plusieurs modèles conceptuels sont régulièrement invoqués pour expliquer l'intensité des cellules de Hadley. Suivant les résultats résumés à la section 2.4.1, ces modèles sont construits à l'aide de la conservation du moment cinétique, c'est à dire que le moment cinétique est conservé en suivant une parcelle d'air dans sa trajectoire. Regardons si le moment cinétique est homogène au sein des cellules de Hadley.

Les lignes d'égal moment cinétique ont été superposées sur la Fig. 4.20. On voit que pour les simulations PEAK, CONTROL et OBSERVED, si le moment cinétique n'est pas rigoureusement uniforme au niveau de la circulation de Hadley, les lignes d'égal moment cinétique sont modifiées par la circulation de Hadley. Une partie de la circulation de Hadley semble bien être expliquée par la conservation du moment cinétique comme dans Held and Hou (1980).

Cependant, dans les simulations FLAT et VFLAT, la circulation de Hadley recoupe les lignes d'égal moment cinétique. La conservation du moment cinétique ne peut donc pas expliquer la circulation de Hadley dans ces deux simulations.

Dans les simulations FLAT et VFLAT, au niveau de la zone équatoriale, les gradients méridiens de température sont très faibles, et le vent thermique est faible. L'équilibre radiatif convectif peut donc s'installer et la circulation de Hadley n'est pas forcée au sens de la théorie de Held and Hou (1980). Dans ces FLAT et VFLAT, on observe bien une zone d'équilibre radiatif-convectif au centre des doubles ITCZs. Ces simulations se rapprochent des simulations aqua-planètes de Sherwood and Meyer (2006), où tous les points de grille sur Terre sont en équilibre radiatif-convectif. Sherwood and Meyer (2006) décrivent alors la Terre sans dynamique de grande échelle comme un monde **bouillire**.

Cependant, pour FLAT comme pour VFLAT la circulation n'est pas pour autant supprimée. On observe bien une circulation de Hadley, dont les intensités et extensions de FLAT et VFLAT sont assez réalistes par rapport à la réalité. Pourquoi observe-t-on une circulation de Hadley alors que la représentation de Held and Hou (1980) n'en prévoit pas ? Nous suggérons que c'est la présence d'humidité et des tourbillons transitoires qui imposent une circulation de Hadley dans ces simulations.

En effet, la majeure différence entre le modèle conceptuel de Held and Hou (1980) et des visions plus complètes Satoh (1994); Fang and Tung (1999) est la présence d'humidité et de convection. Satoh (1994) a montré que l'humidité impose une circulation de Hadley dont la dynamique est assez différente de celle des modèles secs. La cellule de Hadley doit pouvoir réaliser les transports d'énergie nécessaires vers les pôles.

De plus, la présence des tourbillons transitoires et leurs influences sur la circulation de Hadley, ont un fort impact sur la circulation de Hadley (voir section 2.4.1.). Comme les simulations FLAT et VFLAT montrent une fort gradient de température au niveau des moyennes latitudes (Fig. 4.18), les tourbillons transitoires sont particulièrement actifs, et doivent imposer une valeur à l'intensité de la circulation de Hadley.

En bilan :

- les modèles type Held and Hou (1980) semblent bien adaptés pour décrire les circulations de Hadley fortes, simulées par de forts gradients méridiens de SST au niveau de l'équateur, comme dans les simulations PEAK, CONTROL et OBSERVED,
- la contrainte de la réalisation des transports énergétiques constitue une meilleure contrainte pour l'étude de l'intensité des circulations de Hadley. Par exemple, la présence de faibles gradients méridiens de SST équatoriaux augmente l'efficacité des transports énergétiques de la circulation de Hadley, et diminuent l'intensité de la circulation grande échelle dans FLAT et VFLAT.
- la circulation de Hadley sur Terre semble être plus proche des simulations FLAT et VFLAT

que PEAK, CONTROL et OBSERVED. Sur Terre, les transports d'énergie constituent la principale contrainte sur la circulation de Hadley. Les modèles type Held and Hou (1980) sont peu représentatifs de la Terre.

Largeur des cellules de Hadley

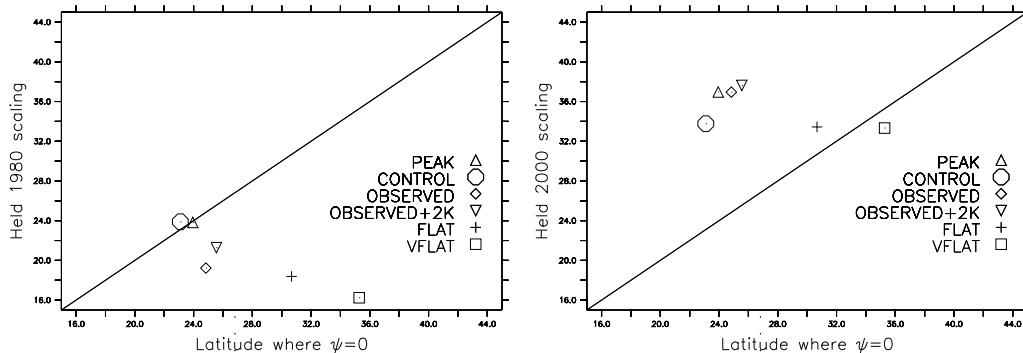


FIG. 4.31 – Interprétation de la largeur des cellules de Hadley. Le graphe à gauche donne la position des cellules de Hadley, φ_H , calculée à partir du modèle de Held and Hou (1980), en fonction de l'extension mesurée des cellules de Hadley. Le graphe à droite donne la position des cellules donnée par φ_{BC} , calculée à partir de Held (2000), en fonction de l'extension mesurée des cellules de Hadley.

Afin d'interpréter la largeur des circulations de Hadley deux théories sont généralement discutées dans la littérature. Ces théories ont été largement discutées à la section 2.4.1, nous les résumons donc ici succinctement :

- Selon la théorie axisymétrique de Held and Hou (1980), la circulation de Hadley s'étend jusqu'à ce que le vent thermique soit en équilibre radiatif avec l'environnement, ce qui donne une largeur de $\varphi_H = (R\Delta_H)^{1/2}$,
- Selon Held and Soden (2000), la limite des cellules est donnée par la latitude où le jet devient barocliniquement instable. Ce qui donne une largeur de $\varphi_{BC} = (R\Delta_V)^{1/4}$.

où Δ_H et Δ_V sont les différences de température entre l'équateur et les pôles pour Δ_H , et la surface et la tropopause pour Δ_V . R est une constante donnée par $R = gH/(a\Omega)^2$.

La Fig. 4.31 donne les latitudes φ_H et φ_{BC} , représentant les limites des cellules de Hadley données par les théories de Held and Hou (1980) et Held and Soden (2000), en fonction de l'extension des cellules de Hadley diagnostiquée dans les différentes simulations. On voit alors que la théorie de Held and Hou (1980) donne une meilleure échelle pour les simulations PEAK et CONTROL. En revanche, l'extension des cellules de Hadley des simulations FLAT et VFLAT est mieux donnée par Held and Soden (2000). Les extensions des cellules de Hadley pour la simulation OBSERVED sont mal données par les deux théories.

L'échelle de Held and Hou (1980) est plus appropriée pour des cellules de Hadley intenses correspondant à des gradients méridiens de SST faibles au niveau de l'équateur (PEAK et CONTROL). Tandis que l'échelle de Held and Soden (2000) est plus adaptée pour les circulations moins intenses (FLAT et VFLAT) correspondant aux valeurs trouvées dans la réalité. Dans la réalité, l'extension des cellules de Hadley est donc plus déterminée par la latitude pour laquelle le jet devient barocliniquement instable (Held and Soden, 2000). Nos résultats rejoignent donc ceux de Frierson et al. (2007b) pour la détermination des limites des cellules de Hadley.

La Fig. 4.32 donne l'intensité de la circulation de Hadley, en fonction de l'extension des cellules, à gauche. On retrouve ce qu'on a diagnostiqué dans les modèles couplés à la section 3.6.2

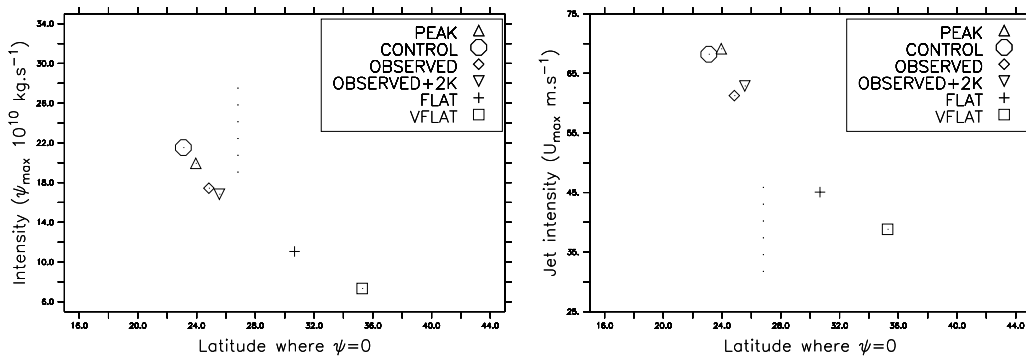


FIG. 4.32 – A gauche, relation entre l'intensité de la circulation de Hadley, $|max(\psi)|$ en $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$, et l'extension des cellules de Hadley, en degré de latitude. A droite, intensité du jet subtropical ($max(u)$ en m.s^{-1}) en fonction de l'extension des cellules de Hadley, en degré de latitude.

(Fig. 3.20), c'est à dire que plus les cellules sont étendues moins elles sont intenses. A droite de la Fig. 4.32, l'intensité des jets subtropicaux est donnée en fonction de l'extension des cellules de Hadley. On remarque alors que plus la cellule est étendue, moins les jets sont forts. Une circulation de Hadley intense transporte beaucoup de moment cinétique et crée un fort jet. Une circulation de Hadley moins intense, fait un jet plus faible, ce jet plus faible est barocliniquement plus stable et se place donc à des latitudes plus fortes.

4.5 Synthèse

Dans ce chapitre, des simulations idéalisées ont été utilisées pour comprendre les changements des circulations atmosphériques tropicales après augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère.

Dans la première partie de ce chapitre, la structure géographique des changements de SST est décomposée en :

- changement uniforme,
- changement de structure méridienne,
- changement de structure longitudinale.

Une partie du changement climatique est expliqué par l'augmentation uniforme des températures. Cela correspond aux signaux les plus robustes diagnostiqués dans les AOGCMs au chapitre précédent :

- Augmentation de l'intensité du cycle hydrologique,
- Légère diminution de la circulation méridienne,
- Déplacement des branches subsidentes des cellules de Hadley vers les pôles.

Cependant, on montre que les changements de circulation méridienne moyenne s'expliquent aussi, pour une large part, par les changements de gradients méridiens de SST. Ces changements de circulation méridienne sont à l'origine d'importants changements dans les précipitations.

Les changements longitudinaux de SST semblent amortir faiblement les changements affectant la circulation méridienne. Néanmoins, l'influence des changements longitudinaux reste incertaine.

Dans une deuxième partie nous étudions avec plus de détails les mécanismes à l'origine des changements de circulation de Hadley. Nous suggérons que les mécanismes par lesquels les gradients méridiens affectent la circulation de Hadley sont les suivants :

- une augmentation du gradient méridien de SST rend de transport d'énergie vers les pôles plus efficace, ce qui diminue l'intensité de la circulation méridienne,

- une diminution de la circulation méridienne implique que le transport de moment cinétique par les ondes baroclines augmente. L'augmentation du transport de moment cinétique modifie la structure des ondes baroclines et déplace les jets subtropicaux vers les pôles.

Ensuite, dans les simulations aqua-planètes, nous mettons en évidence l'existence, pour des faibles gradients de SST, d'une zone sans dynamique, en équilibre radiatif convectif, au niveau des régions équatoriales. Ces zones se mettent en place au centre des doubles ITCZs.

Enfin, nous suggérons que les modèles classiques type Held and Hou (1980) sont valides pour décrire les circulation de Hadley très intenses peu observées dans la réalité. Cependant, ces modèles se révèlent insuffisants pour décrire la circulation de Hadley des GCMs aqua-planètes avec des cellules de Hadley plus faibles, correspondant mieux à la réalité.

Chapitre 5

L'incertitude de la rétroaction de la vapeur d'eau dans les GCMs

Sommaire

5.1	Introduction	161
5.2	Étude de UTHs simulées par LMDZ4 et comparaison aux observations . .	162
5.3	Méthodologie pour l'étude des rétroactions climatiques	166
5.4	Influence de la dynamique sur la rétroaction de la vapeur d'eau	173
5.5	Influence du schéma de convection sur la rétroaction de la vapeur d'eau . .	177
5.6	Résultats	178
5.7	Synthèse	179

5.1 Introduction

Nous avons étudié, dans les chapitres précédents, les variations de la circulation grande échelle, après augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère. Est-ce que l'extension vers les pôles des cellules de Hadley ou encore la diminution en l'intensité de la circulation de Hadley/Walker ont un impact sur les évaluations de la sensibilité climatiques des GCMs? Autrement dit, est-ce que la dynamique tropicale a un impact sur les rétroactions climatiques? Pour répondre à ces questions, nous avons donc cherché à comprendre les rétroactions climatiques, et leurs interactions avec la circulation tropicale de grande échelle.

Parmi toutes les rétroactions climatiques, la vapeur d'eau exerce la plus grande des rétroactions positives sur le climat (Bony et al., 2006). On estime que cette rétroaction est responsable d'environ 50% de l'augmentation de la température en changement climatique (Held and Soden, 2000). Pour comprendre comment s'exerce cette rétroaction, il est nécessaire de bien comprendre l'effet radiatif de la vapeur d'eau. A cause de la non linéarité des transferts radiatifs dans l'atmosphère, les perturbations d'OLR sont plus sensibles à un changement d'humidité dans les régions sèches que dans les régions humides. Les régions les plus sèches correspondent à la troposphère libre au niveau des branches subsidentes des circulations de Hadley/Walker. En bilan, on estime que l'humidité de la haute troposphère (au dessus de 500hPa) est responsable d'environ la moitié de l'effet de serre tropical, tandis que l'humidité des basses couches (au dessous de 500hPa) est responsable de l'autre moitié de l'effet de serre (Bates and Jackson, 1997). En changement climatique, les changements d'humidité de la basse troposphère sont très liés aux changements de la température de surface, via la relation de Clausius Clapeyron. Tandis que l'humidité de la haute troposphère est plus liée aux détraînements des systèmes convectifs et aux circulations de grande échelle (Bates et al., 2001). L'interaction entre la rétroaction de la vapeur d'eau et les variations de circulation grande échelle est potentiellement importante, et l'intensité de cette interaction reste donc une question ouverte.

Nous avons donc cherché dans ce dernier chapitre à relier les changements de circulation tropicale à la rétroaction de la vapeur d'eau. De cette manière, nous quantifions les impacts des changements de circulation sur les changements climatiques donnés par les GCMs.

Dans une première partie, l'humidité des GCMs est comparée à des observations satellites, pour avoir une idée des biais affectant les GCMs. Ensuite, après avoir présenté une méthodologie pour l'évaluation des rétroactions dans les GCMs, nous donnons des estimations sur l'impact des changements de circulation sur la rétroaction de la vapeur d'eau. Dans une dernière partie, nous testons la paramétrisation de la convection et son impact sur la rétroaction de la vapeur d'eau.

Ce chapitre constitue un chapitre d'ouverture proposant une méthodologie pour l'étude des interactions entre les circulations grande échelle et la vapeur d'eau. Les résultats sont récents et ne sont que brièvement discutés.

5.2 Étude de UTHs simulées par LMDZ4 et comparaison aux observations

5.2.1 Introduction

L'humidité dans la troposphère des modèles est cruciale pour la modélisation du système climatique. L'humidité dans les basses couches de l'atmosphère est très liée à la température par la relation de Clausius Clapeyron (voir 2.5.3). On peut montrer que les GCMs simulent assez bien l'humidité intégrée sur la colonne d'air, ce qui est lié à l'habileté des GCMs à simuler la température de surface.

Cependant, la relation entre la température et l'humidité est moins claire pour les hautes couches de l'atmosphère. Les GCMs simulent alors moins bien l'humidité dans la troposphère libre (Broniez et al., 2005).

Une manière de regarder l'humidité est de regarder l'Humidité de la Haute Troposphère (UTH), qui est l'humidité relative dans la troposphère entre 200 et 500 hPa UTH. L'humidité entre 200 et 500 hPa, est responsable de la moitié de l'effet de serre de la vapeur d'eau (Bates and Jackson, 1997). L'humidité dans cette partie de la troposphère est moins couplée avec le sol que dans les basses de la troposphère, et semble plus liée aux circulation grande échelle (Bates et al., 2001).

Regarder UTH dans les GCMs est avantageux car on peut alors comparer les GCMs à l'UTH calculée à partir d'observations satellites. L'UTH a été calculée à partir des observations du Sondeur Infrarouge à Haute Résolution (HIRS), de 1979 à 1998 (Bates et al., 2001). Cette base de données est assez longue pour permettre de diagnostiquer un GCM en terme de UTH.

L'UTH des données satellite n'est cependant pas rigoureusement l'humidité intégrée entre 300 et 500 hPa, et l'épaisseur d'atmosphère échantillonnée par HIRS varie selon les conditions de température et de pression. Il est donc préférable de comparer l'UTH des données satellites à l'UTH diagnostiquée à partir des radiances des GCMs, suivant l'approche *model to satellite*.

Dans cette première partie, nous mettons en place une méthodologie pour le calcul de l'UTH du GCM LMDZ4, pour des simulations d'ensembles de SST forcées de 1979 à 1998, en s'inspirant de Allan et al. (2003); Iacono et al. (2002). Puis nous comparons nos données simulées à la base de données de Bates et al. (2001). Enfin, nous tentons de comprendre les biais de notre GCM.

5.2.2 Méthode

5.2.3 Base de donnée UTH à partir de HIRS

Présentons tout d'abord les caractéristiques de la base de données d'UTH calculée par Bates et al. (2001).

Les radiances satellites de l'instrument HIRS, orbitant sur les plateformes géostationnaires de la NOAA, peuvent être inversées en UTH. Au niveau des tropiques, les radiances à $6.7 \mu\text{m}$ (canal

12) sont très sensibles aux changements de UTH. Selon Soden and Bretherton (1994), l'UTH peut alors être calculée par la relation empirique :

$$UTH = \frac{1}{P_H} \cos \theta \exp(a + bT_{6.7}) \quad (5.1)$$

Où $T_{6.7}$ est la température de brillance à $6.7 \mu\text{m}$ (canal 12), θ , l'angle de visé, a et b des constantes ajustées selon une relation des moindres carrés, à partir de données TOVS. Enfin, P_H est un terme dépendant des conditions de température. Jackson and Bates (2001) ont montré que l'utilisation de la température de brillance à $15 \mu\text{m}$ (canal 6), de HIRS, permettait d'estimer la dépendance en température de P_H , selon la relation :

$$P_H = a + bT_{15} \quad (5.2)$$

Où a et b sont deux autres constantes, calculées par une relation des moindres carrés, à partir de données TOVS.

Les constantes utilisées par Jackson and Bates (2001) sont rappelées dans le tableau 5.1.

	a	b (K^{-1})
UTH	33.353	-0.123
P_H	10.329	-0.036

TAB. 5.1 – Coefficients de Jackson and Bates (2001) calculés par un ajustement des moindres carrés de HIRS sur des données TOVS.

Bates et al. (2001) a utilisé ces relations pour mettre en place une base de données d'UTH, qu'on a utilisée pour tester notre modèle. Cette base de données a été corrigée des biais liés aux variations des orbites des satellites, ou encore des biais liés au nombre de plateformes NOAA en orbite (Bates and Jackson, 1997; Bates et al., 2001).

La base de données est mensuelle, et couvre une période allant de 1979 à 1998.

5.2.4 Simulation GCM et simulation des UTHs

Nous avons utilisé un ensemble de 3 simulations de SST/SIC forcées couvrant la période 1979/1998, suivant le protocole AMIP. Ces simulations ont été réalisées avec le GCM LMDZ4, dont une présentation de la physique paramétrée est donnée dans Hourdin et al. (2006). Les trois simulations d'ensemble ont été réalisées par un échantillonnage aléatoire des conditions initiales. Les résultats présentés constituent une moyenne des 3 simulations.

Les sorties des GCMs ont été converties en radiances satellites avec l'utilisation du code radiatif RTTOV-7. Les radiances satellites en ciel clair sont alors utilisées pour calculer UTH, en suivant la méthode utilisée par Bates et al. (2001) pour construire la base de données UTH.

L'utilisation du diagnostic direct des radiances en ciel sortie par notre code radiatif RTTOV-7 constitue un premier diagnostic (type I) de l'UTH en ciel clair.

Cependant le diagnostic direct de UTH en ciel clair se compare assez mal avec l'UTH de HIRS. HIRS ne mesure pas de radiance là où la couverture nuageuse excède une valeur seuil de 75% (Allan et al., 2003). Les régions nuageuses très humides ne sont donc pas échantillonnées par HIRS.

Plusieurs méthodes ont été mises en place pour simuler l'échantillonnage en ciel clair de HIRS. Allan et al. (2003) corrigent les biais d'échantillonnage de la radiance des satellites par l'utilisation d'une moyenne des radiances ciel clair toutes les 3 heures, pondérées par la fraction de ciel clair. Iacono et al. (2002) utilisent seulement les radiances toutes les trois heures des points de grille où la couverture nuageuse au dessus de 750hPa est inférieure à un seuil de 0.3.

De manière similaire aux deux autres méthodes précédentes. Notre deuxième diagnostic (type II) simule des radiances à partir de sorties journalières, et fait une moyenne mensuelle des radiances ciel clair pondérées par la couverture nuageuse totale, en ne prenant pas compte des points de grille où la couverture nuageuse totale excède 95%.

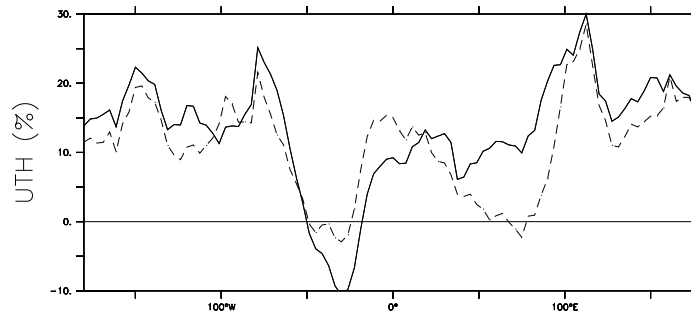


FIG. 5.1 – Moyenne entre 10N et 10S de UTH en anomalie par rapport à la base de données UTH de Bates et al. (2001) pour le mois de janvier 1998, simulé par le GCM LMDZ4 lors d'une simulation AMIP. En trait plein apparaît la méthode 1, en pointillés la méthode 2.

L'UTH simulé par les deux diagnostics type I et type II, pour le mois de janvier 1998, est donné sur la Fig. 5.1. Un fort biais humide apparaît dans les deux diagnostics. Il apparaît que le biais humide est un peu moins fort pour le deuxième diagnostic prenant en compte les erreurs d'échantillonnage en ciel clair. Cependant la correction de l'échantillonnage pour la simulation des radiances ciel clair semble toujours rester insuffisante pour corriger le fort biais humide.

A défaut d'une méthode plus proche de l'échantillonnage réel de HIRS, nous avons décidé de garder le diagnostic d'UTH simulé à partir des radiances ciel clair (type I). Dans la suite, nous illustrons des UTH en ciel clair (type I). Nous sommes conscient que notre méthode va introduire des forts biais humides dans l'UTH des zones ascendantes, souvent nuageuses.

5.2.5 résultats

La Fig. 5.2 donne une comparaison entre l'UTH simulé par le GCM LMDZ, et l'UTH calculé à partir de HIRS par Bates et al. (2001), en moyenne annuelle, pour l'hiver de l'hémisphère Nord (DJF) et l'hiver de l'hémisphère Sud (JJA), pour la période 1979-1998. Il apparaît tout d'abord un trop fort biais humide du GCM, dans les zones convectives de nuages haut. Notre biais humide est beaucoup plus fort que celui de Allan et al. (2003), nous suggérons qu'une méthodologie plus rigoureuse est nécessaire pour simuler correctement les biais humides.

Notre simulation de UTH pour le GCM est plus exacte aux niveaux des zones sèches, où les radiances ciel clair sont plus proches de la radiance réelle observée par HIRS. Ces zones sèches correspondent aux branches subsidentes des circulations de Hadley et de Walker. Sur la Fig. 5.2, on voit que ces zones sèches sont également affectées de biais humides. Par exemple l'UTH dans le Pacifique Est est 10% plus forte dans le GCM que pour HIRS.

La structure géographique moyenne de UTH est approximativement bien simulée par le GCM. Cependant la forte humidité relative provenant du déentraînement des systèmes convectifs de l'ITCZ a tendance à être trop large. Le GCM montre une zone humide trop étendue par rapport aux observations, au niveau du continent Maritime, ce défaut du GCM est particulièrement marqué en DJF. En JJA, une double structure se voit au niveau du Pacifique Central, reflétant les ascendances à partir de la double ITCZ du GCM, alors que les observations ne voient quasiment pas de double structure. Ce défaut dans l'UTH semble provenir de la mauvaise modélisation de l'ITCZ au niveau de l'Océan Pacifique. Des valeurs de UTH anormalement fortes par rapport aux observations sont trouvées au niveau de l'Amérique Centrale en JJA.

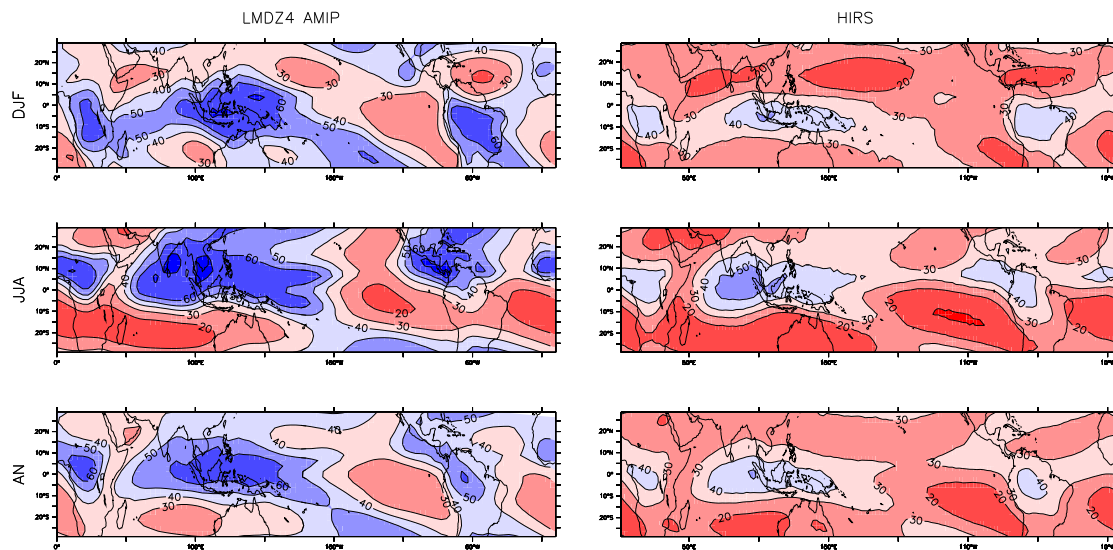


FIG. 5.2 – UTH (en %) simulé par le GCM LMDZ4 pour la période 1979-1998. A gauche est donné l’UTH simulé en moyenne dans 3 simulations d’ensemble AMIP. A droite est donné l’UTH de l’instrument HIRS. En haut pour DJF, au milieu pour JJA, en bas en moyenne annuelle (AN).

En revanche, les zones sèches sont moins étendues dans le GCM que dans les observations HIRS, ce qui se voit bien au niveau du Pacifique Est en JJA, au encore au niveau de l’Arabie et du sous continent Indien en DJF.

Pour comparer avec les résultats de Broniez and Pierrehumbert (2007) sur l’étude de l’humidité dans la troposphère libre (FTH) observée par des données micro-ondes AMSU. L’UTH du GCM et des observations a été décomposée en régime dynamique sur la Fig. 5.3. La méthodologie de la décomposition en régime dynamique donne la valeur moyenne de UTH pour une vitesse verticale ω_{500} donnée. Comme il n’existe pas de base de données de la vitesse verticale couvrant notre période d’étude, nous avons choisi d’utiliser la vitesse verticale des réanalyses ERA40 pour la décomposition en régime dynamique des observations de UTH.

On observe naturellement sur la Fig. 5.3 que les régions ascendantes sont les plus humides, tandis que les régions subsidentes sont les plus sèches, pour le GCM comme pour les observations. Le biais humide, dû à l’échantillonnage en ciel clair de HIRS, se voit bien dans les zones humides ascendantes, avec un biais de 20% à 30% d’humidité relative du GCM par rapport aux observations. Dans les régions subsidentes, l’humidité relative simulée par le GCM en ciel clair se compare mieux aux observations. L’UTH du GCM reste cependant plus forte que les observations, avec une humidité supérieure de 5 à 10%.

Comme les erreurs d’échantillonnage en ciel clair rendent nos UTHs simulés très peu comparables aux données HIRS, il est délicat d’aller plus loin dans les interprétations. Cependant, il semble qu’au premier ordre que le GCM en ciel clair simule des UTHs un peu trop forts par rapport à la réalité dans les zones subsidentes. La valeur trop forte des UTHs des GCMs a été signalée par Allan et al. (2003). Broniez et al. (2005) a diagnostiqué FTH dans les modèles AMIP II et a trouvé des biais humides systématiques dans les GCMs. Notre étude de UTH semble donc venir confirmer les résultats précédents.

Ces biais humides peuvent être interprétés comme symptomatiques d’une circulation tropicale trop active dans les GCMs, ou encore d’une hauteur de déentraînement des nuages convectifs trop basse par rapport à la réalité. Il faudrait voir des observations de vent pour confirmer tel ou tel hypothèse. Cependant la grande dispersion des circulations de Hadley, montrée par Mitas and Clement (2006) dans les simulations AMIP, peut désigner les biais dans les circulations de Hadley comme responsables de la surestimation de UTH. Les tours convectives semblent détraîner trop

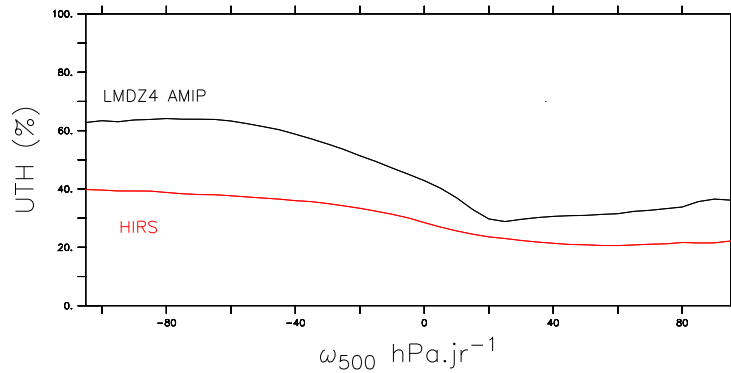


FIG. 5.3 – UTH (en %) décomposé en fonction de la vitesse verticale à 500hPa des réanalyses ERA40. L'UTH simulée par le GCM LMDZ4 dans les simulations AMIP, est comparée à celle de l'instrument HIRS.

d'humidité dans la troposphère libre tropicale, ce qui humidifie les zones subsidentes.

5.3 Méthodologie pour l'étude des rétroactions climatiques

Après avoir regardé les observations de UTH et les erreurs d'un GCM. Nous avons cherché à étudier les rétroactions climatiques, pour ensuite caractériser la rétroaction de la vapeur d'eau.

5.3.1 Introduction

Les rétroactions climatiques qui affectent directement le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère sont les rétroactions de la vapeur d'eau, des nuages, du gradient vertical de température et de l'albédo. Pour une présentation de ces rétroactions, on se réfère à la section 2.5.3, donnant une présentation de ces rétroactions.

La rétroaction de la vapeur d'eau, est très liée aux changements de température (Soden and Held, 2006; Colman, 2003).

Dans les GCMS, les changements de l'humidité sont donc pilotés au premier ordre par les changements d'humidité saturante dont la valeur dépend de la température. Par opposition, les GCMS ne montrent que peu de changements en terme d'humidité relative, et se comportent comme si leur humidité relative était gardée constante lors d'une augmentation des gaz à effet de serre (Held and Soden, 2000).

Comment expliquer que l'humidité relative reste inchangée lors d'un réchauffement climatique ? Selon Bony et al. (2006), les changements d'humidité relative sont principalement pilotés par deux phénomènes :

- les changements dans la hauteur de déentraînement de la convection aux tropiques,
- les changements de la circulation grande échelle.

La circulation de grande échelle et ses variations ont donc une influence sur les changements d'humidité relative, et sur la rétroaction de la vapeur d'eau.

Pendant, comment évaluer l'impact des changements d'humidité relative dans les GCMS ? Peut-on lier la rétroaction de la vapeur d'eau aux changements de circulation de grande échelle ? Nous avons essayé de répondre à ces questions en décomposant la rétroaction de la vapeur d'eau.

Nous présentons dans cette section notre méthodologie pour l'étude des rétroactions dans le GCM couplé IPSL-CM4, dans le cadre de simulations CMIP 3, de doublement de la concentration atmosphérique en CO₂.

5.3.2 Simulations utilisées

Présentons d'abord brièvement les simulations utilisées pour tester notre méthodologie. Nous utilisons des simulations CMIP 3, présentées à la section 3.3 :

- 1CO₂ : période de 30 ans de simulation de contrôle, où les gaz ont des concentrations atmosphériques préindustrielles.
- 2CO₂ : période de 30 ans après augmentation du CO₂ de 1% par an et stabilisation de 150 ans à une concentration de CO₂ doublée par rapport à l'époque préindustrielle.

Les sorties utilisées sont mensuelles et ont une résolution de $2.53^\circ \times 3.75^\circ$.

5.3.3 Méthodes

La méthode choisie pour caractériser les rétroactions est celle du calcul des perturbations radiatives partielles, dont nous présentons d'abord les bases. Dans un deuxième volet, nous présentons une décomposition de la rétroaction de la vapeur d'eau. Enfin, dans un troisième volet, nous illustrons comment nous avons effectué une décomposition en régime dynamique des rétroactions.

Calcul des perturbations partielles radiatives

Les rétroactions climatiques sont classiquement étudiées à l'aide des perturbations partielles radiatives. Un résumé des calculs des rétroactions pour différents GCMs peut être trouvé dans Bony et al. (2006). Présentons tout d'abord le calcul des perturbations radiatives partielles.

Les rétroactions de l'albédo (α), de l'humidité (q), des nuages (C) et de la température (T) sont calculées suivant la méthodologie de Held and Soden (2000) par les paramètres des rétroactions λ_T , λ_α , λ_q et λ_C . La rétroaction de la température est divisée en $\lambda_T = \lambda_0 + \lambda_L$, où λ_0 suppose un changement de température dans la troposphère égal au changement de température de surface et où λ_L considère le changement du gradient vertical de température (ce qu'on appelle le *lapse rate*) dans la troposphère.

Suivant Held and Soden (2000); Soden and Held (2006), les paramètres des rétroactions climatiques λ_x ont été calculés suivant deux termes, l'un dépendant du transfert radiatif, l'autre dépendant de la réponse climatique. λ_x est définie par :

$$\lambda_x = \frac{\partial R}{\partial x} \frac{dx}{d\overline{T}_s} \quad (5.3)$$

Où \overline{T}_s désigne la température de surface moyennée globalement. On note R le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère.

Les rétroactions climatiques ont été étudiées avec le code radiatif de Morcrette et al. (1986), utilisé en mode *off-line*. A partir des sorties mensuelles de température de surface (T_s), d'albédo (α), d'humidité (q) et des nuages (C) du GCM couplé IPSL-CM4, les flux radiatifs terrestre et solaire au sommet de l'atmosphère, en réponse à une perturbation donnée, ont été calculées. $\frac{\partial R}{\partial x} dx$, la perturbation du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère due au changement d'une variable x est diagnostiquée par le calcul radiatif. La perturbation radiative est ensuite normalisée par le changement global de la température de surface $d\overline{T}_s$ pour obtenir le paramètre des rétroactions λ_x .

Il est généralement admis que les incertitudes liées au code radiatif sont souvent bien plus petites que les incertitudes de la sensibilité climatique des modèles (Soden and Held, 2006). Le choix de notre code radiatif ne devrait pas trop affecter nos estimations des rétroactions. Par contre, le fait d'utiliser des sorties mensuelles donne des erreurs dans le calcul radiatif au niveau des nuages, dont le cycle diurne est nécessaire pour améliorer le calcul radiatif *off-line*. Les sorties mensuelles donnent en revanche de bonnes estimations pour la rétroaction de la vapeur d'eau que nous voulons étudier.

Lors du calcul des perturbations radiatives, les températures stratosphériques sont ajustées de manière que le refroidissement dynamique de la stratosphère soit nul. L'annulation du refroidissement dynamique stratosphérique annule les conséquences des changements radiatifs de la stra-

tosphère sur le sommet de l'atmosphère. On s'affranchit ainsi des changements stratosphériques qu'on ne doit pas prendre en compte pour l'étude des rétroactions climatiques. L'annulation du refroidissement dynamique de la stratosphère est similaire à la méthode de Soden and Held (2006) qui perturbe les champs seulement dans la troposphère, ou encore à la méthode plus classique qui consiste à étudier les flux au sommet de la tropopause.

La rétroaction exercée par le changement de toutes les variables de l'atmosphère (α , q , T et C) est aussi calculée. On appelle λ_{eff} le total des rétroactions sur le climat. La différence entre λ_{eff} et la somme des rétroactions individuelles $\lambda_\alpha + \lambda_q + \lambda_0 + \lambda_L + \lambda_C$, provient des non linéarités résultant des interactions entre les différentes rétroactions. On appelle λ_N la non linéarité des rétroactions calculé par :

$$\lambda_N = \lambda_{eff} - (\lambda_\alpha + \lambda_q + \lambda_0 + \lambda_L + \lambda_C) \quad (5.4)$$

Pour que nos estimations des rétroactions soient fiables, il faut que les non linéarités soient faibles, et donc que λ_N soit petit.

Décomposition de la rétroaction de la vapeur d'eau

Le changement de vapeur δq d'eau a été décomposé au premier ordre par :

$$\delta q \approx q_s \delta RH + RH \delta q_s \quad (5.5)$$

Où RH désigne l'humidité relative et q_s l'humidité à saturation calculée avec la température et la pression par la relation de Clausius Clapeyron.

Les changements de températures δT sont principalement responsables des changements d'humidité saturante q_s . Les changements de températures sont alors décomposés en une composante de surface et une composante verticale :

$$\delta T(z) = \delta T_s + \delta T_V(z) \quad (5.6)$$

Où T_s est le changement de température de surface, et $T_V(z)$, le changement vertical de température.

Les changements d'humidité à saturation δq_s sont donc décomposés de même en un changement uniforme δq_{s0} et un changement vertical δq_{sV} :

$$\delta q_{sat} = \underbrace{\frac{dq_s}{dT} \delta T_0}_{\delta q_{s0}} + \underbrace{\frac{dq_{sat}}{dT} \delta T_V}_{\delta q_{sV}} \quad (5.7)$$

La perturbation de la vapeur d'eau dans l'atmosphère s'écrit donc $\delta q = \delta RH q_s + RH \delta q_{s0} + RH \delta q_{sV}$. La rétroaction de la vapeur d'eau λ_q est donnée par la somme de la rétroaction due au changement d'humidité relative (λ_{RH}), de la rétroaction de la vapeur d'eau due au changement de température en surface ($\lambda_{q_{s0}}$) et de la rétroaction de la vapeur d'eau due au changement de température sur la verticale ($\lambda_{q_{sV}}$).

Si les changements sont linéaires, on peut alors écrire :

$$\lambda_q \approx \lambda_{q_{sV}} + \lambda_{q_{s0}} + \lambda_{RH} \quad (5.8)$$

Pour s'affranchir des changements de nuages, mal représentés à partir de sorties mensuelles, l'ensemble de ces rétroactions a été calculé à partir des sorties radiatives en ciel clair.

Décomposition en régime dynamique

Enfin, les rétroactions climatiques quantifiées par les perturbations partielles radiatives ont été décomposées en régime dynamique, c'est à dire en fonction de la vitesse verticale à 500 hPa, notée ω_{500} . Ces décompositions ont été calculées sur les tropiques, définis entre 30°N et 30°S.

Pour appliquer des décompositions en fonction de la vitesse verticale aux paramètres des rétroactions, nous avons mis en oeuvre le code radiatif de Morcrette et al. (1986) directement sur les variables décomposées en ω_{500} . C'est à dire que le code radiatif n'est pas utilisé colonne par colonne en fonction de la latitude et de la longitude des points de grille, mais il est utilisé selon les colonnes d'égale vitesse à 500 hPa.

Les paramètres des rétroactions $\lambda_{x|\omega}$ sont alors calculés de manière similaire :

$$\lambda_{x|\omega} = \frac{\partial R_{\omega}}{\partial x_{\omega}} \frac{dx_{\omega}}{dT_s^{trop}} \quad (5.9)$$

Où R_{ω} est le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère décomposé selon la vitesse verticale ω . x_{ω} est la valeur de x décomposée en vitesse verticale ω . $\overline{T_s^{trop}}$ est le changement de température de surface en moyenne dans les tropiques (entre 30°N et 30°S).

5.3.4 Résultats

Calcul des rétroactions climatiques dans IPSL-CM4

Présentons maintenant, pour illustrer notre méthode, les résultats de perturbations radiatives partielles à partir des simulations 1CO₂ et 2CO₂ du modèle couplé IPSL-CM4.

Pour comparer avec les résultats de la littérature, les paramètres des rétroactions en moyenne globale et tropicale (entre 30 degrés N et 30 degrés S) sont donnés sur le tableau 5.2.

Rétroaction	Moyenne globale (90N-90S) W.m ⁻² .K ⁻¹	Moyenne tropicale (30N-30s) W.m ⁻² .K ⁻¹
Planck λ_0	-3.8	-3.9
Nuage λ_C	1.2	1.5
Vapeur d'eau λ_q	2.1	2.8
Albédo λ_{α}	0.33	0.00
Lapse rate λ_L	-0.036	-0.61
Non linéaire λ_N	-0.26	-0.26

TAB. 5.2 – Paramètres des rétroactions de la température de surface (Planck), des nuages C , de la vapeur d'eau q , de l'albédo α et du gradient vertical de température L . λ_N donne la non linéarité entre les différentes rétroactions. Ces résultats ont été calculés entre les simulations 1CO₂ et 2CO₂ du modèle IPSL-CM4.

Un signe positif indique une amplification du changement climatique, donc une rétroaction positive. Par opposition, un signe négatif indique une rétroaction négative. La plus forte des rétroactions est donnée par λ_0 , la rétroaction négative de la température de surface, encore appelée la réponse de Planck. Cette rétroaction est de -3.8 W.m⁻².K⁻¹. La réponse de Planck s'explique par le fait qu'une augmentation de la température de surface augmente les radiations LW sortant de l'atmosphère et diminue le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère.

Ensuite, la rétroaction positive la plus forte est celle de la vapeur d'eau +2.1 W.m⁻².K⁻¹, puis vient la rétroaction des nuages 1.3 W.m⁻².K⁻¹ et celle de l'albédo +0.33 W.m⁻².K⁻¹. Les changements verticaux de température (*lapse rate*) exercent une rétroaction négative de -0.036 W.m⁻².K⁻¹, qui s'observe surtout au niveau des tropiques (-0.61 W.m⁻².K⁻¹ au niveau des tropiques).

Le terme non linéaire λ_N représente les interactions entre les différentes rétroactions, et en particulier entre les nuages et les autres variables. Le terme non linéaire reste assez faible $-0.26 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, et les perturbations radiatives partielles peuvent être considérées au premier ordre comme linéaires. Notre méthodologie est donc validée.

Les rétroactions données par nos calculs se rapprochent de celles trouvées par les auteurs précédents (Colman, 2003; Soden and Held, 2006). En particulier, les rétroactions de la vapeur d'eau et de l'albédo sont très similaires aux résultats précédents. Cependant, on note des différences entre nos estimations et les résultats précédents, concernant la rétroaction des nuages et du gradient vertical de température.

La rétroaction des nuages est particulièrement forte entre les deux simulations. Par exemple, Colman (2003) trouve une rétroaction moyenne des nuages de $0.55 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour 12 GCMs atmosphériques couplés à une représentation simplifiée (*slab*) de l'océan. Nous justifions cette différence de nos résultats par rapports aux études précédentes par les erreurs dans la représentation des nuages provenant du fait qu'on a utilisé des sorties mensuelles.

Nous trouvons une rétroaction du gradient de température inférieure à celle de Colman (2003) et de Soden and Held (2006). Notre calcul de la perturbation de gradient de température est fait en fonction de la température de surface. Par opposition Soden and Held (2006) utilisent la température troposphérique moyenne pour calculer la perturbation du gradient de température. Notre estimation de cette rétroaction est fortement dépendante du réchauffement en surface des hautes latitudes. Cependant, notre rétroaction du gradient de température dans les tropiques se rapproche de la valeur trouvée par Soden and Held (2006).

Notre méthodologie se rapproche donc des résultats récents pour l'étude de la rétroaction de la vapeur d'eau. De plus les rétroactions tropicales du gradient de température sont bien estimées par notre méthodologie.

Caractérisation de la rétroaction de la vapeur d'eau dans IPSL-CM4

Rétroaction	Moyenne globale (90N-90S) $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	Moyenne tropicale (30N-30s) $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
Vapeur d'eau + Lapse Rate λ_{q+L}	2.2	2.5
Lapse Rate λ_L	-0.082	-0.62
Changement vertical de q_s λ_{q_sV}	0.4	1.0
Changement uniforme de q_s λ_{q_s0}	1.5	2.1
Humidité Relative λ_{RH}	-0.11	-0.073

TAB. 5.3 – Rétroaction de la vapeur d'eau et sa décomposition, calculée en condition de ciel clair entre les simulations 1CO_2 et 2CO_2 du modèle IPSL-CM4.

La rétroaction en ciel clair de la vapeur d'eau, ainsi que sa décomposition en fonction des changements de température et d'humidité relative, est donnée dans le tableau 5.3. La rétroaction en ciel clair de la vapeur d'eau et du gradient de température combinée est légèrement plus forte que la rétroaction de la vapeur d'eau en ciel nuageux du tableau 5.2. En ciel clair l'effet radiatif de la vapeur d'eau est plus fort et donc les nuages diminuent légèrement les conséquences des changements de vapeur d'eau.

En ciel clair, la rétroaction de la vapeur d'eau est surtout une conséquence des changements de température surface, qui sont responsables de 65% de la rétroaction de la vapeur d'eau combiné aux changement verticaux de température. Ensuite, les changements verticaux de température représentent 17% en moyenne globale de cette rétroaction. Enfin, les changements d'humidité relative du GCM représentent 2.9% en moyenne tropicale, de la rétroaction de la vapeur d'eau, avec un signe inversé. Les changements d'humidité relative exercent donc une faible rétroaction négative dans IPSL-CM4.

Notre décomposition de la rétroaction de la vapeur n'est pas rigoureusement linéaire, comme la somme $\lambda_{q_{sV}} + \lambda_{q_{s0}} + \lambda_{RH} + \lambda_L$ n'est pas rigoureusement égale à λ_{q+L} . La linéarisation des changements de quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère est à l'origine d'une partie des erreurs. D'autre part, les conséquences sur le bilan radiatif des changements de vapeur d'eau et de températures peuvent être assez non-linéaire dans certains cas. Cependant, on note que les changements sont au premier ordre linéaires au niveau des tropiques.

Nos résultats confirment donc que les changements d'humidité relative n'ont que peu d'impact sur la rétroaction de la vapeur d'eau. Nos résultats confirment donc l'étude de Soden and Held (2006) qui trouvent que les variations d'humidité relative représentent moins de 5% de la rétroaction de la vapeur d'eau. Nous confirmons donc que la rétroaction de la vapeur d'eau est donc très dépendante des changements de température, pilotant l'humidité saturante.

Pour référence, la Fig. 5.5 donne les changements d'humidité relative et de température entre les simulations 1CO₂ et 2CO₂, du modèle couplé IPSL-CM4.

L'humidité relative augmente au niveau de la tropopause en réponse au déplacement vers le haut de la tropopause. En contraste, l'humidité relative dans la troposphère des régions subtropicales diminue, et la diminution est particulièrement marquée dans l'hémisphère Sud. Cette diminution peut s'expliquer de deux manières au regard de nos résultats. D'une part, elle peut s'expliquer par une extension plus forte de la cellule de Hadley dans l'hémisphère Sud (voir chapitre 3). D'autre part, ces changements s'expliquent aussi par un déplacement plus haut en altitude de la tropopause. Cet assèchement de la troposphère au niveau des subtropiques est responsable de la diminution de 5% de la rétroaction de la vapeur d'eau en changement climatique. Les changements de circulations ont donc des conséquences assez faibles sur la rétroaction de la vapeur d'eau.

Caractérisation des rétroactions climatiques pour les régions ascendantes et subsidentes dans IPSL-CM4

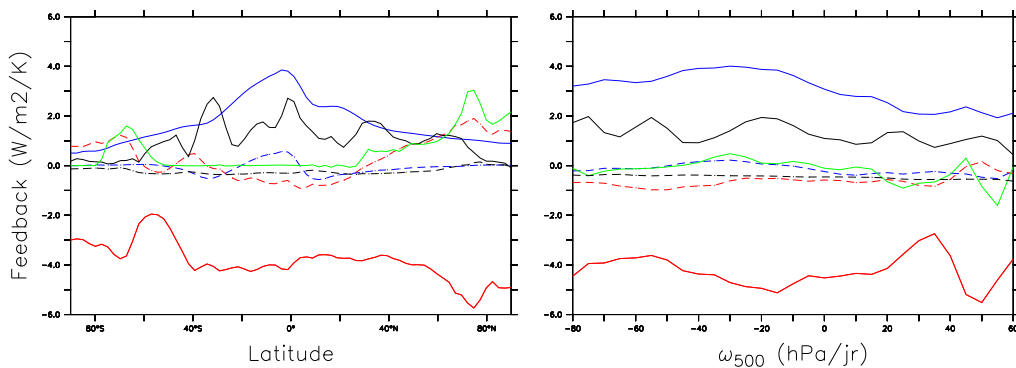


FIG. 5.4 – Paramètre des rétroactions, en moyenne zonale, entre la simulation OBSERVED et la simulation FLAT. Le trait noir indique le paramètre des rétroactions des nuages, λ_C ; le trait rouge, celui de la température de surface, λ_0 ; les tirets rouges, celui du gradient de température, λ_L ; le trait bleu, celui de la vapeur d'eau, λ_q ; le trait vert, celui de l'albédo, λ_α ; les tirets bleus celui de l'humidité relative λ_{RH} . On a ajouté l'estimation des non linéarités λ_N en tirets noirs.

Afin d'estimer les rétroactions sur chaque région du globe, la Fig. 5.4 donne les paramètres des rétroactions en moyenne zonale (à gauche). La réponse de Planck est donnée par λ_0 . Cette rétroaction négative est par définition proportionnelle aux changements de la température de surface. On voit que λ_q la rétroaction de la vapeur d'eau est plus forte aux tropiques, où l'air chaud peut contenir plus de vapeur d'eau. De même, la rétroaction des nuages est en moyenne plus forte aux tropiques, où les nuages bas exercent une forte rétroaction positive (Bony and Dufresne, 2005). La rétroaction de l'albédo est par opposition plus forte aux pôles où les surfaces enneigées fondent.

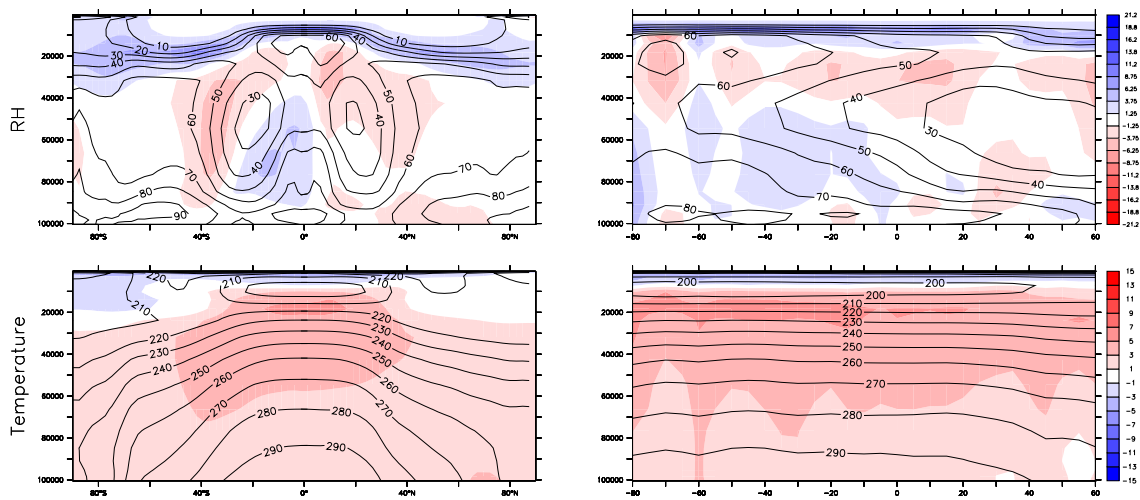


FIG. 5.5 – Température en (K), en bas et humidité relative en (%) en haut, en contour pour la simulation 1CO₂ du modèle IPSL-CM4. Les changements entre la simulation 1CO₂ et 2CO₂ apparaissent en couleur. A gauche en moyenne zonale, à droite décomposé en régime dynamique.

A droite de la Fig. 5.4 est donné la décomposition en régime dynamique des rétroactions aux tropiques. On voit que la rétroaction de la vapeur d'eau est en moyenne plus forte au niveau des zones ascendantes que subsidentes.

Pour expliquer cela, à gauche de la Fig. 5.5 sont donnés les changements de température et d'humidité relative simulés par le GCM couplé IPSL-CM4. Bien que les changements de température soient très homogènes dans les tropiques, les zones ascendantes ont une humidité relative plus forte que les zones subsidentes. Le changement de vapeur d'eau est donc plus fort au niveau des zones ascendantes. En conséquence, la rétroaction de la vapeur d'eau est plus forte dans les zones ascendantes.

Sur la Fig. 5.4, la rétroaction de la vapeur d'eau liée aux changements d'humidité relative est ajoutée en tirets bleus. L'effet des changements d'humidité relative sur le bilan radiatif n'excède jamais $0.5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. On voit que l'assèchement en humidité relative des régions subsidentes diminue la rétroaction de la vapeur d'eau dans les zones subsidentes, correspondant aux zones subtropicales. Au contraire, cette rétroaction augmente la rétroaction de la vapeur d'eau dans les zones ascendantes, localisées au niveau de l'équateur.

On note que la rétroaction des nuages est moins contrastée entre zones ascendantes et subsidentes. Or, il a été démontré à partir d'étude du forçage radiatif des nuages que les nuages bas des zones subsidentes exercent une forte rétroaction positive sur le climat. On montre donc qu'il doit exister des non linéarités importantes qui n'ont pas été prises en compte dans nos calculs. Pour avoir une meilleure estimation de la rétroaction des nuages, il faudrait des sorties à plus haute fréquence échantillonnant le cycle diurne.

En bilan, on voit que les changements de la circulation de Hadley, l'extension vers les pôles et les changements de la hauteur de entraînement, diminuent faiblement l'humidité relative au niveau des subtropiques et des branches subsidentes des circulations de Hadley/Walker. Cependant, l'assèchement de ces régions exerce en moyenne une faible rétroaction négative, négligeable devant les conséquences des changements de température sur l'humidité saturante de l'atmosphère.

5.4 Influence de la dynamique sur la rétroaction de la vapeur d'eau

5.4.1 Introduction

Nous avons vu que les variations d'humidité relative s'expliquent relativement bien par les changements affectant la circulation tropicale de grande échelle. L'impact de la circulation de Hadley sur l'humidité relative d'un modèle est une question importante dont on se propose d'étudier ici quelques aspects.

Les simulations aqua-planètes présentées au chapitre 4 donne un bon exemple de simulation où la circulation tropicale est modifiée. Nous avons donc cherché à diagnostiquer les différentes rétroactions dans ces simulations, pour des circulations de grande échelle différentes.

5.4.2 Simulation

Les simulations aqua-planètes, OBSERVED, OBSERVED+2K et FLAT ont été présentées à la section 4.4.2. Ces simulations aqua-planètes présentent une dynamique simplifiée, car les surfaces n'ont ni continent, ni orographie.

De la simulation OBSERVED à la simulation OBSERVED+2K, on a noté un changement de la circulation générale de l'atmosphère très homogène avec le changement climatique du AOGCM IPSL-CM4. Nous suggérons que les interactions entre la vapeur d'eau et la circulation grande échelle entre ces deux simulations sont bien représentatives de ce qui est observé dans les modèles climatiques plus complexes, lors d'une augmentation des concentrations de gaz à effet de serre.

Ensuite, on a montré que la circulation de Hadley de FLAT était 35% moins forte que dans OBSERVED. Cependant, FLAT correspond à une augmentation moyenne de la température de surface de +1.5K en moyenne globale, et de +1.6K en moyenne tropicale (entre 30°N et 30°S). La simulation FLAT donne donc un réchauffement en terme de température assez proche en moyenne globale de OBSERVED+2K. Or, comme FLAT et OBSERVED+2K ont une circulation de Hadley radicalement différente, la comparaison entre ces deux simulations peut servir à quantifier l'effet d'un changement de circulation grande échelle sur le climat.

Pour diagnostiquer les conséquences des changements de circulation grande échelle, nous choisissons dans cette partie d'étudier les rétroactions climatiques d'une part entre les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K, d'autre part entre les simulations OBSERVED et FLAT.

5.4.3 Résultats

Changement de température et d'humidité relative entre les différentes simulations aqua-planètes

Avant de présenter les rétroactions entre les différentes simulations, nous présentons sur la Fig. 5.6 les changements d'humidité relative et de température entre les simulations OBSERVED et FLAT à gauche et entre les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K à droite.

Les changements de température de surface de la simulation OBSERVED+2K sont uniformes et égal à 2K. L'augmentation de la température est amplifiée dans la troposphère libre des régions tropicales car les changements de température suivent le gradient de température humide.

En revanche, la simulation FLAT montre un réchauffement localisé dans les régions subtropicales, entre 20 degrés et 40 degrés de latitude dans les deux hémisphères. Le changement de température dans l'atmosphère reflète le changement de la température de surface. De plus, on note un faible refroidissement en température au niveau de la tropopause, qui s'explique par un léger déplacement vers le bas de la tropopause dans la simulation FLAT.

Les changements d'humidité relative entre OBSERVED et OBSERVED+2K sont assez identiques aux changements observés en changement climatique. On voit une humidification au niveau de la tropopause correspondant à un déplacement vers le haut de la tropopause. On voit aussi une humidification, vers 600-800 hPa, des branches ascendantes des cellules de Hadley. Par opposition le haut des branches ascendantes et les branches subsidentes de la cellule de Hadley s'assèchent.

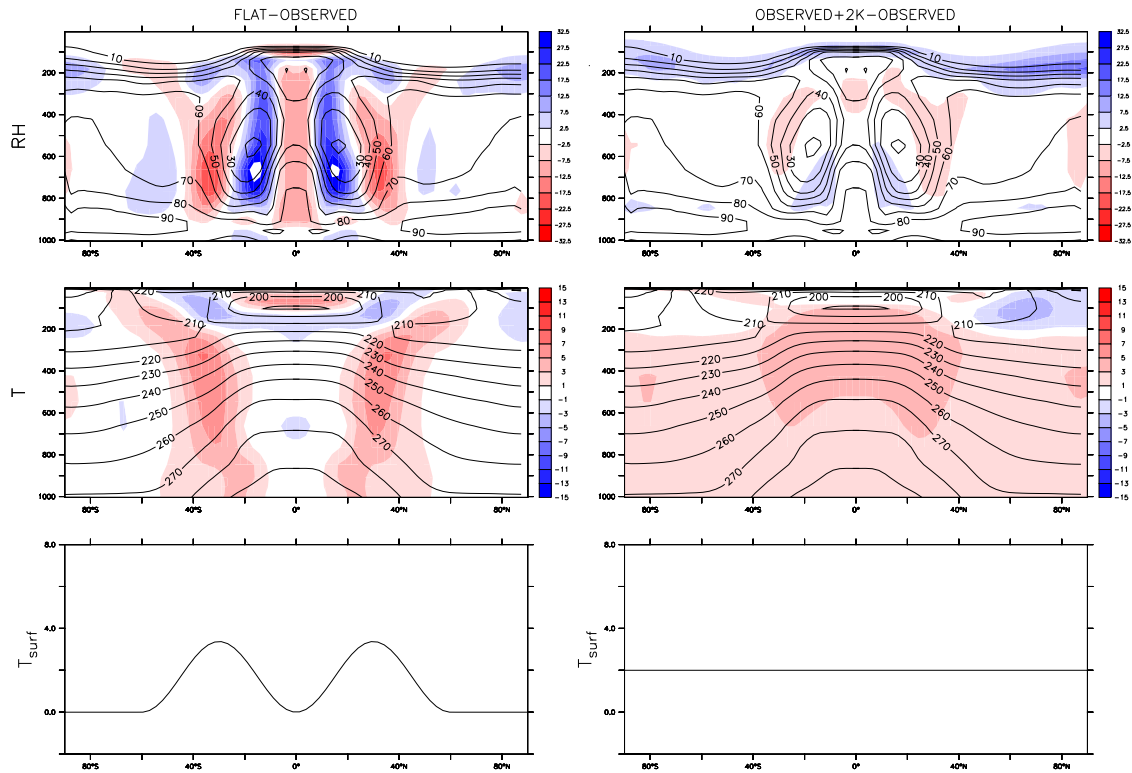


FIG. 5.6 – Moyenne zonale de l'humidité relative (RH), en (%) en haut. Moyenne zonale de la température (T) en K au milieu. Moyenne zonale de la température de surface (T_{surf}) en K en bas. Les changements entre les simulations OBSERVED et FLAT apparaissent en couleur à gauche. Les changements entre OBSERVED et OBSERVED+2K apparaissent en couleur à droite. En bas est donné le changement de température au sol en K, entre OBSERVED et FLAT à gauche et entre OBSERVED et OBSERVED+2K à droite.

Ces changements peuvent s'expliquer par le déplacement vers le haut du déentraînement des cellules convectives, et par l'affaiblissement des cellules de Hadley.

Les changements d'humidité relative entre OBSERVED et FLAT montrent une humidification importante des branches ascendantes des cellules de Hadley entre 10 ° et 20 °, accompagnée par un assèchement entre 30 ° et 40 °. Ces changements s'expliquent par le déplacement vers les pôles des cellules de Hadley dans FLAT par rapport à OBSERVED. On peut voir que le minimum d'humidité relative dans les régions subtropicales diminue en moyenne zonale. Enfin, au niveau de l'équateur, on note une zone d'assèchement dans FLAT correspondant à la formation d'une double ITCZ de part et d'autre de l'équateur.

Regardons maintenant les rétroactions climatiques correspondant à ces changements.

Analyse des rétroactions climatiques

Rétroaction	Moy. glob. FLAT	Moy. trop. FLAT	Moy. glob. OBSERVED+2K	Moy. trop. OBSERVED+2K
Planck λ_0	-3.8	-4.4	-3.7	-3.8
Nuage λ_C	5.1	7.4	2.5	3.7
Vapeur d'eau λ_q	2.0	2.5	2.3	3.1
Humidité Relative λ_{RH}	0.38	1.35	-0.075	-0.075
Lapse rate λ_L	0.29	1.29	-0.71	-1.31
Non linéaire λ_N	-0.047	-0.27	0.091	0.032

TAB. 5.4 – Paramètres des rétroactions pour différentes simulations aqua-planètes en $W.m^{-2}.K^{-1}$ de la température de surface (Planck), des nuages C , de la vapeur d'eau q , de l'albédo α et du gradient vertical de température L . λ_N donne la non linéarité entre les différentes rétroactions. Les rétroactions ont été calculées entre les simulations aqua-planètes OBSERVED et FLAT (à gauche) et OBSERVED et OBSERVED+2K (à droite). Il est donné pour chaque paramètre la moyenne globale (entre 90N et 90S) et la moyenne tropicale (entre 30N et 30S).

Le tableau 5.4 donne la valeur des paramètres des rétroactions climatiques, d'une part entre les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K, et d'autre part, entre les simulations OBSERVED et FLAT.

Remarquons tout d'abord que la réponse de Planck, mesurée par le paramètre de la rétroaction de la température de surface λ_0 , est équivalente si on considère les perturbations radiatives partielles entre FLAT et OBSERVED et entre OBSERVED+2K et OBSERVED.

Les nuages ont une rétroaction fortement positive dans les simulations FLAT et OBSERVED+2K. La rétroaction des nuages entre les simulations OBSERVED et OBSERVED+2K, est de $2.5 W.m^{-2}.K^{-1}$, tandis qu'elle est de $5.1 W.m^{-2}.K^{-1}$ entre OBSERVED et FLAT. Le modèle aqua-planète semble simuler un très fort changement de nuage bas dans les deux simulations. Ce changement semble excessif par rapport à ce qui a été mesuré sur le modèle couplé IPSL-CM4. Dans le modèle couplé IPSL-CM4, l'augmentation de température de surface est plus forte au niveau des hautes latitudes, le fait d'augmenter de manière uniforme les températures augmente le poids des tropiques dans le calcul des rétroactions. D'autre part, on pense que les nuages de couche limite océanique, exerçant une forte rétroaction positive sur le climat, sont surreprésentés dans nos simulations aqua-planètes. Nous laissons donc les questions liées aux nuages pour des études futures.

La deuxième rétroaction la plus forte est la rétroaction de la vapeur d'eau. La simulation OBSERVED+2K montre une rétroaction de la vapeur d'eau comparable à celle du modèle couplé IPSL-CM4. La rétroaction de la vapeur d'eau est plus faible pour la simulation FLAT ($2.0 W.m^{-2}.K^{-1}$) que pour la simulation OBSERVED+2K ($2.3 W.m^{-2}.K^{-1}$).

Pour comprendre cette différence, on a ajouté dans le tableau 5.4 la rétroaction liée aux changements d'humidité relative λ_{RH} . La simulation OBSERVED+2K, ne montre que peu de changements d'humidité relative. On trouve alors que les changements d'humidité relative exercent une rétroaction négative dont la valeur est 3% de la rétroaction de la vapeur d'eau.

Pour la simulation FLAT, Les changements d'humidité relative sont responsables d'une rétroaction positive de 0.38 (1.35) $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ en moyenne globale (tropicale), pour la simulation FLAT. Comme l'humidité relative augmente fortement, la rétroaction de l'humidité relative est positive. 20% de la rétroaction positive de la vapeur est ainsi expliqué par les changements d'humidité relative.

La rétroaction du gradient vertical de température est négative pour OBSERVED+2K, avec de très fortes valeurs pour les tropiques. La simulation OBSERVED+2K donne donc des estimations similaires au GCM couplé IPSL-CM4 pour la rétroaction du gradient vertical de température.

En revanche, la simulation FLAT montre une rétroaction positive. Tout d'abord, on peut voir que la température de la simulation FLAT diminue en moyenne entre 20°N et 20°S. Ensuite, nous avons diagnostiqué un déplacement vers le bas de la tropopause dans FLAT. Ces refroidissements semblent expliquer un refroidissement LW moins fort dans FLAT que dans OBSERVED. La rétroaction du gradient de température est donc fortement positive entre FLAT et OBSERVED.

Caractérisation des rétroactions climatiques pour les régions ascendantes et subsidentes dans les simulations aqua-planètes

Pour avoir une idée de l'effet local des rétroactions climatiques, les paramètres des rétroactions en moyenne zonale sont donnés dans la Fig.5.7.

Tout d'abord, les rétroactions de FLAT sont fortes, mais localisées au niveau des tropiques. Tandis que les rétroactions de OBSERVED+2K sont plus uniformes et plus faibles. Remarquons ensuite une certaine similitude entre les rétroactions des simulations FLAT et OBSERVED+2K.

La réponse de Planck due à l'augmentation de la température de surface exerce une rétroaction négative, proportionnelle à l'augmentation de la température de surface. La rétroaction des nuages est anormalement forte par rapport à la rétroaction du modèle IPSL-CM4, à cause d'une surreprésentation des nuages océaniques dans les simulations aqua-planètes. Dans FLAT la rétroaction des nuages est démesurément forte, exerçant une très forte rétroaction positive en particulier au niveau de l'ITCZ.

L'effet radiatif des changements d'humidité relative est fort localement. Entre 10° et 20°, au niveau des branches ascendantes des cellules de Hadley, l'effet radiatif de l'humidification en humidité relative sur le bilan radiatif est de environ $6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Par opposition, l'assèchement des branches subsidentes et de l'équateur diminue la rétroaction de la vapeur d'eau dans les subtropiques. Cependant les conséquences de l'humidification de la troposphère sont plus fortes au total que les conséquences des assèchements, et l'humidité relative exerce donc au total une rétroaction positive.

La rétroaction totale de la vapeur d'eau est par contre moins forte dans FLAT que OBSERVED+2K, comme l'augmentation de la température se fait au niveau des subtropiques dans FLAT. Au niveau des subtropiques, l'humidité relative est plus faible et les changements d'humidité saturante ont moins d'influence sur la rétroaction de la vapeur d'eau.

Discussion

Pour résumer, les rétroactions sont très différentes suivant la perturbation de température de surface des simulations aqua-planètes. Dans la simulation FLAT, si on augmente la température au niveau des subtropiques, la circulation de Hadley devient plus faible que pour une augmentation uniforme de température (représenté par OBSERVED+2K).

Nous montrons ainsi qu'une circulation de Hadley plus faible est corrélée avec une augmentation moyenne de l'humidité relative des subtropiques. Dans FLAT, l'augmentation de l'humidité relative est responsable d'une amplification de la rétroaction positive de la vapeur d'eau.

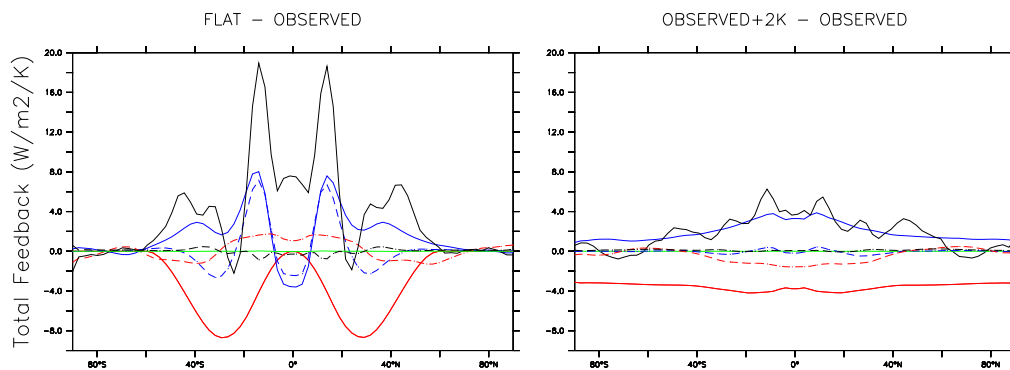


FIG. 5.7 – Paramètre des rétroactions, en moyenne zonale, entre les simulations OBSERVED et FLAT, à gauche, et entre les simulations OBSERVED+2K et OBSERVED à droite. On donne le paramètre des rétroactions des nuages, λ_C (noir), de la température de surface, λ_0 (rouge), du gradient de température, λ_L (tirets rouges), de la vapeur d'eau, λ_q (en bleu), de l'albédo, λ_α (vert) et de l'humidité relative λ_{RH} (tirets bleus). On a ajouté l'estimation des non linéarités λ_N en tirets noirs.

Cependant, les augmentations de température restent très localisées dans FLAT, et l'augmentation de la vapeur d'eau saturante reste faible par rapport à OBSERVED+2K. En bilan, la rétroaction totale de la vapeur d'eau est donc plus faible dans FLAT que OBSERVED+2K.

5.5 Influence du schéma de convection sur la rétroaction de la vapeur d'eau

5.5.1 Introduction

La rétroaction de la vapeur d'eau est sensible au détraînement et entraînement exercés par la convection. La paramétrisation de la convection dans les GCMs et ses conséquences sur la rétroaction de la vapeur d'eau a donc été étudiée dans cette dernière partie.

5.5.2 Simulations utilisées

Nous avons utilisé des ensembles de 5 ans de simulations forcées utilisant des SSTs climatologiques du Projet d'Intercomparaison de Modèles Atmosphériques (AMIP). Les SSTs ont été calculées à partir d'une moyenne climatologique entre 1979 et 1998.

La résolution de nos simulations est $2.53^\circ \times 3.75^\circ$ et nous utilisons 19 niveaux verticaux.

Le changement climatique est simulé par une augmentation uniforme des SSTs de 2K qui simule l'essentiel des effets robustes du changement climatique.

Le GCM LMDZ a tout d'abord été utilisé dans sa configuration standard, utilisant le schéma de convection de Emanuel et al. (1994), avec une représentation complexe des entraînements et détraînements. Le schéma convectif de Emanuel et al. (1994) est en interaction avec les propriétés des nuages dans cette configuration du modèle (Bony and Emanuel, 2001).

Ensuite, nous avons réalisé les mêmes simulations avec le GCM LMDZ en utilisant le schéma de convection de Tiedke qui représente de manière plus simplifiée les entraînements et détraînements. Une description plus précise de la physique des schémas de convection est donnée dans Hourdin et al. (2006).

Chaque simulation a été faite sur 5 cycles climatologiques. Un résumé des simulations est donné pour référence dans le tableau 5.5.

Nom	Schéma convection	SST/SIC	nb éléments
CNTRL	Emanuel	AMIP (1979/1998)	5
CNTRL+2K	Emanuel	AMIP (1979/1998) + 2 K	5
TIEDKE	Tiedke	AMIP (1979/1998)	5
TIEDKE+2K	Tiedke	AMIP (1979/1998) + 2 K	5

TAB. 5.5 – Présentation de simulations forcées utilisant LMDZ

5.6 Résultats

Les paramètres des rétroactions données par les schémas de convection de Tiedke et Emanuel sont résumés dans le tableau 5.6.

Il apparaît que les rétroactions sont très proches entre simulations utilisant le schéma de convection de Tiedke et le schéma de convection de Emanuel.

Dans notre protocole expérimental, on impose une augmentation de 2K uniforme. Dans le modèle couplé il est démontré que ces changements ne sont pas uniformes mais sont plus forts aux hautes latitudes qu'aux tropiques. Notre protocole expérimental surestime donc les changements aux tropiques et sous-estime les changements aux latitudes moyennes. Nous trouvons ainsi une rétroaction positive des nuages plus forte que celle diagnostiquée dans le modèle couplé IPSL-CM4.

La rétroaction des nuages est plus forte avec le schéma de Emanuel où les propriétés nuageuses sont reliées au schéma de convection, qu'avec le schéma de TIEDKE.

La rétroaction de la vapeur d'eau est environ 10% plus forte pour les simulations TIEDKE que pour les simulations CNTRL. En revanche si on considère la rétroaction en ciel clair de la vapeur d'eau et du gradient vertical de température combiné, on retrouve des valeurs très proches pour les deux simulations. Nous suggérons donc que la rétroaction de la vapeur d'eau dans notre GCM est peu dépendante du schéma de convection.

Rétroaction	Moy. glob.	Moy. trop.	Moy. glob.	Moy. trop.
	CNTRL	CNTRL	TIEDKE	TIEDKE
Planck λ_0	-3.8	-4.0	-3.9	-4.2
Nuage λ_C	2.0	2.6	1.4	1.6
Vapeur d'eau λ_q	2.2	3.0	2.4	3.3
Humidité Relative λ_{RH}	-0.061	0.011	-0.049	0.025
Albédo λ_α	0.19	0.01	0.18	0.00
Lapse rate λ_L	-0.41	-0.82	-0.43	-0.84
Lapse rate + vapeur d'eau λ_{L+q}^*	2.1	2.5	2.1	2.6
Non linéaire λ_N	0.15	0.012	0.18	0.082

TAB. 5.6 – Paramètres des rétroactions, en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, pour différentes simulations aqua-planètes, de la température de surface (Planck), des nuages C , de la vapeur d'eau q , de l'albédo α , et du gradient vertical de température L . La rétroaction de la vapeur d'eau combinée au gradient de température $L + q$ a été donnée en ciel clair. λ_N donne la non linéarité entre les différentes rétroactions. Les rétroactions ont été calculées entre les simulations CNTRL et CNTRL+2K à gauche et entre TIEDKE et TIEDKE+2K à droite. Il est donné pour chaque paramètre la moyenne globale (entre 90N et 90S) et la moyenne tropicale (entre 30N et 30S).

Nos résultats montrent donc que notre GCM donne une valeur similaire de la rétroaction de la vapeur d'eau, pour deux schémas de convection différents. La rétroaction de la vapeur d'eau est donc insensible au schéma de convection, ce qui confirme les résultats de Ingram (2002).

5.7 Synthèse

Dans ce chapitre, nous nous sommes focalisé sur la rétroaction de la vapeur d'eau et sa représentation dans les GCMs. Ce chapitre est proposé à titre d'ouverture, pour appliquer nos études de changement de circulation générale de l'atmosphère à l'étude de la rétroaction climatique de la vapeur d'eau.

Nous avons montré que les GCMs ont tendance à simuler des humidités trop fortes dans la haute troposphère. Ces valeurs trop fortes en humidité relative semblent être liées à une surestimation de la circulation générale de l'atmosphère dans les GCMs.

Ensuite, nous avons caractérisé les rétroactions climatiques dans le modèle couplé IPSL-CM4. Nous montrons que les changements de circulations générales peuvent expliquer une faible rétroaction négative due au changement d'humidité relative ($-0.1 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$). Ces changements d'humidité relative sont la conséquence de l'extension vers les pôles des cellules de Hadley, et de l'augmentation de la hauteur de tropopause lors du changement climatique.

A l'aide de simulations aqua-planètes nous montrons alors qu'une augmentation uniforme de température de surface donne des valeurs réalistes des rétroactions climatiques de la vapeur d'eau. De plus, nous trouvons qu'une augmentation de température localisée dans les subtropiques diminue la circulation de Hadley. Les changements d'humidité relative sont alors responsables d'une rétroaction positive de $0.3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. En revanche, la rétroaction totale de la vapeur d'eau est diminuée, dans une telle simulation.

Enfin, nous confirmons que la rétroaction de la vapeur d'eau reste constante lors d'un changement du schéma convectif dans un GCM.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

6.1 Conclusion

Ce travail de thèse avait été abordé avec l'idée de comprendre, à l'aide d'arguments simples, la modification de la circulation atmosphérique au niveau des zones tropicales dans les GCMs.

Dans une première partie nous avons résumé les théories expliquant la circulation générale de l'atmosphère, et nous avons montré qu'il existait un fossé important entre les modèles conceptuels simples et la complexité du système climatique des GCMs ou des observations.

Par le diagnostic de modèles couplés océan-atmosphère récents, on a confirmé l'existence d'un affaiblissement de circulation générale de l'atmosphère, moins marqué sur la composante méridienne (Hadley) de la circulation atmosphérique que sur la composante longitudinale (Walker). L'affaiblissement de la circulation tropicale a été expliqué par l'augmentation de la stabilité statique de l'atmosphère lors du réchauffement climatique. Dans le modèle couplé IPSL-CM4, l'aire occupée par les branches ascendantes des cellules de Hadley diminue par rapport à l'aire occupée par les branches subsidentes de la cellule de Hadley. La circulation de Hadley s'affaiblit donc moins que ce que prévoit les changements de stabilité statique. De plus, nous avons diagnostiqué un déplacement vers les pôles de la circulation méridienne, qui a été confirmé par de récentes études Lu et al. (2007). Ce déplacement vers les pôles des cellules de Hadley dans le modèle océan-atmosphère IPSL-CM4, se fait avec un déplacement et un affaiblissement des jets subtropicaux. Nous avons suggéré que les transports de quantité de mouvement vers les pôles sont principalement responsables du changement en extension des cellules de Hadley. Les régimes tourbillonnaires des moyennes latitudes sont alors de même déplacés vers les pôles.

Afin de comprendre les changements diagnostiqués dans les modèles couplés, nous avons mis en place des simulations utilisant le modèle atmosphérique LMDZ4, permettant d'isoler certains mécanismes diagnostiqués dans le changement climatique. Nous avons ainsi mis en évidence, dans le GCM couplé IPSL-CM4, que si le changement uniforme des SSTs représentait bien les effets les plus robustes du changement climatique, la structure méridienne des SSTs est principalement responsable des changements de circulation de Hadley. Nous montrons que la représentation des changements de circulation de Hadley est cruciale pour modéliser correctement les changements de précipitations dans les tropiques. Par l'utilisation du modèle LMDZ4 dans une configuration aqua-planète, nous montrons que les changements de circulation méridienne en réponse aux changements de gradients de SST, sont compréhensibles par l'étude des transports d'énergie. En changeant les gradients de SST, l'énergie apportée par la surface, et celle rejetée par l'atmosphère sous forme de rayonnement, varient peu. En conséquence, des gradients de SST plus forts transportent plus efficacement l'énergie, et forment une plus faible circulation grande échelle pour transporter la même quantité d'énergie.

Enfin, la circulation tropicale est déterminante pour la modélisation de l'humidité relative de la haute troposphère dans les modèles climatiques. Nous avons alors comparé des simulations du modèle LMDZ4 avec des observations pour identifier les biais de ce modèle. Puis, nous avons mis en place une méthode pour comparer les rétroactions climatiques à un régime dynamique

donné. Nous avons alors étudié la rétroaction de la vapeur d'eau, qui est responsable de la plus forte rétroaction positive sur le climat. Les changements d'humidité relative, qui s'expliquent par les modifications de la circulation de grande échelle dans le GCM IPSL-CM4, sont responsables d'une atténuation de 5% de la rétroaction de la vapeur d'eau. Cependant, nous montrons qu'un changement de la circulation de grande échelle, en changeant significativement les humidités relatives, change assez significativement l'humidité relative et la rétroaction de la vapeur d'eau.

6.2 Perspectives

Nous distinguons ici plusieurs catégories d'éléments de perspectives de cette thèse.

La modélisation de la circulation de Hadley dans les GCMs

Nous avons étudié les circulations de grande échelle, et notamment la circulation de Hadley, dans les GCMs. Cette circulation est l'une des structures les plus marquées dans le climat tropical. Nous avons montré au cours de nos travaux que les GCMs océan-atmosphère montraient pourtant des intensités et des extensions géographiques très variables pour la circulation de Hadley. Les processus radiatifs, nuageux, convectifs et turbulents peuvent expliquer les biais des GCMs. Nous proposons alors d'étudier quelle paramétrisation est la plus critique pour modéliser correctement la circulation de Hadley. L'étude des nuages, dont les incertitudes sont encore très importantes dans les modèles (Bony and Dufresne, 2005), nous semble être une bonne piste pour étudier les différences de refroidissement radiatif entre zones subsidentes et zones ascendantes, qui pourraient expliquer les différences importantes de circulation de Hadley parmi les GCMs.

Les nouvelles observations CloudSat donnent des informations sur la structure tridimensionnelle des nuages. De telles observations sont prometteuses pour tester les nuages dans les GCMs, en vue d'en améliorer les paramétrisations.

L'affaiblissement de la circulation tropicale lors du changement climatique

Lors d'un changement climatique, nous constatons une faible diminution de la circulation de Hadley, accompagnée d'une forte diminution de la composante Walker de la circulation générale de l'atmosphère. La différence, constatée dans les GCMs, dans l'intensité des modifications entre les circulations de Hadley et les circulations de Walker, reste assez inexpliquée dans la littérature.

Nous suggérons que les changements de refroidissements radiatifs de l'atmosphère sont plus marqués dans leur composante longitudinale que dans leur composante méridienne. Ces changements de refroidissement radiatif pourraient s'expliquer par des changements nuageux importants sur les bords est des océans (Bony and Dufresne, 2005). En effet les nuages bas de la couche limite océanique exercent en moyenne une rétroaction positive, dont la modélisation est donnée comme la plus grande incertitude des GCMs lors d'un changement climatique.

De plus, si un ralentissement de la circulation de Walker a bien été mis en évidence au cours de la période récente (Vecchi et al., 2006), peu d'observations indiquent un éventuel affaiblissement de la circulation de Hadley. En revanche, les réanalyses ERA40 et NCEP montrent une intensification de leur circulation de Hadley lors des 20 dernières années (Mitas and Clement, 2006). Les réanalyses semblent avoir des biais significatifs dans la haute troposphère tropicale, qui amplifient notablement la circulation de Hadley. Il reste cependant à le prouver de manière plus précise.

Compréhension des changements du cycle hydrologique

Les études de la circulation de grande échelle sont particulièrement intéressantes pour comprendre les changements du cycle hydrologique lors du changement climatique. Held and Soden (2006) ont montré que la diminution générale de la circulation générale de l'atmosphère était liée

aux changements de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Comme l'humidité relative reste constante lors du changement climatique, l'augmentation de la vapeur d'eau dans l'atmosphère est donnée avec une très bonne approximation par l'équation de Clausius Clapeyron. Puisque les variations des précipitations sont très contraintes par les changements de refroidissement radiatif de l'atmosphère, les précipitations augmentent moins que l'humidité dans l'atmosphère, et la circulation générale de l'atmosphère ralentit pour faire converger un flux de masse moins fort au niveau de l'ITCZ.

Encore une fois, un tel mécanisme devrait pouvoir s'observer à partir de données d'humidité, ou de vent. Régionalement, les transports d'eau dans les cellules de circulation devraient être changés localement par les changements globaux du cycle hydrologique. L'étude des transports d'eau et des bilans d'eau dans la période récente à l'aide des observations de la campagne Analyse Multi-disciplinaire de la Mousson Africaine (AMMA) devrait pouvoir mettre en évidence des changements à partir d'observations. De plus, les GCMs et leurs paramétrisations seront testés sur la région de l'Afrique de l'Ouest pour voir ces mécanismes à l'échelle régionale.

Diagnostiquer les paramétrisations dans les GCMs

L'étude des processus convectifs semble être cruciale pour comprendre les changements de circulation grande échelle. Nous montrons dans cette thèse que l'utilisation de simulations idéalisées, comme par l'utilisation de GCMs dans des configurations aqua-planètes, peuvent aider à comprendre les effets les plus robustes des modèles en terme de circulation méridienne et de précipitations. Nous pensons donc que les simulations du projet APE sont utiles pour tester les différentes paramétrisations d'un GCM.

Notre étude GCM LMDZ4 peut aussi être utilisée pour comparer LMDZ4 aux autres GCMs participant au projet APE, et ainsi mettre en avant les particularités de LMDZ4, qui se retrouvent dans les simulations du climat actuel.

Le déplacement vers les pôles des circulations méridiennes et des jets subtropicaux

Dans cette thèse, nous montrons que la circulation de Hadley s'étend et se déplace vers les pôles de manière significative, dans les GCMs lors de simulations de réchauffement climatique. L'explication de ce déplacement vers les pôles a notamment été étudiée à l'aide de simulations aqua-planètes (Frierson et al., 2007b). Cependant l'extension des structures dynamiques vers les pôles semble avoir plusieurs aspects, et reste une question à propos du climat futur. Ce déplacement vers les pôles a été interprété comme étant le résultat combiné du déplacement vers la haut de la tropopause et des modifications des gradients méridiens de température.

Ce déplacement vers les pôles des cellules de Hadley est corrélé dans le modèle IPSL-CM4 avec le déplacement de la course des tempêtes (Yin, 2005), ou encore avec des jets subtropicaux, vers les pôles.

Il reste cependant à trouver comment relier les circulations tropicales avec les régimes tourbillonnaires des moyennes et hautes latitudes. Cette question est très importante si on veut comprendre l'évolution future du climat. Est-ce que, comme le suggère Hou (1998) la baroclinicité change lors du changement climatique ? Est-ce que cela se voit dans les grandeurs d'échelles caractéristiques des régimes tourbillonnaires des moyennes latitudes ? Est-ce que les téléconnexions entre tropiques et moyennes latitudes sont modifiées ?

Si les changements d'intensité de la circulation de Hadley en changement climatique n'ont que peu d'incidence sur le climat tropical. Les déplacements vers les pôles des cellules pourraient avoir d'importantes conséquences au niveau des régions subtropicales. La variation des extrêmes climatiques, qui est particulièrement importante pour évaluer les impacts du changement climatique, devrait être également affectée par le déplacement des structures climatiques vers les pôles.

La modélisation de l'humidité relative dans la troposphère libre

Nous avons étudié brièvement quelques problématiques sur les interactions de la circulation de grande échelle avec l'humidité. Nous montrons que des biais humides systématiques sont observés dans les modèles de climat. Est-ce que la circulation tropicale des modèles de climat est trop forte ? Nous ne pensons pas que ce soit le cas, comme les estimations de la circulation de Hadley à partir de radiosondages (Waliser et al., 1999), donnent des circulations de Hadley similaires dans les observations et les modèles. Cependant il reste à démontrer comment expliquer les biais humides des régions sèches des modèles.

Est-ce que le biais en humidité relative de la troposphère libre est lié à la base de données utilisée ? L'étude d'autres bases de données, comme AIRS, donnant la structure tridimensionnelle de l'humidité relative dans les tropiques, devrait pouvoir apporter d'autres arguments sur les biais des GCMs en terme d'humidité relative.

La rétroaction de la vapeur d'eau

La rétroaction de la vapeur d'eau d'un GCM a été étudiée à la fin de ce travail de thèse. Nous suggérons que les changements de circulation tropicale et notamment l'extension vers les pôles des cellules de Hadley, pourrait être liée à un assèchement des régions subtropicales. Cependant, le déplacement vers le haut de la tropopause peut aussi expliquer un assèchement des subtropiques, en modifiant la température du dernier point de saturation des parcelles d'air. Il nous reste donc à discriminer ces deux mécanismes, qui seraient responsables d'une diminution de 5% de la rétroaction positive de la vapeur d'eau.

Annexe A

Calcul de la fonction de courant méridienne

La circulation de Hadley est classiquement représentée par la fonction de courant dans le plan Y-Z (latitude altitude). Soit ψ la fonction de courant, sa définition est (Waliser et al., 1999) :

$$[\bar{v}] = g \frac{\partial \psi}{2\pi a \cos \varphi \partial p} \quad (\text{A.1})$$

$$[\bar{\omega}] = -g \frac{\partial \psi}{2\pi a^2 \cos \varphi \partial \varphi} \quad (\text{A.2})$$

Avec v la vitesse méridienne, ω la vitesse verticale en coordonnées pression. Pratiquement, on trouve donc la fonction de courant par une intégration verticale du vent méridien v :

$$\psi = \int \frac{2\pi a \cos \varphi}{g} [\bar{v}] dp \quad (\text{A.3})$$

On suppose qu'il n'y a pas de flux de masse méridien sur des échelles de temps de l'ordre du mois, on a donc enlevé au champ de vitesse méridienne l'anomalie :

$$[\bar{v}] = \frac{1}{P_s - P_{TOA}} \int_{P_s}^{P_{TOA}} [\bar{v}] dp \quad (\text{A.4})$$

On obtient donc une fonction de courant ψ dont l'unité est en kg.s^{-1} et dont l'ordre de grandeur est $10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$.

$$\psi = \int \frac{2\pi a \cos \varphi}{g} ([\bar{v}] - \overline{[\bar{v}]}) dp \quad (\text{A.5})$$

On peut vérifier que l'anomalie $\overline{[\bar{v}]}$ est très petite et change peu la valeur de la fonction de courant.

Annexe B

Acronymes

Ci-dessous sont indiquées les abréviations utilisées dans la thèse.

20CM3 Simulation du 20^{ième} Siècle
20th Century Simulation

AGCM Modèle de Circulation Générale Atmosphérique
Atmospheric Global Circulation Model

AMIP Projet d'Intercomparaison de Modèles Atmosphériques
Atmospheric Model Intercomparison Protocol

AMMA Analyse Multi-disciplinaire de la Mousson Africaine
Multidisciplinary Analysis of African Monsoon

AMSU Unité Avancée de Sondage Micro-onde
Advanced Microwave Sounding Unit

AOGCM Modèle de Circulation Générale Océan Atmosphère
Atmosphere-Ocean Global Circulation Model

APE Projet d'Expériences Aqua-planètes
Aqua-Planet Experiment Project

AR4 Quatrième Rapport d'Evaluation
Fourth Assessment Report

CAPE Energie potentiel convective disponible
Convective Available Potential Energie

CFCs Chlorofluocarbures

CMIP Projet d'Intercomparaison de Modèles Couplés
Coupled Model Intercomparison Protocol

CO₂ Dioxyde de Carbone

CRM Modèle Résolvant les Nuages
Cloud Resolving Model

ENSO Oscillation du Sud El Niño
El Niño Southern Oscillation

EP Eliassen-Palm

FTH Humidité de la Troposphère Libre
Free Tropospheric Humidity

GCM Global Circulation Model
Modèle de circulation Générale

GPCP Projet Climatologie Globale des Précipitations
Global Precipitation Climatology Project

HIRS Sondeur Infrarouge à Haute Résolution
High Resolution Infrared Sounder

IPCC Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat
Intergovernmental Panel on Climate Change

IR Infrarouge

ISCCP Projet International Climatologie Satellitaire des Nuages
International Satellite Cloud Climatology Project

ITCZ Zone de Convergence Inter-Tropicale
Inter Tropical Convergence Zone

LW Grande Longueur d'Onde
Long-Wave

MCS Système Convectif Mésoéchelle
Mesoscale Convective System

MSE Energie Statique Humide
Moist Static Energy

MSU Unité de Sondage Micro-onde
Microwave Sounding Unit

OLR Rayonnement Sortant à Grande Longueur d'Onde

Outgoing Long-Wave Radiation

PDF Fonction de Densité de Probabilité

Probability Density Function

SIC Composante Glace de Mer

Sea Ice Component

SLP Pression au niveau de la mer

Sea Level Pressure

SST Température de Surface de la Mer

Sea Surface Temperature

SW Courte Longueur d'Onde

Short-Wave

TAR Troisième Rapport d'Evaluation

Third Assessment Report

TOA Sommet de l'Atmosphère

Top Of the Atmosphere

UTH Humidité de la Haute Troposphère

Upper Tropospheric Humidity

Bibliographie

- Allan, R. P., M. A. Ringer, and A. Slingo, 2003 : Evaluation of moisture in the Hadley Centre climate model using simulations of HIRS water-vapour channel radiances. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129**, 3371–3389.
- Allen, R. A. and W. J. Ingram, 2002 : Constraints on future changes in climate and the hydrologic cycle. *Nature*, **419**, 224–232.
- Andrews, D., J. Holton, and C. Leovy, 1987 : *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, New York, USA.
- Arakawa, A. and W. H. Schubert, 1974 : Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.
- Bates, J. J. and D. L. Jackson, 1997 : A comparison of water vapor observations with AMIP I. *J. Geophys. Res.*, **102**, 21,837–21,852.
- Bates, J. J., D. L. Jackson, F.-M. Bréon, and Z. D. Bergen, 2001 : Variability of tropical upper tropospheric humidity 1979-1998. *J. Geophys. Res.*, **106**, 32,271–32,281.
- Bellon, G., H. L. Treut, and M. Ghil., 2003 : Large-scale and evaporation-wind feedbacks in a box model of the tropical climate. *Geophysical Research Letters*, **30**, 2145–2150.
- Betts, A. K. and W. Ridgway, 1988 : Coupling of the radiative, convective, and surface fluxes over the equatorial pacific. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 522–536.
- Bony, S., R. Colman, R. P. A. V. M. Kattsov, C. S. Bretherton, J.-L. Dufresne, A. Hall, S. Hallegate, M. M. Holland, W. Ingram, D. A. Radndall, B. J. Soden, G. Tselioudis, and M. J. Webb, 2006 : How well do we understand and evaluate climate change feedback processes ? *J. Climate*, **19**, 3445–3482.
- Bony, S. and J.-L. Dufresne, 2005 : Marine boundary-layer clouds at the heart of tropical cloud feedback uncertainties in climate models. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L20806,doi :10.1029/2005GL023851.
- Bony, S., J.-L. Dufresne, H. L. Treut, and J.-J. M. C. Senior, 2004 : On dynamic and thermodynamic components of cloud change. *Climate Dynamics*, **22**, 71–86.
- Bony, S. and K. Emanuel, 2001 : A parametrization of cloudiness associated with cumulus convection ; evaluation using TOGA COARE data. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3158–3183.
- Bretherton, C. S., P. N. Blossey, and M. E. Peters, 2003 : Interpretation of simple and cloud-resolving simulations of moist convection-radiation interaction with a mock-Walker circulation. *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, **20**, 421–442.
- Bretherton, C. S. and A. H. Sobel, 2002 : A simple model of a convectively coupled walker circulation using the weak temperature gradient approximation. *J. Climate*, **15**, 2907–2920.

- Broniez, H. and R. Pierrehumbert, 2007 : Intercomparison of tropical tropospheric humidity in GCMs with AMSU-B water vapor data. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L17812, doi :10.1029/2006GL029118.
- Broniez, H., R. Roca, and L. Picon, 2005 : Evaluation of the distribution of subtropical free tropospheric humidity in AMIP-2 simulations using METEOSAT water vapor channel data. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L19708, doi :10.1029/2005GL024341.
- Chen, G. and I. M. Held, 2007 : Phase speed spectra and recent poleward shift of Southern Hemisphere surface westerlies. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L21805, doi :10.1029/2007GL031200.
- Chen, G. and P. Zurita-Gotor, 2008 : The tropospheric jet response to prescribed zonal forcing in an idealized atmospheric model. *J. Atmos. Sci.*, accepted.
- Chen, J., B. Carlson, and A. D. Genio, 2002 : Evidence for strengthening of the tropical general circulation in the 1990s. *Science*, **295**, 838–841.
- Clement, A. C. and R. Seager, 1999 : Climate and the tropical oceans. *J. Climate*, **12**, 3384–3401.
- Clement, A. C. and B. Soden, 2005 : The sensitivity of the tropical-mean radiation budget. *J. Climate*, **18**, 3189–3204.
- Colman, R., 2003 : A comparison of climate feedbacks in general circulation models. *Clim. Dyn.*, **20**, 865–873.
- Colman, R. A., 2001 : On the vertical extent of atmospheric feedbacks. *Clim. Dyn.*, **17**, 391–405.
- Dalu, G. A., M. Geatani, R. A. P. Sr., M. Baldi, and G. Maracchi, 2004 : Regional variability of the ITCZ and of the Hadley cell. *International Journal of Climatology*, submitted.
- Dima, I. M. and J. M. Wallace, 2003 : On the seasonality of the Hadley cell. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1522–1527.
- Dufresne, J.-L. and S. Bony, 2008 : An assessment of the primary sources of spread of global warming estimates from coupled atmosphere-ocean models. *J. Climate*, In Revision.
- Emanuel, K. A., 1993 : A cumulus representation based on the episodic mixing model : the importance of mixing and microphysics in predicting humidity. *AMS Meteorol Monogr*, **24**, 185–192.
- 1994 : *Atmospheric Convection*. Oxford University Press, Oxford, UK.
- Emanuel, K. A., J. D. Neelin, and C. S. Bretherton, 1994 : On large-scale circulations in convecting atmospheres. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **120**, 1111–1143 Part B JUL.
- Fang, M. and K. K. Tung, 1996 : A simple model of nonlinear Hadley circulation with an ITCZ : analytic and numerical solutions. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1241–1261.
- 1999 : Time-dependant nonlinear Hadley circulation. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1797–1807.
- Frierson, D. M. and I. Held, 2006 : A gray-radiation aquaplanet moist GCM. Part I : Static stability and eddy scale. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2548–2566.
- Frierson, D. M. W., J. Lu, and G. Chen, 2007a : The Width of the Hadley Circulation in Simple and Comprehensive General Circulation Models. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L18804, doi :10.1029/2007GL031115.
- 2007b : Width of the Hadley cell in simple and comprehensive general circulation models. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L18804, doi :10.1029/2007GL031115.

- Fu, Q., C. Johanson, J. Wallace, and T. Reichler, 2006 : Enhanced mid-latitude tropospheric warming in satellite measurements. *science*, **312**, 1179.
- Gastineau, G., H. L. Treut, and L. Li, 2008 : Hadley circulation changes under global warming conditions indicated by coupled climate models. *submitted to Tellus A, in revision*.
- Grabowski, W. W. and M. W. Moncrieff, 2004 : Moisture-convection feedback in the tropics. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 2081–3104.
- Hallegatte, S., A. Lahellec, and J.-Y. Grandpeix, 2006 : An elicitation of the dynamic nature of water vapor feedback in climate change using a 1D model. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1878–1894.
- Held, I. M., 2000 : *The general circulation of the atmosphere*. Woods Hole Oceanogr. Inst., Woods Hole, MA, <http://gfd.who.edu/proceedings/2000/PDFvol2000.html>.
- Held, I. M. and A. Y. Hou, 1980 : Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 515–533.
- Held, I. M. and B. J. Soden, 2000 : Water vapor feedback and global warming. *Annual Reviews of Energy and the Environment*, **25**, 441–475.
- 2006 : Robust responses of the hydrological cycle to global warming. *J. Climate*, **19**, 5686–5699.
- Holland, M. M. and C. M. Bitz, 2003 : Polar amplification of climate change in coupled models. *Clim. Dyn.*, **21**, 221–232.
- Holton, J., 1992 : *An Intruduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, San Diego, California, USA.
- Hou, A. Y., 1998 : Hadley circulation as a modulator of the extratropical climate. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2437–2457.
- Hourdin, F., I. Musat, S. Bony, P. Braconnot, F. Codron, J.-L. Dufresne, L. Fairhead, M.-A. Filiberti, P. Friedlingstein, J.-Y. Grandpeix, G. Krinner, P. LeVan, Z.-X. Li, and F. Lott, 2006 : The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Clim. Dyn.*, **27**, 787–813.
- Iacono, M. J., J. S. Delamere, E. J. Mlawer, and S. A. Clough, 2002 : Evaluation of upper tropospheric water vapor in the NCAR Community Climate Model (CCM3) using modeled and observed HIRS radiances. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4937, doi :10.1029/2002JD002539.
- Ingramn, W. J., 2002 : On the robustness of the water vapor feedback : GCM vertical resolution and formulation. *J. Climate*, **15**, 917–921.
- IPCC, 2007 : *Climate Change 2007 : The Physical Science Basis*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Jackson, D. L. and J. J. Bates, 2001 : Upper tropospheric humidity algorithm assessment. *J. Geophys. Res.*, **106**, 32,259–32,270.
- Kelly, A. M. and D. A. Randall, 2001 : A two-box model of a zonal atmospheric circulation in the tropics. *J. Climate*, **14**, 3944–3964.
- Kim, H. K. and S. Y. Lee, 2001 : Hadley cell dynamics in a primitive equation model. Part II : Nonaxisymmetric flow. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2859–2871.
- Knutson, T. and S. Manabe, 1995 : Time mean response over the tropical pacific to increased CO₂ in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **8**, 2181–2199.

- Krinner, G., N. Viovy, N. de Noblet-Ducoudre, J. Oge, J. Polcher, P. Friedlingstein, P. Ciais, S. Sitch, and I. C. Prentice, 2005 : A dynamic global vegetation model for studies of the coupled atmosphere-biosphere system. *Global Biogeochemical Cycles*, in press.
- Larson, K., D. L. Hartmann, and S. A. Klein, 1999 : The role of clouds, water vapor, circulation, and boundary layer structure in the sensitivity of the tropical climate. *Journal of Climate*, **12**, 2359–2374.
- Li, Z., 2006 : Atmospheric GCM response to an idealized anomaly of the Mediterranean sea surface temperature. *Clim. Dyn.*, **27**, 543–552.
- Lindzen, R. S. and A. Y. Hou, 1988 : Hadley circulations for zonally averaged heating centered off the equator. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2416–2427.
- Lu, J., G. A. Vecchi, and T. Reichler, 2007 : Expansion of the Hadley cell under global warming. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L06805, doi :10.1029/2006GL028443.
- Miller, R. L., 1997 : Tropical thermostats and low cloud cover. *J. Climate*, **10**, 409–440.
- Mitas, C. M. and A. Clement, 2005 : Has the Hadley cell been strengthening in recent decades? *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L01810, doi :10.1029/2005GL024406.
- 2006 : Recent behavior of the Hadley cell and tropical thermodynamics in climate models and reanalyses. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L01810, doi :10.1029/2005GL024406.
- Morcrette, J. J., L. Smith, and Y. Fouquart, 1986 : Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations. *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 455–469.
- Moritz, R. E., C. M. Bitz, and E. J. Steig, 2002 : Dynamics of recent climate change in the Arctic. *Science*, **297**, 1497–1502.
- Neale, R. B. and B. J. Hoskins, 2001a : A standard test for AGCMs including their physical parametrizations : I : The proposal. *Atmos. Sci. Lett.*, **1**, doi :10.1006/asle.2000.0019.
- 2001b : A standard test for AGCMs including their physical parametrizations : II : Results for the Met Office model. *Atmos. Sci. Lett.*, **1**, doi :10.1006/asle.2000.0020.
- Numaguti, A., 1995 : Dynamics and energy balance of the Hadley circulation and the tropical precipitation zones. Part II : Sensitivity to meridional SST distribution. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1128–1141.
- Oort, A. and J. Yienger, 1996 : Observed interannual variability in the hadley circulation and its connection to ENSO. *J. Climate*, **9**, 2751–2767.
- Peixoto, J. P. and A. H. Oort, 1982 : *Physics of climate*. Springer, New York, US.
- Pierrehumbert, R. T., 1995 : Thermostats, radiators fins, and the local runaway greenhouse. *Journal of Atmospheric Science*, **52**, 1784–1806.
- Privé, N. C. and R. A. Plumb, 2007 : Monsoon Dynamics with interactive forcing. Part I : Axisymmetric studies. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1417–1430.
- Raisanen, J., 2003 : CO₂-induced changes in atmospheric angular momentum in CMIP2 experiments. *J. Climate*, **16**, 132–143.
- Rind, D. and J. Perlwitz, 2004 : The response of the Hadley circulation to climate changes, past and future. *The Hadley Circulation : Past, Present and Future (H.F. Diaz and R.S. Bradley, Eds.), Advances in Global Change Research*, Kluwer academic publisher, Dordrecht, The Netherlands, volume 21, 399–435.

- Russell, J. L., R. Stouffer, and K. Dixon, 2006 : Intercomparison of the southern ocean circulations in IPCC coupled model control simulations. *J. Climate*, **19**, 4560–4575.
- Santer, B., T. Wigley, C. Mears, F. Wentz, S. Klein, D. Seidel, K. Taylor, P. Thorne, M. Wehner, P. Gleckler, J. Boyle, W. Collins, K. Dixon, C. Doutriaux, M. Free, Q. Fu, J. Hansen, G. Jones, R. Ruedy, T. Karl, J. Lanzante, G. Meehl, V. Ramaswamy, G. Russell, and G. Schmidt, 2005 : Amplification of surface temperature trends and variability in the tropical atmosphere. *Science*, **309**, 1551–1556, doi :10.1126/science.1114867.
- Santer, B. D., R. Sausen, T. M. Wigley, J. S. Boyle, K. AchutaRao, C. Doutriaux, J. E. Hansen, G. A. Meehl, E. Roeckner, R. Ruedy, G. Schmidt, and K. E. Taylor, 2003 : Behavior of tropopause height and atmospheric temperature in models, reanalyses, and observations : Decadal changes. *J. Geophys. Res.*, **108(D1)**, 4002, doi :10.1029/2002JD002258.
- Santer, B. D., T. M. L. Wigley, J. S. Boyle, D. J. Gaffen, J. J. Hnilo, D. Nychka, D. E. Parker, and K. E. Taylor, 2000 : Statistical significance of trends and trend differences in layer-averaged temperature time series. *J. Geophys. Res.*, **105**, 7337–7356.
- Satoh, M., 1994 : Hadley circulations in radiative-convective equilibrium in an axially symmetric atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1947–1968.
- Schneider, E. K. and R. S. Lindzen, 1977 : Axially symmetric steady-state models of basic state for instability and climate studies. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 263–279.
- Schneider, T., 2006 : The general circulation of the atmosphere. *Ann. Rev. Earth Planet Sci.*, **34**, 655–688.
- Seager, R., N. Harnik, Y. Kushnir, W. Robinson, and J. Miller, 2003 : Mechanisms of hemispherically symmetric climate variability. *J. Climate*, **16**, 2960–2978.
- Sherwood, S. C. and C. L. Meyer, 2006 : The general circulation and robust relative humidity. *J. Climate*, **19**, 6278–6290.
- Soden, B. J. and F. P. Bretherton, 1994 : Evaluation of water vapor distribution in general circulation models using satellite observations. *J. Geophys. Res.*, **99**, 1187–1210.
- Soden, B. J. and I. M. Held, 2006 : An assessment of climate feedbacks in coupled ocean-atmosphere models. *J. Climate*, **19**, 3354–3360.
- Sugi, M., A. Noda, and N. Sato, 2002 : Influence of the global warming on tropical cyclone climatology : an experiment with the JMA global model. *J. Meteor. Soc. Jap.*, **80**, 249–272.
- Tanaka, H. L., N. Ishizki, and A. Kitoh, 2004 : Trend and interannual variability of walker, monsoon and Hadley circulation defined by velocity potential in the upper troposphere. *Tellus A*, **56**, 250–269.
- Trenberth, K. E. and J. M. Caron, 2001 : Estimates of meridional atmosphere and ocean heat transports. *J. Climate*, **10**, 3433–3443.
- Vecchi, G. and B. Soden, 2007 : Global warming and the weakening of the tropical circulation. *J. Climate*, **20**, 4316–4340.
- Vecchi, G. A., B. J. Soden, A. T. Wittenberg, I. M. Held, A. Leetmaa, and M. J. Harrison, 2006 : Weakening of the tropical atmospheric circulation due to antropogenic forcing. *Nature*, **441**, 73–76.
- Vidyunmala, V., R. S. Nanjundiah, and J. Srinivasan, 2007 : The effect of variation in sea-surface temperature and its meridional gradient on the equatorial and off-equatorial ITCZ in an Aquaplanet General Circulation model. *Meteorol. and Atmos. Phys.*, **95**, 239–252.

- Waliser, D. E., Z. Shi, J. R. Lanzante, and A. H. Oort, 1999 : The hadley circulation : assessing NCEP/NCAR reanalysis and sparse in-situ estimates. *Clim. Dyn.*, **15**, 719–735.
- Walker, C. C. and T. Schneider, 2005 : Response of idealised Hadley circulations to seasonally varying heating. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L06813, doi :10.1029/2004GL022304.
- Walker, C. C. and T. Schneider, 2006 : Eddy Influences on Hadley Circulations : Simulations with an Idealized GCM. *Journal of Atmospheric Sciences*, **63**, 3333–3350.
- Wang, C., 2004 : ENSO, Atlantic climate variability, and the Walker and Hadley circulations. *The Hadley Circulation : Past, Present and Future (H.F. Diaz and R.S. Bradley, Eds.)*, *Advances in Global Change Research*, Kluwer academic publisher, Dordrecht, The Netherlands, volume 21, 85–120.
- Watanabe, M., 2005 : On the presence of annular variability in an aquaplanet model. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L05701, doi :10.1029/2004GL021869.
- Webster, P. J., 2004 : The elementary Hadley circulation. *The Hadley Circulation : Past, Present and Future (H.F. Diaz and R.S. Bradley, Eds.)*, *Advances in Global Change Research*, Kluwer academic publisher, Dordrecht, The Netherlands, volume 21, 399–435.
- Wetherald, R. T. and S. Manabe, 1988 : Cloud feedback processes in a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1397–1415.
- Wielicki, B., P. Wong, R. Allan, A. Slingo, J. T. Kiehl, B. Soden, C. Gordon, A. Miller, S.-K. Yang, D. Randall, F. Robertson, J. Susskind, and H. Jacobowitz, 2002 : Evidence for large decadal variability in the tropical mean radiative energy budget. *Science*, **295**, 841–844.
- Williams, G. P., 2006 : Circulation sensitivity to tropopause height. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1954–1961.
- Williamson, D. L. and J. G. Olson, 2003 : Dependence of aqua-planet simulations on time step. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129**, 2049–2064.
- Winton, M., 2006 : Surface albedo feedbacks estimates for the AR4 climate models. *J. Climate*, **19**, 359–365.
- Wong, T., B. Wielicki, R. Lee, G. Smith, K. Bush, and J. Willis, 2006 : Reexamination of the Observed Decadal Variability of the Earth Radiation Budget Using Altitude-Corrected ERBE/ERBS Nonscanner WFOV Data. *J. Climate*, **19**, 4028–4040.
- Yano, J.-I., W. W. Grabowski, and M. W. Moncrieff, 2002 : Mean-state convective circulations over large-scale tropical SST gradients. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1578–1592.
- Yin, J. H., 2005 : A consistent poleward shift of the storm tracks in the simulations of 21st century climate. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L18701.
- Zhang, M. and H. Song, 2006 : Evidence of deceleration of atmospheric vertical overturning circulation over the tropical pacific. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L12701, doi :10.1029/2006GL025942.

[The following text is intentionally left blank to represent the missing content of the bibliography.]