



**HAL**  
open science

# Interactions Basses Frequences Ocean-Atmosphere dans l'Océan Austral

Guillaume Maze

► **To cite this version:**

Guillaume Maze. Interactions Basses Frequences Ocean-Atmosphere dans l'Océan Austral. Océan, Atmosphère. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006. Français. NNT: . tel-00515553

**HAL Id: tel-00515553**

**<https://theses.hal.science/tel-00515553>**

Submitted on 7 Sep 2010

**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.

# THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Spécialité  
**Climatologie**

Présentée par  
**Guillaume MAZE**

## **Interactions Basses Fréquences Océan-Atmosphère dans l'Océan Austral**

soutenue le 13 avril 2006

devant le jury composé de:

Alain Colin de Verdière	Directeur de thèse
Fabio D'Andrea	Co-directeur de thèse
Arnaud Czaja	Rapporteur
Nick Hall	Rapporteur
Claude Frankignoul	Examineur
Patrice Klein	Examineur
Frédéric Vivier	Invité

Thèse préparée aux:

Laboratoire de Physique des Océans, UBO, Brest, FRANCE  
et  
Laboratoire de Météorologie Dynamique, ENS, Paris, FRANCE



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>3</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>9</b>
Préambule . . . . .	9
1.1 Principaux modes lents de variabilités climatiques . . . . .	10
1.1.1 Les modes annulaires . . . . .	10
1.1.2 Influence du SAM sur l’océan Austral . . . . .	14
1.1.3 Les autres modes de variabilités . . . . .	16
1.2 Interactions océan-atmosphère aux moyennes latitudes . . . . .	21
1.2.1 De l’océan vers l’atmosphère . . . . .	21
1.2.2 De l’atmosphère vers l’océan et couplage . . . . .	24
1.3 Objectifs . . . . .	29
<b>2 Un modèle couplé de complexité intermédiaire</b>	<b>31</b>
Préambule . . . . .	31
2.1 L’atmosphère . . . . .	31
2.1.1 L’approximation QG et le modèle continu . . . . .	31
2.1.2 Le modèle discrétisé . . . . .	33
2.1.2.1 La dissipation . . . . .	34
2.1.2.2 La source de chaleur . . . . .	35
2.1.2.3 Les termes sources $S_i$ . . . . .	36
2.1.2.4 Diagnostic des grandeurs de surface . . . . .	37
2.2 L’océan . . . . .	38
2.3 Validation, climatologie . . . . .	42
<b>3 Variabilité basse-fréquence océan-atmosphère dans l’océan Austral</b>	<b>49</b>
Préambule . . . . .	49
3.1 Introduction . . . . .	51
3.2 Model description . . . . .	53
3.2.1 Equations . . . . .	53
3.2.2 Climatology of the CPL simulation . . . . .	54
3.3 Southern Hemisphere Variability . . . . .	56
3.4 SST anomalies creation mechanism . . . . .	60
3.5 Ocean-Atmosphere coupling role . . . . .	63

3.5.1	Forced ocean . . . . .	63
3.5.2	Forced atmosphere . . . . .	66
3.6	Discussion and Conclusion . . . . .	66
3.7	Appendix . . . . .	70
3.7.1	PV equation source terms . . . . .	70
3.7.2	2D Fourier decomposition . . . . .	71
3.8	Compléments : Maze et al. (2006) . . . . .	72
<b>4</b>	<b>Réponse stationnaire atmosphérique aux anomalies de SST dans l'hémisphère sud</b>	<b>77</b>
	Préambule . . . . .	77
4.1	Modèle et expériences . . . . .	77
4.2	Description de la réponse stationnaire . . . . .	80
4.3	Bilan de vorticité potentielle . . . . .	89
4.3.1	Réponse barocline . . . . .	90
4.3.2	Réponse barotrope . . . . .	92
4.4	Linéarité et non-linéarité de la réponse . . . . .	93
4.5	Rétroactions sur l'océan . . . . .	97
4.6	Résumé . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>101</b>
<b>A</b>	<b>Calcul du courant géostrophique de surface</b>	<b>107</b>
A.1	Méthode . . . . .	107
A.2	Application . . . . .	108
<b>B</b>	<b>Longueurs d'intégrations</b>	<b>113</b>
<b>C</b>	<b>Décomposition du bilan de VP</b>	<b>117</b>
<b>D</b>	<b>Linéarité de la réponse atmosphérique à 180E</b>	<b>119</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>123</b>

# Résumé

Les modes de variabilités interannuelles du système couplé océan-atmosphère aux moyennes latitudes de l'hémisphère sud sont étudiés avec un modèle de complexité intermédiaire. L'objectif est de déterminer les mécanismes d'interactions océan-atmosphère indépendamment du forçage tropical. Le modèle est un modèle atmosphérique quasi-géostrophique à 3 niveaux, couplé à une couche de mélange océanique de profondeur constante incluant l'advection géostrophique par le courant circumpolaire Antarctique (ACC). Le couplage océan-atmosphère se fait par les flux de chaleur de surface et les transports d'Ekman forcés par la tension de vent de surface. Dans une simulation totalement couplée, l'atmosphère, qui inclue la dynamique des transitoires baroclines, exhibe un mode annulaire (SAM) comme premier mode de variabilité interannuelle. Les anomalies de vent induites par le SAM créent des courants méridiens d'Ekman dans la couche de mélange qui induisent à leur tour des anomalies de température océanique de surface qui sont ensuite avectées par l'ACC. Un mécanisme purement forcé où le rôle de l'océan est réduit à l'advection des anomalies de SST est suffisant pour reproduire les caractéristiques principales de la variabilité. Néanmoins, une rétroaction positive de l'océan est mise en évidence par l'analyse de la réponse stationnaire atmosphérique à une anomalie de SST (SSTa).

Celle-ci est déterminée pour un ensemble d'expériences où une SSTa idéalisée est localisée en 14 longitudes différentes, uniformément réparties le long d'un cercle de moyenne latitude. En projetant les réponses obtenues sur les modes verticaux atmosphériques, il est mis en évidence la partition de la réponse en une composante barocline identique quelque soit la position de la SSTa et une composante barotrope se projetant sur le mode dominant de variabilité atmosphérique du modèle.

La SSTa induit une anomalie d'air chaud dans la couche basse atmosphérique qui engendre une réponse barocline  $45^\circ$  à l'est. Cette réponse est due à l'advection du vortex stretching induit par la SSTa, par les vents d'ouest quasi-stationnaires.

La réponse barotrope consiste en une haute pression aux moyennes latitudes et une basse pression sur le pôle quand les SSTa sont localisées de l'océan Atlantique ouest au centre de l'océan Indien ; et d'une haute pression sur le pôle quand elle est localisée du bassin Australo-Antarctique au centre de l'océan Pacifique. Les réponses barotropes ont une composante tourbillonnaire identique. La différence entre les réponses est déterminée par la composante zonale symétrique qui se projette sur le SAM. La réponse barotrope est formée par le terme d'advection de vorticité relative basse fréquence qui est lui-même déterminé par l'impact sur le pôle des interactions de l'anomalie de vorticité relative aux moyennes latitudes avec les ondes stationnaires du modèle.



# Abstract

Patterns of interannual variability of the ocean-atmosphere coupled system in the Southern Hemisphere extratropics are studied with a simple dynamical model, in order to determine the basic physical processes of interaction independently of tropical forcing. The model used is an atmospheric quasi-geostrophic model coupled to a "slab" oceanic mixed layer, which includes mean geostrophic advection by the Antarctic Circumpolar Current (ACC). The ocean-atmosphere coupling occurs through surface heat fluxes and Ekman current heat advection. In a fully coupled simulation, the atmospheric part of the model, which includes high frequency transient eddies at midlatitudes, exhibits a strong Southern Annular Mode (SAM) as the first mode of variability at interannual time-scales. The SAM-related wind anomalies induce Ekman currents in the mixed layer which produce sea surface temperature anomalies. These are then advected along by the ACC. A forced mechanism where the ocean role is reduced to advect the SST appears sufficient to reproduce the main features of the variability. Nevertheless, a positive feedback of the ocean was also found. It operates through anomalous Ekman currents heat advection and contributes to the maintenance of the SST anomaly.

The stationary atmospheric response to an idealised SST anomaly (SSTa) is next studied in the same simple model of the Southern Hemisphere. Sensitivity of the stationary atmospheric response to the SSTa location is determined. Differentiating the barotropic from the baroclinic responses, it was found that for extratropical SSTa, the baroclinic atmospheric response is independent of the SSTa longitude whereas the barotropic response can take two different patterns.

The SSTa induces a warm air anomaly through the thermal wind balance, which gives a baroclinic response that creates a trough 45 degrees eastward. This response is simply due to the advection of the SSTa induced anomalous vortex stretching by quasi-stationary westerlies. Baroclinic transient eddies were found to have a dissipative role.

The barotropic response consists of midlatitudes ridge and South Pole trough for SSTa localised from the western Atlantic to the Indian center ocean; and of South Pole ridge for SSTa localised from the Australo-Antarctic basin to the center of the Pacific ocean. The barotropic responses have a similar eddy component. The difference in the response pattern is selected by the zonally symmetric component, which is similar to opposite phases of the Southern Annular Mode (SAM). These SAM-like responses are driven by the anomalous advection of relative vorticity which in turn depends on the position of the SSTa relatively to the geopotential quasi-stationary wave mean field of the model.



# 1 Introduction

## Préambule

La Terre est caractérisée par la présence à sa surface de l'eau dans ses trois états fondamentaux : gazeux (l'atmosphère), liquide (les océans) et solide (principalement les calottes glaciaires). Outre la biosphère, ces trois composantes constituent les éléments clés de la machine climatique terrestre. Les banquises évoluent principalement au rythme de leur fonte et des précipitations. Même si leur rôle est essentiel, elles ne sont animées que d'une dynamique relativement lente et passive devant celles de l'eau et de l'air. L'océan et l'atmosphère sont deux fluides qui obéissent aux mêmes principes de dynamique. Cependant, les différentes conditions aux limites qui les contraignent (les océans ont des "bords" que ne connaît pas l'atmosphère) et leurs propriétés physiques très différentes (l'eau, mille fois plus dense que l'air est aussi capable de stocker quatre mille fois plus de chaleur pour un même volume) confèrent à chacune de ces composantes une dynamique qui lui est propre.

La prévision du temps, que ce soit aux échelles météorologiques de quelques jours ou climatiques de plusieurs années, implique notamment la connaissance des mécanismes de fluctuation de l'atmosphère et de l'océan. La rougeur des spectres atmosphériques à basses fréquences montre que l'atmosphère possède une "mémoire" et un potentiel prédictif à long terme. C'est une perspective particulièrement intéressante pour ses retombées sur l'homme, notamment les aménagements du territoire et l'agriculture. Prévoir des années pluvieuses ou sèches, ventées ou non, des décennies où les zones de tempêtes se déplaceront constituent autant de motivations pour la compréhension des variabilités climatiques.

La variabilité basse fréquence atmosphérique peut avoir plusieurs origines. Par exemple la dynamique interne atmosphérique, hautement non-linéaire, autorise les transferts d'énergie entre les phénomènes rapides et lents. D'autres sources de variabilité résident dans les interactions de l'atmosphère avec les composantes climatiques lentes. Les calottes glaciaires, les océans et la biosphère sont ainsi capables de produire des fluctuations basses fréquences qui peuvent influencer l'atmosphère. C'est également le cas des cycles astronomiques et, nous commençons à en faire l'expérience, de l'activité humaine. Cette thèse propose de se concentrer sur les interactions de l'océan avec l'atmosphère.

Traditionnellement la dynamique atmosphérique est considérée comme très rapide (quelques jours) devant celle de l'océan (quelques mois et années). Ces différences de temps caractéristiques ont conduit à étudier l'océan et l'atmosphère de manière séparée en supposant que l'autre fluide constitue une condition aux limites fixes. Malgré tout, les années soixantes ont vu se développer l'idée selon laquelle les fluctuations de température océanique peuvent

influencer la circulation atmosphérique.

Le plus grand défi qui s'offre à la communauté en ce début de 21<sup>ème</sup> siècle marqué par les conséquences du réchauffement global et le début d'un tournant dans les choix énergétiques futurs, est de pouvoir attribuer à chacune des composantes climatiques sa part de responsabilité dans les fluctuations lentes atmosphériques et de comprendre comment elles interagissent entre elles.

## 1.1 Principaux modes lents de variabilités climatiques

### 1.1.1 Les modes annulaires

Par l'adjectif "lents" nous entendons ici plus longs que le mois, c'est-à-dire au-delà des événements météorologiques communs telles que les tempêtes. Pour des raisons historiques, l'hémisphère nord et la zone occidentale ont été les premiers à bénéficier d'observations rigoureuses et régulières de l'atmosphère et de l'océan. L'ensemble des données disponibles a mis en évidence des fluctuations de grandes échelles associées à de longues périodes.

L'un des exemples les plus connus d'un tel phénomène est l'oscillation Nord Atlantique (NAO). Constituée d'un dipôle haute/basse pressions centrées sur les Açores et l'Islande, la NAO module l'intensité des vents d'ouest et le climat sur l'Europe (Hurrell and Loon 1997). La figure 1.1 représente le premier mode de variabilité atmosphérique hivernal de l'hémisphère Nord, déterminé par la méthode des EOFs sur le champ de pression à 500hPa des données NCEP/NCAR (Kalnay and Coauthors 1996). La NAO est en fait la manifestation régionale d'un mode de variabilité recouvrant l'ensemble de l'hémisphère nord et que l'on appelle oscillation Arctique (AO) ou mode annulaire boréal (NAM, Thompson and Wallace 1998). Ce mode représente les oscillations de la dépression polaire, c'est-à-dire le mouvement méridien des masses atmosphériques entre l'Arctique et les moyennes latitudes (Trenberth and Paolino 1981). L'analyse du comportement temporel de la NAO peut se faire par la composante principale associée à l'EOF. En bas sur la figure 1.3 sont représentés la série temporelle mensuelle de 1950 à 2000 de la composante principale de l'AO et son spectre. La série ne montre pas de périodicité particulière, ce qui est confirmé par l'absence de pics prononcés sur le spectre. Celui-ci montre une augmentation de l'énergie du mode annulaire avec la période. Notons par ailleurs que la position des centres de pression montre que l'indice défini comme la différence de pression entre l'Islande et les Açores permet de reproduire de manière simple le comportement temporel de la NAO sur une plus longue période de temps que la composante principale de la première EOF (Hurrell 1995).

L'influence de l'océan n'est pas indispensable à l'existence de la NAO. En effet, les modèles de circulation générale (GCM) ont montré qu'il était possible de reproduire les modes de fluctuations basses fréquences atmosphériques avec des conditions aux limites fixes, notamment celle de l'océan, (Lau 1981). Cependant l'influence de l'océan sur la NAO est avérée à la fois dans les observations (Czaja and Frankignoul 1999, 2002, Czaja et al. 2003) et les modèles numériques (D'Andrea et al. 2005).

La NAO est très documentée et son étude n'est pas l'objet de cette thèse. En revanche, depuis le début des années 80 le développement des mesures satellites et des modèles nu-

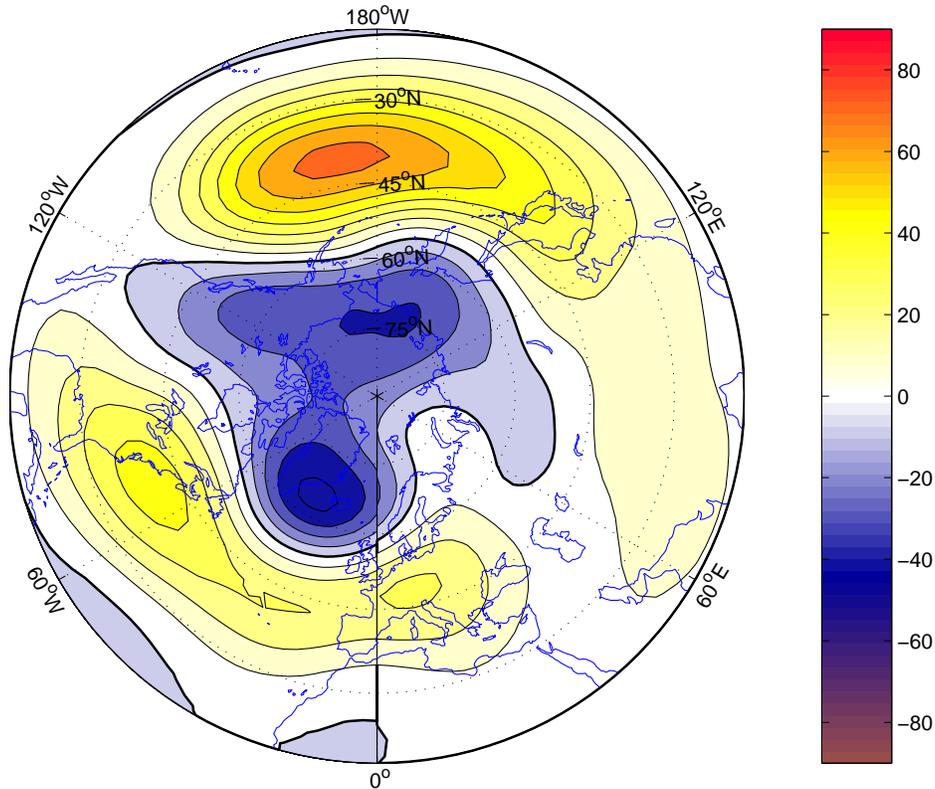


FIG. 1.1 – Régression de la hauteur géopotentielle à 500hPa sur la composante principale associée à l’Oscillation Arctique pour les mois de décembre-janvier-février. Contours 10m. D’après les réanalyses NCEP-NCAR (Kalnay and Coauthors 1996).

mériques d’assimilation de donnée, ont facilité l’analyse de la variabilité de l’hémisphère sud. En effet, à l’exception du phénomène ENSO, l’hémisphère Austral était jusqu’ici relativement méconnu. Il y a été mis au jour un mode de variabilité, que l’on connaît sous le nom d’oscillation Antarctique (AAO) ou mode annulaire Austral (SAM, Southern Annular Mode). Le SAM est visible sur l’ensemble de la colonne d’air, que ce soit dans la pression de surface (Rogers and Loon 1982), la hauteur géopotentielle à 500hPa (Kidson 1988), à 300hPa (Karoly 1990) ou dans la couche 100-1000hPa (Yoden et al. 1987). Le SAM est représenté sur la figure 1.2 comme le premier mode de variabilité atmosphérique hivernal de l’hémisphère sud, déterminé par la méthode des EOFs sur le champ de pression à 500hPa des données NCEP/NCAR (Kalnay and Coauthors 1996). La comparaison avec l’AO est frappante, chacun des modes étant constitué d’un centre de pression sur le pôle, flanquée aux moyennes latitudes d’un train d’ondes de pressions opposées à celle du pôle, avec des centres plus marqués au-dessus des océans. Leur variabilité temporelle est également comparable, comme l’indique les spectres de la figure 1.3. Notons toutefois que le SAM est marqué par une rougeur plus prononcée que l’AO, signe d’une plus grande persistance des anomalies. Paradoxalement, ce n’est que récemment que les ressemblances entre les oscillations Arctique et Antarctique ont été mises en évidence (Gong and Wang 1999), même si la NAO

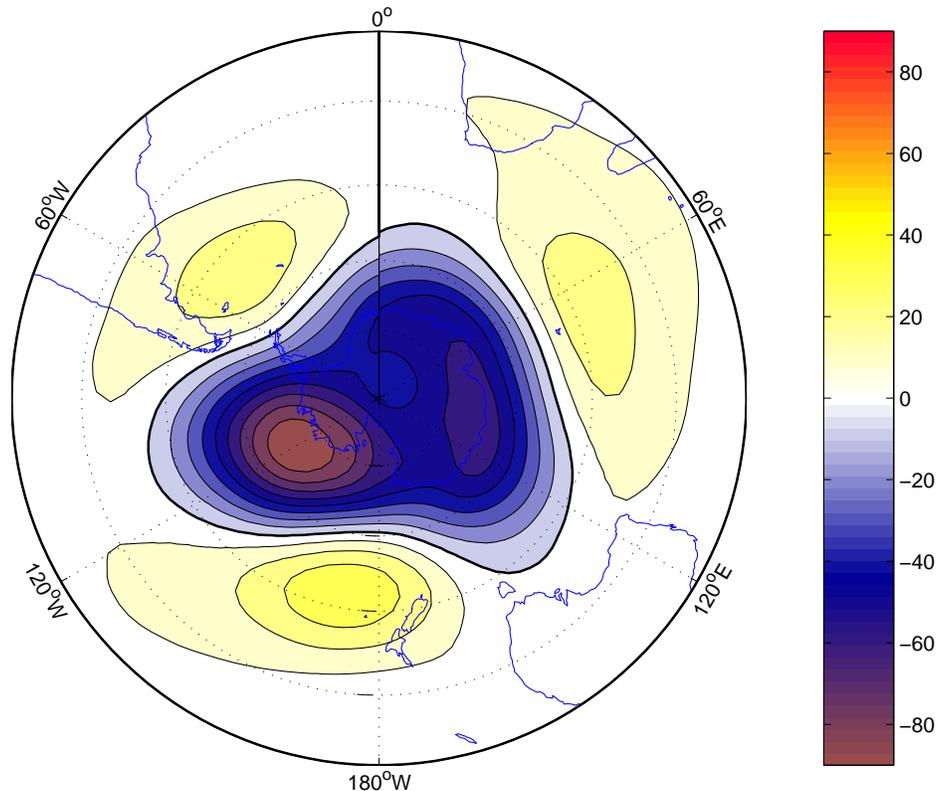


FIG. 1.2 – Régression de la hauteur géopotentielle à 500hPa sur la composante principale associée à l’Oscillation Antarctique pour les mois de juin-juillet-août. Contours 10m. D’après les réanalyses NCEP-NCAR (Kalnay and Coauthors 1996).

n’est pas totalement assimilable à l’AO (Ambaum et al. 2001). La Terre génère autour de chacun de ses pôles, un mode annulaire dont les extensions vers les plus basses latitudes sont affectées par les conditions de surfaces (Cash et al. 2002). Ces modes traduisent la variabilité du déplacement méridien des jets et sont les modes dominants en dehors des zones tropicales. Leur mise en parallèle a donné lieu à de nombreuses études (voir par exemple Thompson and Wallace 2000, Limpasuvan and Hartmann 2000). Les deux modes existent tout au long de l’année dans la troposphère et pénètrent jusque dans la stratosphère durant les périodes où le flot zonal interagit le plus avec les ondes stationnaires (au milieu de l’hiver dans l’hémisphère nord et à la fin de l’automne dans l’hémisphère sud). Cependant, une différence fondamentale existe entre les deux modes. La divergence du flux de quantité de mouvement qui maintient les anomalies de circulation zonale (oscillations méridiennes du jet associé au mode annulaire) n’a pas la même origine dans les deux hémisphères. Même si chacun des forçages tourbillonnaires est indispensable, dans l’hémisphère nord, ce sont les ondes stationnaires, particulièrement autour de 60N dans l’Atlantique, qui dominent et dans l’hémisphère sud, ce sont les transitoires baroclines (Hartmann and Lo 1998, Limpasuvan and Hartmann 1999, 2000). Le cycle énergétique entre la basse et la haute fréquence, c’est-à-dire la transformation de l’énergie potentielle du flot moyen en énergie ciné-

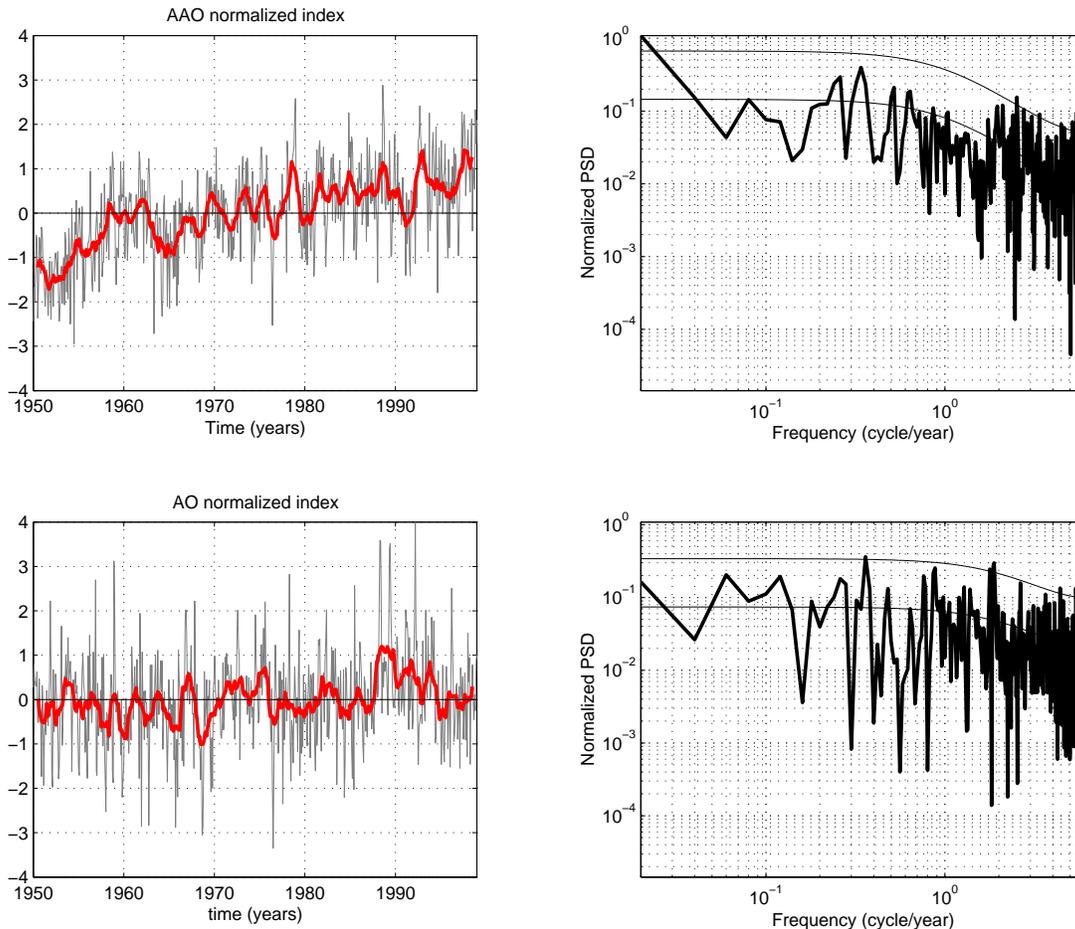


FIG. 1.3 – Gauche : composantes principales des premières EOFs des anomalies mensuelles de hauteurs géopotentielle à 500hPa pour les hivers Austral et Boréal, associées à l’AAO (haut) et l’AO (bas), en rouge les séries interannuelles. Droite : spectre des composantes principales.

tique par les transitoires qui de nouveau forcent le flot moyen, a bien sûr lieu dans les deux hémisphères. Mais le confinement zonal des zones de tempêtes, où se manifeste l’augmentation de l’activité des transitoires (centrées sur les bords ouest des bassins océaniques), est beaucoup plus marqué dans l’hémisphère nord que le sud. Il en résulte une rétroaction des transitoires sur le flot moyen plus localisée et une amplification du rôle des ondes stationnaires dans la détermination des modes de variabilité basse fréquence (Branstator 1995). La différence de distribution des océans-continentes entre les deux hémisphères joue ici un rôle fondamentale. L’orographie de l’hémisphère Nord contraste avec l’uniformité océanique de l’hémisphère Sud qui favorise une dynamique beaucoup plus zonale et moins marquée par les ondes stationnaires.

L’importance du SAM dans la variabilité basse fréquence de l’hémisphère sud est une question primordiale pour la prévision climatique. La mise en évidence d’une tendance positive de l’indice AAO depuis le milieu des années 70 a soulevé un grand débat (voir figure

1.3 et Thompson and Wallace 2000, ?). Il semble qu'un phénomène complexe d'interactions entre la couche d'ozone stratosphérique et le forçage anthropogénique en soit l'origine (Rapahel 2003, Marshall 2003). Il a par ailleurs été montré numériquement que la réponse atmosphérique au réchauffement global et à l'augmentation du forçage anthropogénique se projetait sur le SAM (Fyfe et al. 1999, Kushner et al. 2001). On le voit, le SAM, mode intrinsèque de variabilité atmosphérique, est un phénomène crucial pour la compréhension de la dynamique de l'hémisphère sud. Se pose à nous deux questions : quelles sont les interactions possibles avec les autres composantes climatiques et d'autres modes de variabilités n'ont-ils pas aussi leur importance ?

### 1.1.2 Influence du SAM sur l'océan Austral

Le SAM a un impact sur la glace de mer et la circulation de l'océan Austral, que ce soit dans les modèles couplés de circulation générale (Hall and Visbeck 2002, ?, Maze et al. 2006) ou les observations (??). Une représentation schématique en est donnée sur la figure 1.4. Le SAM induit une anomalie de vent d'ouest dans la zone Antarctique, au niveau du front polaire (55S), qui à son tour génère une dérive d'Ekman vers le nord et une remontée des eaux froides profondes dans la couche de surface océanique, créant ainsi une anomalie d'eau froide. La divergence des eaux s'accompagne d'une remontée en fer qui augmente l'activité biologique et la concentration en chlorophylle de surface. D'autre part, la dérive d'Ekman vers le nord entraîne avec elle la glace de mer, augmentant son extension méridienne. Une phase positive du SAM s'accompagne également d'une anomalie de vent d'est à 35S. La dérive d'Ekman vers le sud induit alors une anomalie d'eau chaude en surface. Elle s'accompagne d'une convergence des eaux (45S) qui approfondit la couche de mélange et en limitant la pénétration du rayonnement solaire diminue la teneur en chlorophylle. Enfin, l'inclinaison des isopycnes accélère le courant circumpolaire Antarctique (ACC). Le SAM dans une phase négative aura tous les effets inverses. Notons toutefois que ces observations sont faites en moyenne zonale. Les asymétries viennent modifier quelque peu ces mécanismes, notamment les effets sur la glace de mer. Lefebvre et al. (2004) ont montré dans le modèle océanique ORCA2 forcé par les réanalyses NCEP/NCAR, que la composante zonalement asymétrique du mode dominant de variabilité de la glace avait un impact régionale important. Ainsi, une phase positive du SAM induit une extension de la glace dans les mers de Ross et d'Admundsen mais un retrait dans la mer de Wedell et autour de la péninsule Antarctique.

En surface, l'impact du SAM sur l'océan Austral semble se limiter à la création d'anomalies de température positive et négative de part et d'autre de l'ACC et à l'accélération de ce dernier. Toutefois, ces mécanismes sont des forçages dynamiques du SAM et ne doivent pas faire oublier le forçage thermodynamique. Malgré la grande symétrie zonale du mode annulaire, il contient une composante asymétrique de nombre d'onde zonal trois (un pôle centré sur chacun des océans) susceptible d'induire une circulation méridienne et donc des anomalies de température atmosphérique. Verdy et al. (2005) ont analysé la variabilité de la température océanique de surface (SST) le long de l'ACC dans les observations et un modèle de couche mélangée (profondeur constante) 1D forcée par le vent. La figure 1.5 représente les contributions de chacun des flux de chaleur à la variance mensuelle de la SST (pour toute l'année) par rapport aux observations. Outre la localisation du maximum des flux dans

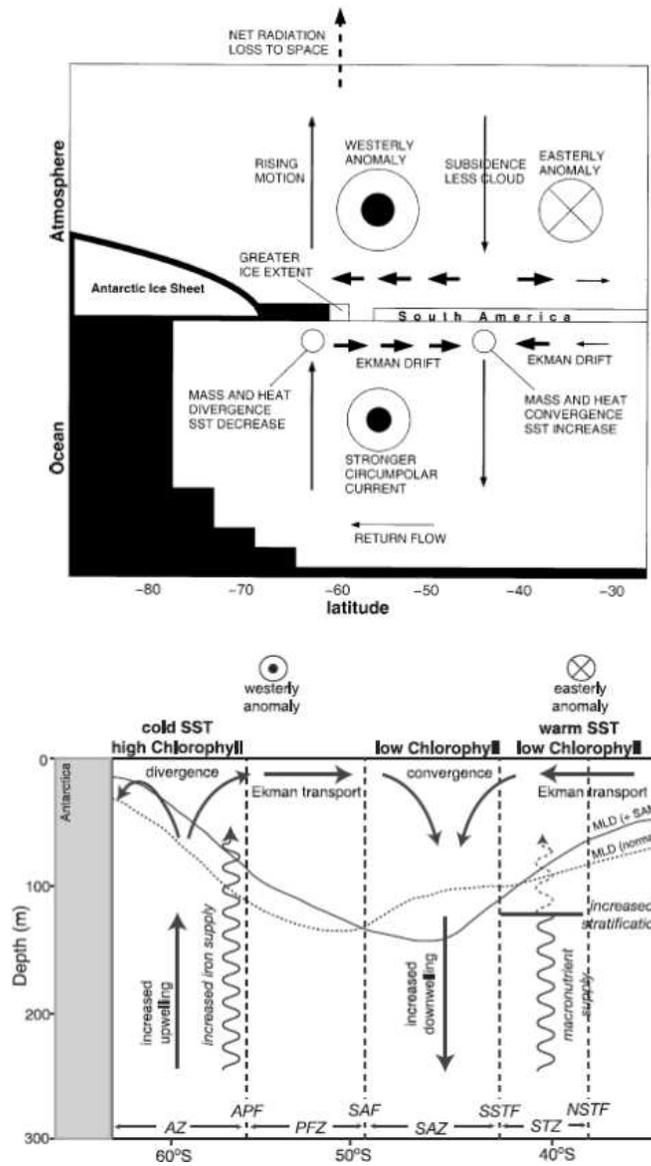


FIG. 1.4 – Vue schématique des changements atmosphériques et océaniques induits par une phase positive du SAM. En haut selon Hall and Visbeck (2002) et en bas ?.

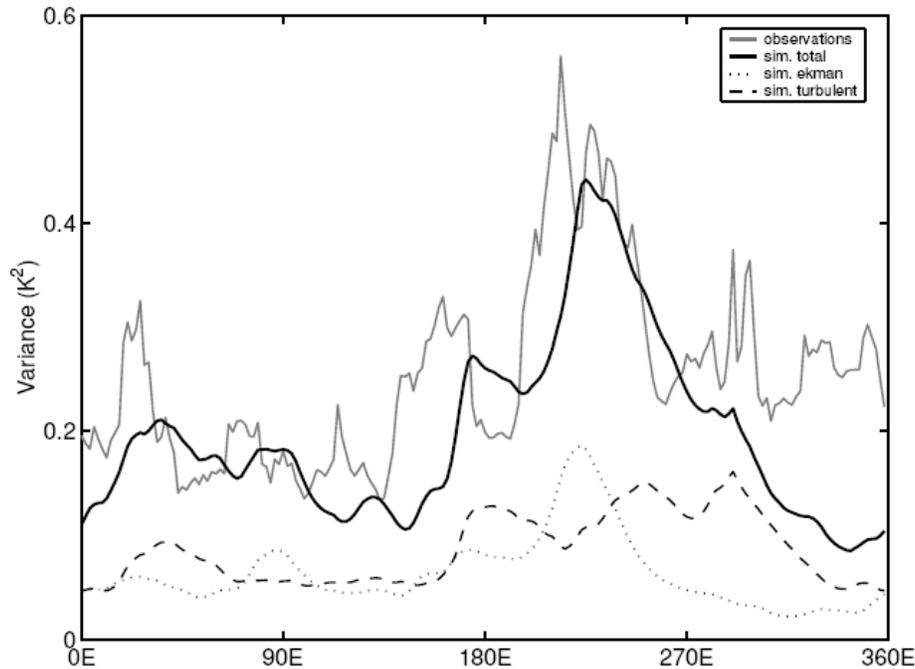


FIG. 1.5 – Variance mensuelle de la SST le long de l’ACC en fonction de la longitude. En gris les observations (NCEP/NCAR), en pointés d’après le forçage des flux d’Ekman, en pointillés d’après le forçage des flux de chaleur et en noir d’après leur somme. Figure 6 de Verdy et al. (2005).

l’océan Pacifique on observe que le rôle des flux de chaleur sensible est aussi important que celui des flux d’Ekman. Enfin en comparant les contributions du forçage du SAM et d’ENSO Verdy et al. (2005) montrent que celui du SAM domine sur l’ensemble de l’océan Austral et que les deux modes de variabilités ont un rôle équivalent dans l’océan Pacifique est. Nous n’avons parlé jusqu’à présent que du mode annulaire et même s’il domine globalement la variabilité atmosphérique basse fréquence, l’étude de Verdy et al. (2005) montre que d’autres modes de variabilités peuvent influencer l’océan Austral, au moins localement.

### 1.1.3 Les autres modes de variabilités et leur impact sur l’océan Austral

#### Le “Pacific South-American pattern” : PSA

La figure 1.6 représente les second et troisième modes de variabilité atmosphérique de l’hémisphère sud. Ils contribuent à hauteur de 19% et 17% de la variance totale mensuelle hivernale. Ces deux modes sont en quadrature et constituent ce que l’on appelle le PSA (Pacific South-America pattern, ?). Il est constitué d’un train d’onde de mode 3 qui naît dans le Pacifique au niveau de l’Australie pour se propager jusque dans l’Atlantique ouest, ce pourquoi on l’appelle parfois le train d’onde du Pacifique sud (SPW, South Pacific Wave train, Kidson 1999). Les deux EOF sont en partie associées à la variabilité d’ENSO via

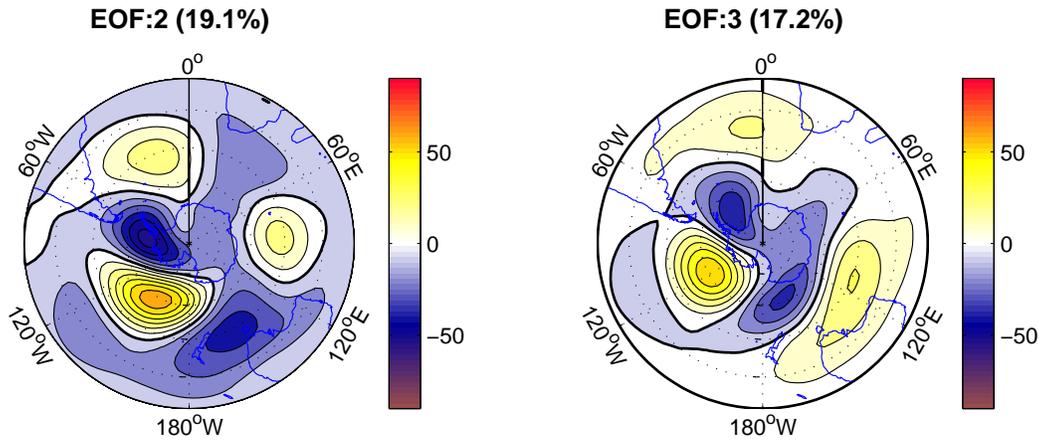


FIG. 1.6 – Régression de la hauteur géopotentielle à 500hPa sur les deuxième et troisième composantes principales associées au PSA (Pacific South-American pattern) pour les mois de juin-juillet-août. Contours 10m. D’après les réanalyses NCEP-NCAR (Kalnay and Coauthors 1996).

l’augmentation de la convection dans le centre de l’océan Pacifique et la divergence tropicale qui l’accompagne (Karoly 1989, Mo 2000, ?). Cependant, nombres d’études ont montré que les deux modes peuvent se dissocier. L’EOF2 devient alors un mode stationnaire de nombre d’onde zonal 3 (PSA1), indépendant des basses latitudes, qui ressemble à la composante zonalemment asymétrique du SAM malgré des centres de pression plus marqués sur chacun des bassins océaniques. L’EOF3, principalement formée de deux centres de pression de part et d’autre de la péninsule Antarctique (PSA2), reste très liée au forçage d’ENSO par la propagation dans le Pacifique sud d’ondes de Rossby excitées dans le Pacifique ouest tropical par une cellule de Hadley régionale (White et al. 2002, ?). Ce mode, généralement appelé Dipôle Antarctique, influence la glace de mer et la circulation océanique en y répercutant le signal tropical d’ENSO (Yuan and Martinson 2000, 2001, ?).

La figure 1.7 résume la contribution de chacun des modes atmosphériques à la variance des périodes (selon la définition de Kidson 1999) intra-saisonnière (IS, inférieure à 3 mois), interannuelle (IA, 3 mois à 1 an) et interdécennale (ID, supérieure à 1 an). Ces proportions ont été déterminées par Kidson (1999) via une analyse en EOF après filtrage temporel de la fonction de courant bijournalière à 300hPa issue des réanalyses NCEP/NCAR. Leur analyse ayant été conduite de l’équateur au pôle, elle englobe les modes “Tropical” et “ENSO” directement forcés par ce dernier. Cependant leur extension méridienne reste confinée aux basses latitudes. L’analyse montre qu’au-delà de l’échelle saisonnière, le SAM et le PSA sont les modes dominants. Mais leur importance relative concernant l’impact sur l’océan Austral reste à établir.

En effet, la domination du SAM sur les autres modes de variabilité basse fréquence reste malgré tout un point à éclaircir (Hall and Visbeck 2002, White 2004, Visbeck and Hall 2004). L’enjeu est de déterminer quel mode atmosphérique force l’océan de manière privilégiée et détermine sa variabilité interannuelle (1-10 ans).

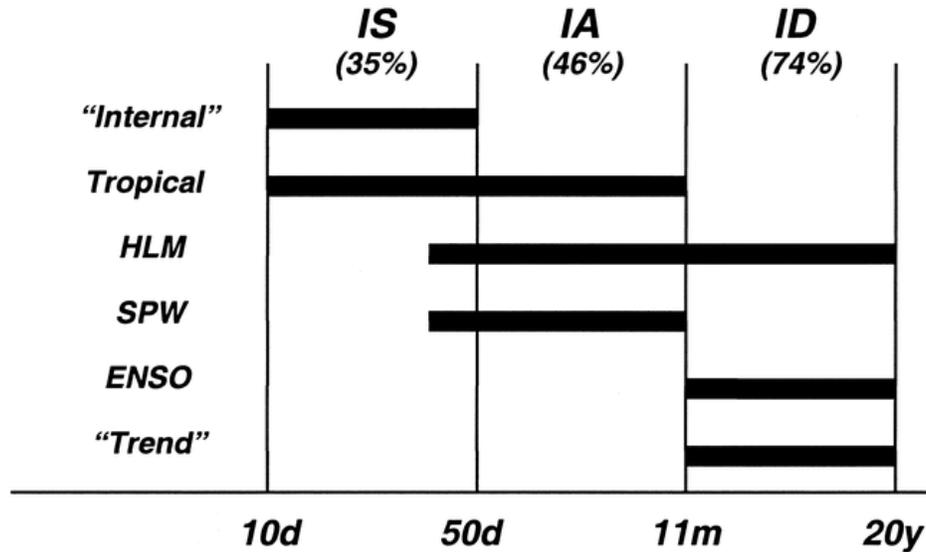


FIG. 1.7 – Échelles de temps associées aux différents modes de variabilité de l’hémisphère sud. Les pourcentages indiquent la contribution des EOFs dominantes à la variance totale de chaque période. Le mode “interne” est associé à la variabilité de la zone de tempête, le mode “tropical” reste confiné dans les basses latitudes tout comme le mode “ENSO”, le mode “HLM” (High Latitude Mode) est le SAM, le mode “SPW” est identique au PSA, et le mode “Trend” correspond à un changement de la circulation avant les années 70 et ne contribue plus à la variance après cette date. Issue de Kidson (1999).

### L’onde circumpolaire Antarctique : ACW

Ce débat a surtout lieu depuis la mise en évidence sur la période 1985-1996 dans l’océan Austral, d’un train d’onde de mode 2 se propageant clairement vers l’est à la vitesse de phase moyenne de  $6-8\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ , effectuant le tour complet de l’Antarctique à la latitude  $56^{\circ}\text{S}$  en 8-10 ans (voir le diagramme de Hovmöller sur la figure 1.8, Jacobs and Mitchell 1996, White and Peterson 1996, WP96). Ces résultats caractérisent une onde de période 4 ans, de longueur d’onde 11000 km que WP96 ont appelé Onde Circumpolaire Antarctique (ACW, Antarctic Cirumpolar Wave). L’amplitude des anomalies (toutes plus intenses dans le Pacifique que dans les autres océans) sont de  $8\text{hPa}$  pour la pression de surface et  $1.6^{\circ}\text{C}$  pour la SST. Ce qui est remarquable dans l’ACW c’est qu’elle est visible dans les données atmosphériques et océaniques mais aussi dans celles de glace ; ce qui permet d’en retrouver la trace sur des échelles de temps de plusieurs milliers d’années (Fischer et al. 2004). Quant à l’intérêt climatique de l’ACW, il est par exemple démontré pour la prévision à long terme des précipitations en Australie et Nouvelle-Zélande (White and Cherry 1999, White 2000).

Une autre caractéristique importante de l’ACW, telle qu’elle a été initialement décrite, est le fait que les différentes grandeurs physiques évoluent vers l’est avec des relations de phases fixes, évoquant la possibilité d’un phénomène oscillatoire couplé entre l’océan et l’atmosphère. Ainsi WP96 montrent que les anomalies de SST chaudes sont approximativement en opposition de phases avec les anomalies d’extension de glace et de tension de vent mé-

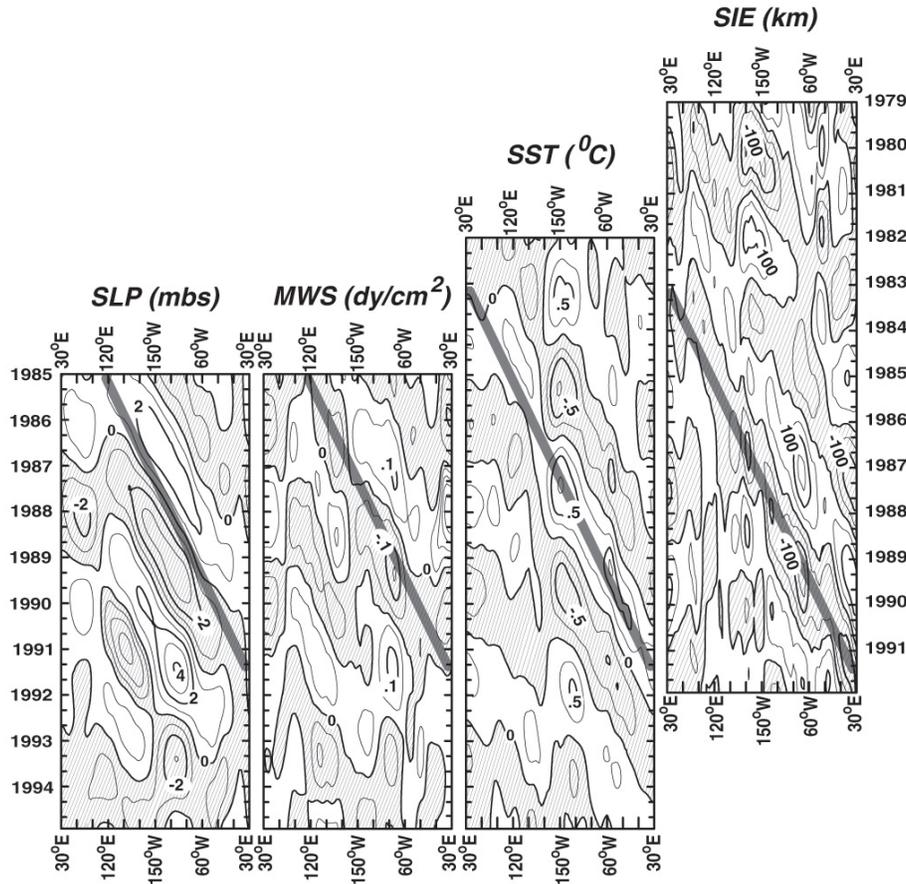


FIG. 1.8 – Diagrammes de Hovmöller (temps-longitude) des anomalies interannuelles à  $56^{\circ}S$  de pression de surface (SLP), vent méridien de surface (MWS), SST et extension de glace (SIE). En grisé les anomalies négative et vers le sud. Le trait gris sur chaque diagramme représente le même espace/temps. Les intervalles de contours sont de  $1.0 hPa$  pour la SLP,  $0.5 \text{ dyn.cm}^{-2}$  pour le MWS,  $0.25^{\circ}C$  pour la SST et  $50 km$  pour la SIE. Issue de White and Peterson (1996).

ridiennes et en quadrature avec les anomalies de SLP. Jacobs and Mitchell (1996) montrent que la SST et la hauteur d'eau de surface sont en phase. Ainsi le schéma caractéristique de l'ACW est le suivant : une eau chaude est surmontée par un vent de nord et coïncide avec un recul de l'extension de glace vers le pôle et une hausse du niveau de la mer ; elle est d'autre part dotée d'une zone de haute pression à l'est. Une représentation en est donnée sur la figure 1.9 à gauche.

Cependant, cette description initiale de l'ACW a été quelque peu modifiée par d'autres études. White et al. (1998) en analysant les observations du NCEP-NCAR ont clairement mis en évidence une structure en spirale de l'ACW, faisant apparaître deux nouvelles caractéristiques : la vitesse de phase et la longueur d'onde méridienne qu'ils estiment respectivement à  $3-4 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $4400 \text{ km}$  à  $50^{\circ}S$  ; soit approximativement la moitié de la longueur d'onde

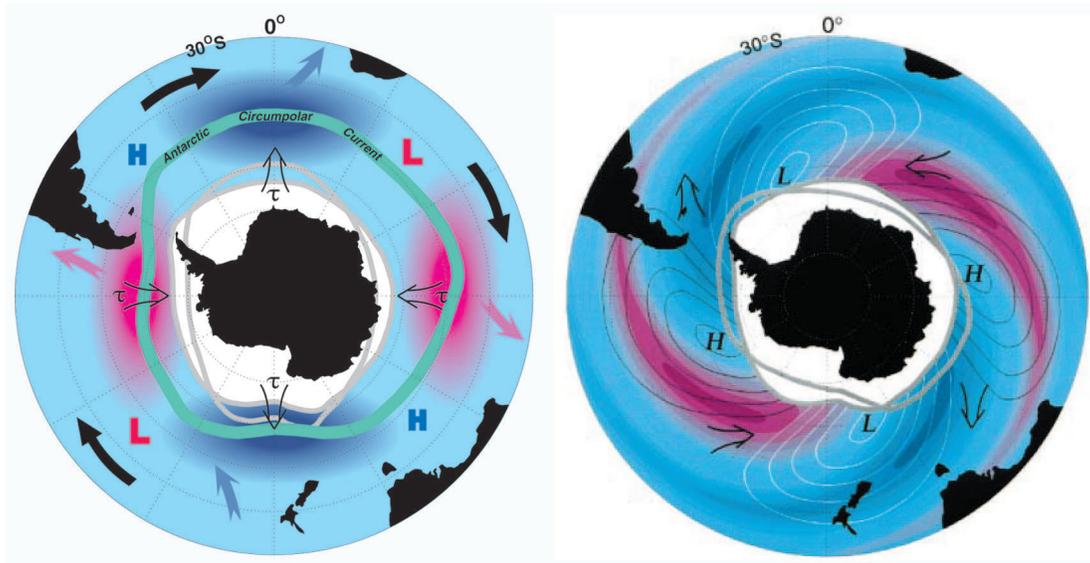


FIG. 1.9 – Schémas simplifiés de l'ACW. À gauche d'après White and Peterson (1996). À droite d'après White et al. (1998)

zonale. Par ailleurs, ils précisent que les anomalies de SLP et SST ne sont pas situées sur la même latitude : les anomalies de SLP sont décalées vers le sud d'une dizaine de degrés par rapport aux extrêmes des anomalies de SST (voir figure 1.9 à droite). Ce décalage introduit une composante dans l'étude de la dynamique de l'ACW : la tension de vent zonale induite par les anomalies de SLP au niveau des extrêmes de SST. Paradoxalement, cette différence de localisation en latitude des anomalies et la structure en spirale de l'ACW ne seront plus abordées dans la littérature ultérieure alors qu'elle soulève l'hypothèse du rôle du SAM dans le forçage des anomalies de SST. En effet, avec l'observation initiale, seuls les flux de chaleur induits par les vents méridiens peuvent créer les anomalies de SST, privilégiant les modes atmosphériques zonalement asymétriques (tel que le PSA). Avec la structure en spirale, les vents zonaux et transports méridiens d'Ekman associés, capables de créer les anomalies de SST, procurent un rôle primordial au SAM.

Bonekamp et al. (1999), Carril and Navarra (2001), Cai and Baines (2001), White (Submitted 2001) Park et al. (2004) ont analysé tour à tour les jeux de données issues des réanalyses NCEP/NCAR et ECMWF. Des ondes de mode 2 ou 3, stationnaires ou propagatives ont été mises en évidence et de multiples mécanismes élaborés pour les expliquer (voir section suivante), que ce soit avec des modèles analytiques (Talley 1999, Goodman 2001, Colin de Verdière and Blanc 2001) ou numériques (Motoi et al. 1998, Christoph et al. 1998, Bonekamp et al. 1999, Cai et al. 1999, Weisse and Mikolajewicz 1999, Haarsma et al. 2000). L'état actuel des connaissances sur l'ACW, synthétisé entre autre dans l'étude de Venegas (2003), peut se résumer par le fait que les deuxième et troisième mode de variabilité atmosphérique (PSA1 et PSA2), qu'ils soient couplés pour former le PSA ou pas, forcent une variabilité basse fréquence dans l'océan Austral. Elle prend l'allure d'une onde de mode 2 ou 3 et hérite de la *nature* des modes atmosphériques (dynamique intrinsèque des moyennes latitudes ou forçage à dis-

tance par ENSO). L'ACW peut donc être perçue comme le pendant océanique des PSA1 et PSA2. L'advection par l'ACC en est un élément clé. En effet, que les mécanismes envisagés fassent intervenir une dynamique couplée ou forcée, le courant circumpolaire en propageant les anomalies de SST, introduit une périodicité basse fréquence dans le système.

Depuis sa découverte, l'ACW a donc suscité un grand intérêt mais a également mis en évidence la diversité des sources de variabilité basse fréquence de l'océan Austral. Jusqu'ici le SAM était considéré comme un forçage haute fréquence, mais l'amélioration de sa connaissance et la découverte d'une tendance positive à son intensité depuis les années 70 (Thompson and Wallace 2000, Marshall 2003, Rapahel 2003), lui confère une dimension basse-fréquence qui commence à être prise en compte (Maze et al. 2006). La difficulté rencontrée pour établir un consensus sur l'impact des modes atmosphériques dominant sur la variabilité océanique soulève la question plus générale des interactions océan-atmosphère aux moyennes et hautes latitudes. Ce domaine d'étude, largement exploré dans l'hémisphère nord, notamment l'Atlantique, a été considérablement limité dans l'hémisphère sud par le manque de données. Même si la géométrie simplifiée de l'océan Austral (quasi-systématiquement assimilé à un canal zonal) fournit un cadre analytique avantageux, cette zone reste l'une des moins bien connues sur la Terre.

## 1.2 Interactions océan-atmosphère aux moyennes latitudes, spécificités de l'hémisphère sud

La problématique de base des interactions océan-atmosphère dans l'objectif de faire des prévisions climatiques, est de déterminer si la variabilité de chacune des composantes est forcée passivement par l'autre ou bien si elle naît d'un couplage les impliquant toutes les deux. Classiquement, les différences de temps caractéristiques de l'océan et de l'atmosphère poussent d'une part à considérer le forçage de l'atmosphère comme un bruit blanc et d'autre part le forçage océanique comme constant. La difficulté survient quand on considère les échelles de temps intermédiaires pour lesquelles les variabilités océaniques et atmosphériques sont du même ordre de grandeur et les interactions non-linéaires entre la haute et la basse fréquence atmosphérique sont importantes. Une revue des interactions océan-atmosphère peut être trouvée dans Frankignoul (1985).

### 1.2.1 De l'océan vers l'atmosphère

Les interactions entre l'océan et l'atmosphère peuvent se différencier entre celles intervenant dans les zones tropicales et celles intervenant aux moyennes-hautes latitudes. Il existe deux différences fondamentales entre ces zones. La première est la grande instabilité de la colonne d'air atmosphérique tropicale devant celle, faible, extratropicale. Elle a pour effet de transférer facilement en altitude les changements de conditions de surface, notamment dues aux anomalies de température océanique et donc de faciliter le couplage air-mer dans les tropiques. La seconde est l'importance de la force de Coriolis aux latitudes extra-tropicales qui a pour effet de contraindre fortement la dynamique. Il résulte de ces différences que le

Référence	Anomalie de SST	Réponses
Palmer and Sun (1985)	Western North Atlantic ; 3K	EqBt high downstream of positive SSTA ; $20m.K^{-1}$ at 500 hPa ; $1.5hPa.K^{-1}$ at SLP
Pitcher et al.(1988)	North Pacific ; 2 and 4 K	EqBt low downstream of both positive and negative SSTA ; $25m.K^{-1}$ at 500 hPa ; $1.2hPa.K^{-1}$ at SLP
Kushnir and Lau (1992)	North Pacific ; 2 K (similar to Pitcher et al.)	EqBt low downstream of both positive and negative SSTA ; slow transient adjustment ; $20m.K^{-1}$ or $2hPa.K^{-1}$
Ferranti et al. (1994)	Western North Pacific and North Atlantic ; 2 K	Only 500 hPa shown ; high (low) downstream of positive (negative) SSTA ; $20m.K^{-1}$
Peng et al. (1995)	Western North Atlantic ; 3 K	Downstream of positive SSTA EqBt high in Nov, but EqBt low in Jan ; $30 - 40m.K^{-1}$ or $3hPa.K^{-1}$
Kushnir and Held (1996)	Central North Atlantic ; 4 K	All runs show weak baroclinic response with surface low and upper level high downstream of positive SSTA
Latif and Barnett (1995, 1996)	North Pacific basin ; 1 K	Positive-negative composite has strong EqBt high downstream of positive SSTA ; $5hPa.K^{-1}$ at SLP
Peng et al. (1997)	Central North Pacific ; 2.5 K	Downstream of positive SSTA EqBt high ( $10m.K^{-1}$ ) in Jan

TAB. 1.1 – Résumé des différentes réponses atmosphériques obtenues dans l’hémisphère nord. EqBt signifie équivalente barotrope. Tiré de Kushnir et al. (2002), pour plus de détails s’y reporter.

forçage de l’atmosphère par une anomalie de SST devra se distinguer d’une variabilité naturelle atmosphérique de grande amplitude, d’autant plus que le forçage ne pénétrera pas en profondeur la colonne d’air. Toutefois, les revues des réponses atmosphériques aux anomalies de SST dans les moyennes latitudes (Kushnir et al. 2002) rappellent qu’il est bien admis que l’atmosphère extratropicale répond aux changements de SST, même si la réponse est faible devant l’amplitude de la variabilité interne atmosphérique.

Kushnir et al. (2002) passent également en revue la grande diversité des réponses atmosphériques possibles dans les GCM (voir tableau 1.1 pour un résumé). Celles-ci peuvent être équivalentes barotropes ou baroclines, parfois dépendantes de la saison ou de la bande de fréquence considérée (interannuelle ou interdécennale), enfin linéaires ou non.

Cette grande diversité pourrait s’expliquer par les différences de climatologie des modèles numériques et leur représentation des interactions non-linéaires haute-basse fréquence

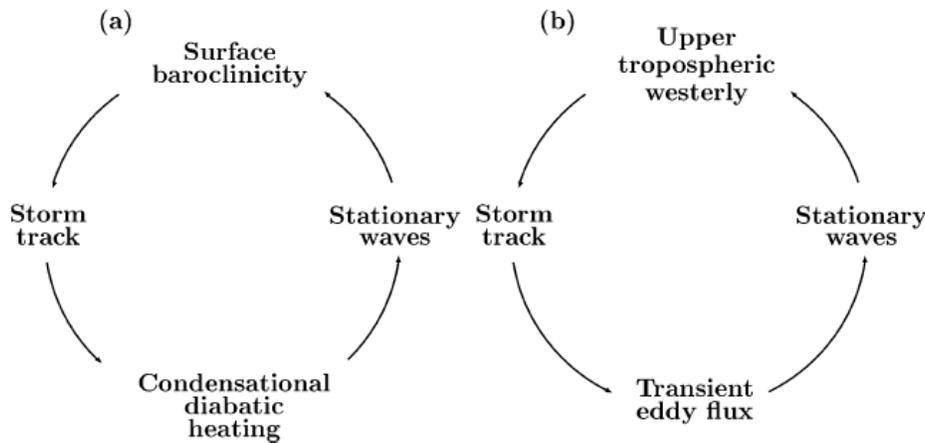


FIG. 1.10 – Illustration des interactions haute-basse fréquences révélées par une anomalie de SST : (a) proposées pour l’hémisphère sud par Inatsu et al. (2003) et (b) pour l’hémisphère nord de manière classique (voir par exemple Peng and Whitaker 1999, Branstator 1995).

(Peng and Whitaker 1999). Malgré la pluralité des réponses, il ressort tout de même deux réponses types. La première est barocline, avec une haute pression sous le maximum de la source de chaleur diabatique et une haute pression au-dessus. Cette réponse est cohérente avec une dynamique quasi-géostrophique linéaire (Hoskins and Karoly 1981, Frankignoul 1985). Cependant, malgré leur faible amplitude (10 à 40  $m.K^{-1}$ ), les réponses atmosphériques aux anomalies de SST extra-tropicale montrent parfois une asymétrie avec le signe du forçage (Pitcher et al. 1988, Kushnir 1992, Peng et al. 2002, 2003). On obtient alors la deuxième réponse type qui fait intervenir la rétroaction des transitoires baroclines sur la réponse linéaire. Celle-ci augmente le cisaillement vertical de la colonne d’air qui par instabilité barocline, transforme l’énergie potentielle injectée par la source de chaleur en énergie cinétique turbulente dont l’effet moyen est de barotropiser le flot en bouclant le cycle énergétique. On observe alors une structure équivalente barotrope avec des hautes pressions au-dessus ou à l’est de l’anomalie de SST. La dépendance de la réponse à la saison (changement du flot moyen et donc du cisaillement vertical) et à la position de la SST par rapport à la stormtrack argumente en faveur du rôle déterminant joué par les transitoires baroclines. Ferreira and Frankignoul (2005) ont d’ailleurs montré qu’elles étaient responsables de la barotropisation de la réponse stationnaire après la réponse initiale barocline. La première réponse type décrite ci-dessus surviendrait donc à cause d’une faible activité des transitoires dans la zone du forçage, que ce soit à cause de sa localisation relative à la stormtrack ou à la sous-estimation de leur intensité (notamment dans les modèles à basse résolution).

Toutes ces réponses ont été déterminées dans l’hémisphère nord, avec des anomalies de SST localisées dans les océans Pacifique et Atlantique. De manière surprenante, aucune étude n’a été réalisée de la même manière dans l’hémisphère sud. Or cet hémisphère est caractérisé par une zone de tempêtes relativement uniforme, beaucoup moins confinée zonalement que dans l’hémisphère nord. Quid des réponses atmosphériques dans ce cas ? Nous n’avons trouvé qu’une seule étude du type réponse atmosphérique à une anomalie de SST.

Inatsu et al. (2003) analysent la réponse d'un modèle atmosphérique en configuration aquaplanète et hiver perpétuel. Ils s'intéressent principalement à la réponse des stormtracks (ST). Quand l'anomalie de SST est centrée à 30S, l'anomalie de ST est confinée zonalement tandis qu'avec une SST plus au sud (40S et 50S), elle devient zonalement uniforme. Au sud de la SSTa, une importante conversion d'énergie barocline près de l'axe de la ST (40S) est responsable de la forte croissance des tempêtes. D'autre part, le transfert méridien vers l'équateur de l'énergie cinétique turbulente par le flot agéostrophique, tout comme la dissipation, sont importants pour diminuer l'activité des transitoires dans la direction zonale. La réponse en hauteur géopotentielle dans la haute troposphère est constituée d'une haute (resp. basse) pression au sud-est de la SSTa chaude (resp. froide) localisée à 30S. Cette réponse est forcée par le chauffage diabatique, zonalement confiné, au sein de la ST. La réponse exerce une rétroaction positive sur la ST en maintenant le cisaillement vertical près de la surface. Dans l'hémisphère nord, les interactions entre la haute et la basse fréquence (transitoires et ondes quasi-stationnaires) se font par l'intermédiaire des flux turbulents et du cisaillement vertical du flot moyen. Inatsu et al. (2003) montrent que dans l'hémisphère sud, ces interactions se font préférentiellement par la baroclinicité de surface (directement proportionnelle au gradient méridien de SST) et le chauffage diabatique induit par les précipitations. Les interactions basse-haute fréquences sont donc différentes dans les deux hémisphères, posant la question de la validité des réponses atmosphériques obtenues au nord dans le sud.

Dans les modèles analytiques élaborés pour expliquer l'ACW (Qiu and Jin 1997, Goodman and Marshall 1999, Talley 1999) la réponse atmosphérique à une anomalie de SST a toujours été considérée comme linéaire et barotrope (la température de surface étant proportionnelle à la pression). Seuls Colin de Verdière and Blanc (2001) n'ont pas fait cette hypothèse dans un modèle quasi-géostrophique à deux couches dans un canal. Ils ont mis au jour un mode résonant atmosphérique excité par un train d'onde de SST de mode 2. Dans la gamme de résonance, l'atmosphère est barotrope avec des hautes pressions en phase avec les anomalies positives de SST. La résonance survient avec l'excitation par la SST d'une onde de Rossby stationnaire par rapport au flot moyen. Cependant la dynamique des transitoires baroclines était absente de leur modèle.

Il ne s'est donc jamais réellement posée dans l'hémisphère sud la question de la réponse atmosphérique à une anomalie de SST avec une configuration plus réaliste qu'un simple canal et la prise en compte des transitoires.

## 1.2.2 De l'atmosphère vers l'océan et couplage

L'étude de l'impact de la variabilité atmosphérique sur l'océan a considérablement progressé avec le modèle stochastique de climat de Frankignoul and Hasselmann (1977). En forçant une couche de mélange par un bruit blanc modélisant l'activité atmosphérique (donc sans "mémoire" relativement à l'océan) et avec un simple amortissement linéaire (qui représente la dissipation océanique et les rétroactions atmosphériques) la SST se comporte comme un processus auto-regressif d'ordre 1 (processus de Markov) ayant un temps caractéristique fixé par l'amortissement. Ce modèle simple permet de reproduire les spectres rouges de l'océan et le retard de phase systématiquement observé par rapport à l'atmosphère (?). En adaptant ce modèle de bruit blanc atmosphérique à un mode réaliste de grande échelle for-

çant une couche de mélange en présence d'un courant moyen, Saravanan and McWilliams (1998) ont développé le concept de résonance advective. Lorsque le forçage stochastique atmosphérique se fait par un mode de grande échelle, caractérisé par une longueur  $L$ , alors l'océan verra sa variabilité dominée par la fréquence correspondant au rapport  $U/L$  où  $U$  est la vitesse du courant océanique. Cette fréquence correspond au mode océanique pour lequel le changement de phase du forçage atmosphérique prend le même temps que l'advection par le courant d'une anomalie de SST d'une zone de forçage à l'autre. L'anomalie ainsi advectée sera amplifiée une demi-période après sa création. Ce concept est tout à fait adapté à l'océan Austral à cause de la périodicité zonale du bassin et de la présence de l'ACC. Il a d'ailleurs été appliqué avec succès par Weisse and Mikolajewicz (1999), Verdy et al. (2005).

Le forçage de l'océan Austral par les différents modes de variabilité atmosphérique basse fréquence peut se faire par l'intermédiaire des courants d'Ekman, du pompage d'Ekman et du flux de chaleur en surface. L'impact du mode annulaire a déjà été abordé, il a montré l'importance des transports méridiens de chaleur induit par les vents zonaux. Quels sont les autres mécanismes possibles partant des modes PSA1 et PSA2 ?

L'approche analytique de Qiu and Jin (1997) indique que l'ACW peut naître d'un mode couplé dynamique océan-atmosphère et qu'elle ne nécessite pas de forçage par téléconnexions avec ENSO. Ils utilisent un modèle océanique quasi-géostrophique à 2 couches, forcé dans un canal zonal par le vent et le flux de chaleur en surface. L'atmosphère est équivalente barotrope supposée en équilibre instantané avec l'océan. Qiu and Jin (1997) montrent qu'une instabilité couplée du système est capable de reproduire les caractéristiques de l'ACW observée par WP96. Le mode le plus instable de leur modèle est de nombre d'onde 2 avec une propagation vers l'est à la vitesse de  $7-8 \text{ cm.s}^{-1}$  (4-6 ans de période). Le mécanisme de propagation de l'onde est le suivant (voir figure 1.11) : une anomalie chaude de SST est présente dans l'ACC, cela fournit une source de chaleur pour l'atmosphère qui s'ajuste alors spontanément. Le flux zonal de chaleur dominant sur le flux méridien (dans les hautes latitudes de l'hémisphère sud), l'ajustement créé une haute pression à l'est de l'anomalie chaude de SST et une basse pression à l'ouest. Sous la haute pression, la convergence d'Ekman approfondie la couche océanique de surface et comme le gradient méridien moyen de température est dirigé vers l'équateur, le flot géostrophique vers le pôle créé par la déformation de la couche de surface, advecte de l'eau chaude et vient renforcer l'anomalie de SST déjà présente et advectée vers l'est par l'ACC. Notons que Baines and Cai (2000) trouvent un mécanisme quasi identique à celui de Qiu and Jin (1997) capable d'entretenir l'ACW mais cependant pas assez fort pour l'initier. Leur mode le plus instable a un nombre d'onde 2 et se propage légèrement moins vite que le flot moyen.

Le modèle simple de Qiu and Jin (1997) reproduit bien les caractéristiques de l'ACW telle qu'observée par WP96, même si l'hypothèse selon laquelle l'atmosphère réagit de manière barotrope et instantanée à une anomalie d'eau chaude est discutable. Une autre étude analytique qui reproduit assez bien l'ACW est celle de White et al. (1998). Pour WP96 les anomalies de vent méridien de surface (MSW) dirigées vers le pôle sont alignées avec les anomalies chaudes de SST (voir figure 1.9-gauche). D'après White and Chen (2002) c'est la conséquence d'un équilibre entre les anomalies d'advection méridienne de vorticité planétaire et les anomalies de vortex stretching dans la basse troposphère (induites par les anomalies de SST via le flux de chaleur diabatique à mi-niveau). Notons que cet équilibre n'est

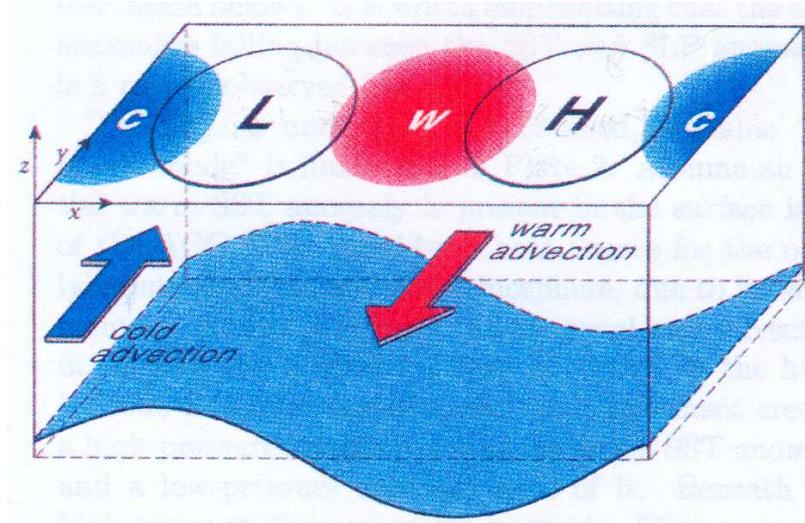


FIG. 1.11 – Schéma du mode analytique couplé type ACW de Qiu and Jin (1997). L'interface air-mer est localisée à  $z=0$  et l'interface bleue représente la thermocline déformée par la convergence d'Ekman.

valable qu'en hiver. Le résultat de White and Chen (2002) est donc exploité par White et al. (1998) pour créer un modèle analytique. L'océan est constitué d'une couche de mélange forcée par les flux de chaleur sensible-latente et par la tension de vent (courants et pompage d'Ekman). L'atmosphère est relativement plus complexe que celle de Qiu and Jin (1997), puisqu'elle contient une composante dynamique zonale forcée via les flux de chaleur par l'océan. White et al. (1998) déterminent la relation de dispersion du modèle qui montre que les anomalies de températures sont advectées par le courant zonal moyen (ACC) augmenté d'une composante fonction du gradient méridien moyen de température. Cette composante augmente l'ACC ( $5 \text{ cm.s}^{-1}$ ) de  $4 \text{ cm.s}^{-1}$  pour donner une vitesse de propagation de  $9 \text{ cm.s}^{-1}$  proche de celle observée par WP96. Les auteurs mènent ensuite une analyse numérique de leur modèle et montrent qu'en l'absence de couplage océan-atmosphère les anomalies sont advectées à la vitesse de l'ACC et que la dissipation les rend insignifiantes au bout de 6-8 ans (sans quoi l'onde de mode 2 aurait une période de 12-14 ans) tandis qu'avec couplage les anomalies ne se dissipent pas (feedback positif de la réponse atmosphérique aux anomalies d'eau chaude) et ont une période de 6-8 ans correspondant aux observations. Notons que le nombre d'onde 2 est imposé dans le modèle et fixe les vitesses de propagation. Ainsi pour White et al. (1998) l'ACW est un phénomène couplé océan-atmosphère, la seule advection des anomalies de SST par l'ACC n'expliquant pas la vitesse de phase de l'onde. Cependant ces conclusions ne doivent pas faire perdre de vue que la vitesse de propagation des anomalies dans toutes les études de White est une vitesse moyenne sur l'ensemble de l'océan Austral, sujette à une forte variabilité zonale et surtout une incertitude dont l'amplitude est du même ordre de grandeur que la vitesse du mode couplé trouvé ici.

Pour Talley (1999) l'ACW est également issue d'une dynamique couplée. Elle développe plusieurs modèles analytiques simples et met en évidence que la réponse thermique de l'at-

mosphère aux flux de chaleur issus de l'océan détermine la relation dans l'espace des phases des anomalies de SST et SLP. Pour elle, aux échelles de temps interannuelles et décennales, l'atmosphère et l'océan sont en équilibre de Sverdrup. Pour obtenir des hautes pressions à l'est d'une anomalie d'eau chaude, il faut une atmosphère barocline où il y a équilibre entre advection verticale et flux de chaleur, mais cette structure est différente des observations où l'atmosphère est plutôt barotrope. Dans l'océan, les convergences d'Ekman créent des sources de chaleur qui propagent les anomalies vers l'est. L'équilibre de Sverdrup, induit par les convergences d'Ekman, agit sur le gradient méridien de température qui contribue à son tour à la propagation vers l'est des anomalies. La vitesse de phase de l'onde est ainsi déterminée par la dynamique océanique.

Colin de Verdière and Blanc (2001), en plus de déterminer la réponse atmosphérique à un train d'onde de SST fixe, ont couplé leur atmosphère un modèle océanique une couche contenant la dynamique planétaire géostrophique. Le mode résonant trouvé dans la version forcée du modèle se maintient dans la version couplée. Les flux de chaleur jouent un rôle d'un ordre de grandeur supérieur au forçage mécanique. Contrairement à l'étude de Qiu and Jin (1997) l'onde tire ici son énergie du flot moyen atmosphérique (jet stream) plutôt que du flot océanique. Le mode 2 semble déterminé par le coefficient de friction à l'interface air-mer.

Ces mécanismes ne font intervenir que le mode 2 de l'ACW, or nous avons vu qu'il alternerait avec un mode 3. Dans ce cas le forçage atmosphérique est fixe dans l'espace, impliquant une absence de blocage de phases avec les anomalies océaniques advectées par l'ACC. Or une relation de phase constante n'est pas nécessaire pour obtenir une interaction couplée océan-atmosphère. Venegas (2003) reprennent un mécanisme de couplage déjà proposé par Cai et al. (1999) et illustré sur la figure 1.12. Au stade initial (schéma a) se trouve une anomalie de haute pression dans le Pacifique entourée de deux anomalies de basse pression dans les zones ouest de l'Atlantique et du Pacifique (H et L sur le schéma pour high et low). La géostrophie conduit à une anomalie de vent vers l'équateur en avant (à l'est) et vers le pôle en arrière (à l'ouest) de la haute pression (flèches noires). À l'arrière le vent vers le pôle charrie de l'air chaud et humide des subtropiques vers la "ceinture subpolaire", d'où une anomalie d'air chaud qui réduit le flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère. S'ensuit une augmentation de la SST (contours grisés). Le phénomène inverse est observé en avant de la haute pression. La deuxième phase du mécanisme intervient avec la propagation vers l'est des anomalies chaudes et froides de l'océan par le Courant Circumpolaire Antarctique tandis que les centres d'actions de la pression atmosphérique restent fixes (schéma b). L'anomalie chaude se dissipe légèrement au cours de son advection et au fur et à mesure qu'elle s'approche de l'anomalie de haute pression, celle-ci voit son amplitude diminuer jusqu'à changer de signe et devenir une basse pression quand l'anomalie chaude de SST l'aura dépassé et se situera dans l'Atlantique ouest. A ce niveau (schéma c), la nouvelle configuration atmosphérique permet un renforcement de l'anomalie chaude de SST qui peut alors continuer son parcours dans l'océan Austral. Ce mécanisme de couplage air/mer met en jeu 3 phénomènes primordiaux : la réponse thermique de l'océan à une anomalie de circulation atmosphérique (via la tension de vent méridienne et les flux de chaleur), l'advection vers l'est des anomalies de SST par l'ACC et la réponse en pression de l'atmosphère à une anomalie sous-jacente de SST.

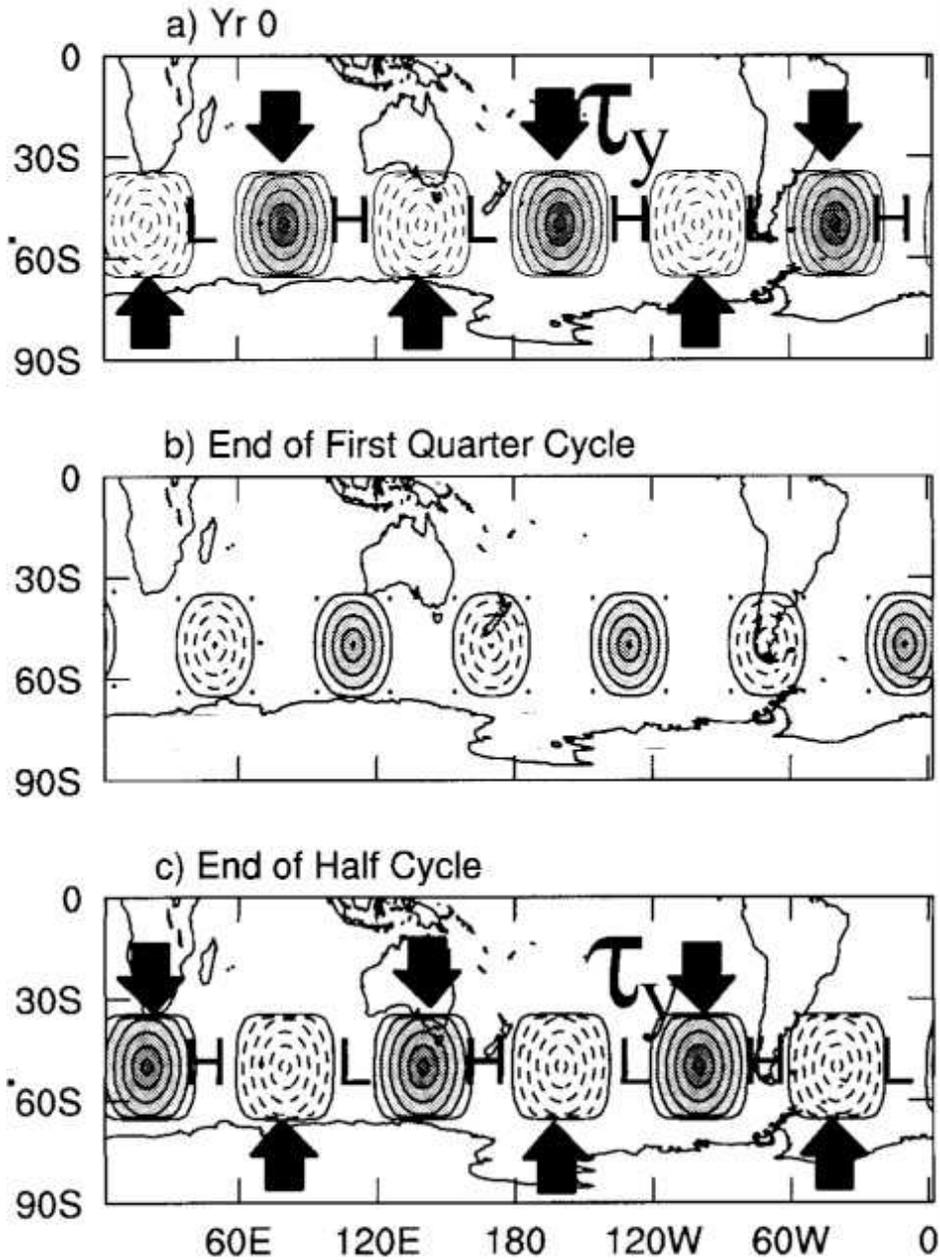


FIG. 1.12 – Mécanisme de couplage océan-atmosphère mis en évidence dans Cai et al. (1999) et Venegas (2003). 3 étapes d'un demi-cycle de propagation. Les anomalies d'eau chaude sont en contours pleins grisés et d'eau froide en contours pointillés. Les hautes pressions sont représentées par un H (High) et les basses par un L (Low). Les flèches noires représentent les tensions de vent méridiennes. Fig 18 dans Cai et al. (1999)

## 1.3 Objectifs

L'hémisphère sud a longtemps souffert d'un manque d'intérêt comparativement aux tropiques et à l'hémisphère nord. Nous venons de passer en revue les principaux modes de variabilité basses fréquences de l'hémisphère sud tels qu'ils sont connus aujourd'hui et par là même montré la diversité des processus mettant en jeu l'océan et l'atmosphère. Nous avons montré que l'analyse d'un même jeu de données peut paradoxalement conduire à des résultats très différents suivant les techniques employées. La même diversité survient avec les GCM. Or il est frappant de constater l'absence d'études menées avec des modèles de complexité intermédiaire alors qu'ils sont susceptibles d'isoler plus facilement des processus dissimulés dans la complexité des observations et des GCM à la physique exhaustive.

Il est clair qu'aucun consensus n'existe encore concernant les interactions de l'océan Austral avec l'atmosphère de l'hémisphère sud. Le principal objectif de cette thèse est donc d'étudier le mode couplé dominant aux moyennes latitudes de l'hémisphère sud par le biais d'un modèle de complexité intermédiaire.

Ainsi, les deux questions essentielles auxquelles cette thèse voudrait essayer de répondre sont :

- quels sont les mécanismes privilégiés d'interactions océan-atmosphère aux moyennes latitudes Austral ?
- partant de la nature fondamentale de ces interactions (forcée ou couplée) peut-on évaluer l'impact de chacune des composantes climatiques sur l'autre ?

Pour y répondre de la manière la plus simple, nous avons choisi de nous affranchir d'une composante importante de la variabilité basse fréquence de l'hémisphère sud, celle liée aux tropiques et à ENSO. Ce choix nous conduit à ne traiter que la dynamique des moyennes et hautes latitudes.

Nous allons donc tenter de simuler le système climatique Austral dans un modèle comportant les éléments clés mis en évidence dans cette introduction, à savoir : pour l'atmosphère une dynamique de grande échelle capable de reproduire les modes principaux de variabilité mais également l'activité haute fréquence des transitoires baroclines, et pour l'océan une dynamique réduite à l'advection par l'ACC et une thermodynamique contenant les flux de surface et les transports horizontaux de chaleur.

Notre choix s'est donc porté sur un modèle atmosphérique quasi-géostrophique à trois niveaux que nous avons couplé par les flux de chaleur en surface à une couche de mélange océanique de profondeur constante.

La mise en place et la validation de ce modèle sont les objets du chapitre 2. La thèse s'organise ensuite en deux parties. Le chapitre 3 explorera la variabilité basse fréquence du système couplé. Nous mettrons en évidence comment l'océan Austral répond principalement au forçage atmosphérique du SAM. Le chapitre 4 s'attachera à explorer la rétroaction de cette variabilité océanique sur l'atmosphère en déterminant la réponse stationnaire de cette dernière aux anomalies de SST. Enfin nous dresserons le bilan des résultats de la thèse et les perspectives possibles d'approfondissement.



## 2 Un modèle couplé de complexité intermédiaire

### Préambule

Le modèle utilisé dans cette thèse résout l'équation de conservation de vorticité potentielle QG en présence d'une source de chaleur *dynamique*. Le modèle numérique utilisé dans cette thèse est celui de Marshall and Molteni (1993) qui ne tient compte que de l'effet moyen des flux de chaleur de surface. L'objet de cette thèse est d'étudier les interactions entre les deux composantes climatiques que sont l'atmosphère et l'océan de l'hémisphère sud dans la bande de fréquence interannuelle. Or à cette échelle de temps, il est désormais bien admis que la variabilité de l'océan peut avoir une influence sur celle de l'atmosphère (Kushnir et al. 2002). Il est donc primordial d'introduire la variabilité des flux de chaleur de surface induits par l'océan Austral dans le modèle atmosphérique. Pour ce faire, nous avons ajouté au modèle atmosphérique un terme source de vorticité potentielle modélisant les flux de chaleur de surface, eux-mêmes forcés par la thermodynamique d'un océan Austral simplement modélisé.

La conservation du moment angulaire appliquée aux équations primitives de Navier-Stokes mène à l'équation de conservation de la vorticité d'Ertel. Dans le cadre de l'approximation quasi-géostrophique, ce principe devient celui de la conservation de la vorticité potentielle QG.

### 2.1 L'atmosphère

#### 2.1.1 L'approximation QG et le modèle continu

Le modèle est basé sur l'approximation quasi-géostrophique des équations dynamiques et thermodynamiques de l'atmosphère. Cette approximation représente une simplification notoire des équations régissant les mouvements de grandes échelles extra-tropicaux. Son succès est du au fait qu'elle permet de déterminer les valeurs et d'appréhender l'évolution de l'ensemble des champs dynamiques et thermique (dans la limite des hypothèses physiques effectuées bien sûr) à partir d'une seule quantité : le géopotentiel.

Le modèle utilisé dans cette thèse ne résout pas l'équation de tendance du géopotentiel mais sa forme conservative : l'équation de conservation de la vorticité potentielle quasi-géostrophique. Une dérivation rigoureuse des équations peut-être obtenue dans Holton (1992),

on ne présente ici que les étapes importantes menant à l'équation de conservation.

Fondamentalement, la quasi-géostrophie se base d'une part sur le fait que le vent horizontal est quasi non-divergent et en équilibre avec le gradient de pression (cad géostrophique) et d'autre part sur la supériorité des vitesses horizontales sur les vitesses verticales. La première assumption permet de séparer le vent horizontal en une composante majeure géostrophique d'une anomalie agéostrophique :

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= \mathbf{U}_g + \mathbf{U}_a \\ \mathbf{U} &= \frac{1}{f_0} \mathbf{k} \wedge \nabla \phi + \mathbf{U}_a \end{aligned} \quad (2.1)$$

où l'on a supposé que l'échelle horizontale des mouvements était très inférieure au rayon terrestre pour pouvoir définir le vent géostrophique avec un paramètre de Coriolis constant.  $\phi$  est le géopotentiel,  $\mathbf{k}$  un vecteur unité vertical et l'indice  $a$  dénote la composante agéostrophique.

La seconde assumption permet de réduire les évolutions du moment horizontal et de la température suivant le flot total à leurs évolutions suivant le flot géostrophique. D'autre part et malgré le paramètre de Coriolis constant dans l'expression du vent géostrophique, on ne néglige pas les effets dynamiques de la variation en latitude de  $f$  en faisant l'approximation du plan  $\beta : f = f_0 + \beta y$  où  $\beta$  représente le gradient méridien de  $f$  à la moyenne latitude de 45S.

Les équations en coordonnées pression de moment horizontal et de thermodynamique deviennent (Holton 1992) en notant que  $\nabla \phi = -f_0 \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_g$  :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_g \cdot \nabla \right) \mathbf{U}_g = -\beta y \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_g - f_0 \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_a \quad (2.2)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_g \cdot \nabla \right) T - \frac{\sigma p}{R} \omega = \frac{Q}{c_{pa}} \quad (2.3)$$

avec le paramètre de statibilité statique :

$$\sigma = -\frac{RT_0}{p} \frac{d \ln \theta_0}{dp}$$

où  $\theta_0$  est la température potentielle de l'état de base  $T_0(p)$  à partir duquel on calcule l'anomalie  $T(x, y, p, t)$ .  $R$  est la constante des gaz parfaits,  $Q$  une source de chaleur (par unité de masse) et  $c_{pa} = 1004 J.kg^{-1}.K^{-1}$  la chaleur spécifique de l'air sec à pression constante.

Puis, à partir de la composante verticale du rotationnel de l'équation (2.2) et de la continuité on détermine l'équation pronostic de vorticité relative :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_g \cdot \nabla \right) (\zeta_g + f) = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (2.4)$$

Le gradient vertical de  $\omega$  dans (2.4) peut être remplacé par son expression obtenue de la dérivée verticale de l'équation (2.3). En exprimant la température  $T$  en fonction du géopotentiel  $\phi$  grâce à l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (2.5)$$

et la vorticité relative comme le laplacien du géopotiel :  $\zeta_g = f_0^{-1} \nabla^2 \phi$ , on obtient l'équation de conservation :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_g \cdot \nabla \right) q = - \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{f_0 R}{\sigma p} \frac{Q}{c_{pa}} \right) \quad (2.6)$$

pour la quantité  $q$  dénommée vorticité potentielle (VP) quasi-géostrophique qui est entièrement déterminée par la seule variable  $\phi$ . Cependant, le modèle de Marshall and Molteni (1993) utilisé ici résoud l'équation de conservation de la VP QG calculée à partir de la fonction de courant géostrophique :  $\psi = \phi / f_0$ . On a alors :

$$q = \nabla^2 \psi + f + f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \quad (2.7)$$

### 2.1.2 Le modèle discrétisé

Le modèle numérique résoud en spectrale troncature T21, la discrétisation des équations (2.6) et (2.7) sur la sphère et les 3 niveaux de pression : 200hPa, 500hPa et 800hPa. L'équation de vorticité potentielle QG discrétisée est :

$$\frac{\partial q_1}{\partial t} = -J(\psi_1, q_1) - D_1(\psi_1, \psi_2) - \frac{1}{R_h^2 K_h c_{pa}} \frac{Q_h}{c_{pa}} + S_1 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial t} = -J(\psi_2, q_2) - D_2(\psi_1, \psi_2, \psi_3) + \frac{1}{R_h^2 K_h c_{pa}} \frac{Q_h}{c_{pa}} - \frac{1}{R_b^2 K_b c_{pa}} \frac{Q_b}{c_{pa}} + S_2 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial q_3}{\partial t} = -J(\psi_3, q_3) - D_3(\psi_2, \psi_3) + \frac{1}{R_b^2 K_b c_{pa}} \frac{Q_b}{c_{pa}} + S_3 \quad (2.10)$$

en remplaçant l'opérateur d'advection  $\mathbf{U}_g \cdot \nabla$  par un jacobien de  $\psi$  et en faisant apparaître les termes sources  $S_i$  et de dissipation  $D_i$  que l'on détaillera plus loin. Les vorticités potentielles à chaque niveau sont déterminées par :

$$q_1 = \nabla^2 \psi_1 - \frac{1}{R_h^2} (\psi_1 - \psi_2) + f \quad (2.11)$$

$$q_2 = \nabla^2 \psi_2 + \frac{1}{R_h^2} (\psi_1 - \psi_2) - \frac{1}{R_b^2} (\psi_2 - \psi_3) + f \quad (2.12)$$

$$q_3 = \nabla^2 \psi_3 + \frac{1}{R_b^2} (\psi_2 - \psi_3) + f \left( 1 + \frac{h}{H_0} \right) \quad (2.13)$$

avec  $R_h = 700km$  et  $R_b = 450km$  les rayons de déformation de Rossby des couches centrées en h et b et définis par :  $R_{h,b}^2 = \sigma_{h,b} \delta p^2 / f_0^2$  avec  $\delta p = 300mb$ . La hauteur  $h$  représente la topographie et  $H_0 = 9000m$  une hauteur d'échelle verticale. Les coefficients  $K_h$  et  $K_b$  :

$$K_{h,b} = \frac{f_0 p_{h,b}}{R \delta p}$$

apparaissent lors de la discrétisation. Il s'agit en fait des facteurs reliant la température d'une couche aux fonctions de courant des niveaux inférieur et supérieur via l'équilibre du vent thermique.

### 2.1.2.1 La dissipation

La dissipation est représentée à chaque niveau par les termes  $D_i$ . Ils incluent un terme de relaxation newtonienne de la température, la diffusion horizontale et un frottement à 800hPa :

$$-D_1 = N_h - HD_1 \quad (2.14)$$

$$-D_2 = -N_h + N_b - HD_2 \quad (2.15)$$

$$-D_3 = -N_b - HD_3 - EK_3 \quad (2.16)$$

Les échanges radiatifs entre les couches sont donc paramétrisés par une relaxation Newtonienne de la température de chacune d'entre elles :

$$N_h = \frac{1}{\tau_r} \frac{1}{R_h^2} (\psi_1 - \psi_2) \quad (2.17)$$

$$N_b = \frac{1}{\tau_r} \frac{1}{R_b^2} (\psi_2 - \psi_3) \quad (2.18)$$

où  $\tau_r = 25$  *jours* représente l'échelle de temps de ces échanges.

La diffusion horizontale est paramétrisée par un laplacien d'ordre 4 agissant sur la température et la vorticité relative :

$$HD_i = c_H \nabla^8 q'_i \quad (2.19)$$

où  $q'_i$  est la vorticité potentielle réduite des composantes planétaire  $f$  et orographique  $f/H_0$ . La constante  $c_H$  est telle que les plus petites échelles résolues soient dissipées en 2 jours.

Le frottement sur le sol à 800hPa est paramétrisé comme une friction d'Ekman, cad comme une dissipation linéaire du vent, ce qui en coordonnées sphériques s'écrit :

$$EK_3 = \nabla^2 (k_{\lambda,\phi,h} \psi_3) = \frac{1}{a \cos \phi} \left( \frac{\partial k_{\lambda,\phi,h} v_3}{\partial \lambda} - \frac{\partial k_{\lambda,\phi,h} \cos \phi u_3}{\partial \phi} \right) \quad (2.20)$$

car :

$$u_3 = -\frac{1}{a} \frac{\partial \psi_3}{\partial \phi} ; v_3 = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \psi_3}{\partial \lambda}$$

Le coefficient de friction  $k$  dépend de la longitude  $\phi$ , la latitude  $\lambda$ , la topographie  $h$  et du masque terre-océan comme :

$$k(\lambda, \phi, h) = \frac{1}{\tau_E} \left[ 1 + \frac{1}{2} LS(\lambda, \phi) + \frac{1}{2} FH(h) \right] \quad (2.21)$$

où  $\tau_E = 3$  *jours* et  $LS(\lambda, \phi)$  représente la fraction de terre à un point de grille et  $FH(h) = 1 - e^{-h/1000}$  l'effet progressif des montagnes.  $LS$  et  $FH$  varient entre 0 et 1 donc le coefficient de friction  $k$  oscille entre 3 *jours*<sup>-1</sup> sur les océans, 2 *jours*<sup>-1</sup> sur la terre d'altitude nulle et 1.5 *jours*<sup>-1</sup> sur les montagnes.

La topographie est issue des données ECMWF (European Center for Medium range Weather Forecast) interpolées sur la grille gaussienne du modèle.

### 2.1.2.2 La source de chaleur

La vitesse verticale  $\omega$  est directement forcée par la source de chaleur  $Q$  dans l'équation de thermodynamique (2.3). Cependant, c'est la dérivée verticale de  $\omega$  qui apparaît dans l'équation de vorticité (2.4) et donc dans celle de vorticité potentielle (2.6). La discrétisation induit donc des termes de sources de chaleur de signes opposés entre deux niveaux de pression successifs. Ainsi, une source de chaleur agissant sur une couche atmosphérique aura des effets opposés sur les deux niveaux de pression délimitant la couche et ne pourra en aucun cas forcer une réponse barotrope de ces niveaux ; point sur lequel nous reviendrons dans le chapitre 4.

Dans le cadre de notre étude, nous sommes intéressés par le couplage de l'atmosphère avec l'océan. Du côté atmosphérique, ce couplage intervient par le biais du flux de chaleur sensible et de l'évaporation. Ces deux processus induisent un forçage complexe. Par exemple, le flux de chaleur sensible a clairement une influence locale tandis que la chaleur latente se dégage lors des précipitations qui peuvent avoir lieu loin de la zone d'évaporation. Il est clair que le modèle *sec* de basse résolution utilisé dans cette thèse ne peut espérer reproduire de tel phénomène. Il a donc été choisi de se limiter à l'étude des interactions air-mer pour la seule saison hivernale. En effet c'est au cours des mois de juin, juillet et août que l'océan Austral est le plus homogène et que son impact sur l'atmosphère est le plus grand aux moyennes latitudes. Dans ce cadre, des simplifications peuvent être faites.

Tout d'abord, nous pouvons fixer le flux de chaleur latente proportionnel au flux de chaleur sensible via le rapport de Bowen. Pour cela, le manque d'observations sur l'océan Austral nous contraint à considérer valable dans cette zone le fait que la corrélation entre les deux flux est très forte aux moyennes latitudes, comme il a été observé dans l'hémisphère Nord (Cayan 1992a,b). Nous nous sommes de plus limité à utiliser un rapport de Bowen fixe dans l'espace. Ainsi, le flux de chaleur en surface se limite-t'il au calcul du flux de chaleur sensible :

$$F = F_l + F_s = \left(1 + \frac{1}{B}\right) F_s$$

D'autre part, la profondeur verticale du forçage adiabatique de l'atmosphère est relativement faible puisqu'*a priori* 90% de l'énergie est libérée entre la surface et 500hPa (Peng and Whitaker 1999). Cela implique une source de chaleur nulle dans la couche supérieure du modèle et prenant une répartition linéaire du flux de chaleur de surface  $F$  sur la colonne d'air entre le sol et le niveau 500hPa on obtient :

$$\begin{aligned} Q_h &= 0 \\ Q_b &= \frac{g}{\Delta p} F \end{aligned}$$

où  $\Delta p = 450hPa$  fixe le niveau du sol par rapport au niveau atmosphérique le plus haut influencé par  $F$  et  $g/\Delta p$  transforme le flux de chaleur de surface en source de chaleur par unité de masse à 650hPa.

Le flux de chaleur sensible  $F_s$  est paramétré classiquement par :

$$F_s = \lambda_{oa}(T - T_s) \quad (2.22)$$

où  $\lambda_{oa}$  est le coefficient d'échange thermodynamique de l'interface océan-atmosphère ( $W.K^{-1}.m^{-2}$ ),  $T$  la SST et  $T_s$  la température atmosphérique de surface.  $\lambda_{oa}$  est parfois pris constant dans la littérature mais il est ici fonction du vent de surface :

$$\lambda_{oa} = \rho_a E_{oa} c_{pa} U_s \quad (2.23)$$

avec  $\rho_a$  la densité de l'air à la surface,  $E_{oa} = 1.3 \times 10^{-3}$  le coefficient de transfert thermique à l'interface, et  $U_s$  la norme du vent en surface.

### 2.1.2.3 Les termes sources $S_i$

La représentation des phénomènes physiques dans le modèle n'est pas complète. De nombreux processus, tels que le forçage radiatif solaire où les phénomènes liés à l'humidité, en sont absents et ces déficiences pourraient mener à une mauvaise modélisation de la climatologie observée. Or il est primordial que l'atmosphère présente une climatologie réaliste pour étudier sa variabilité basse-fréquence couplée à l'océan Austral (Kushnir et al. 2002, Peng and Whitaker 1999, Peng et al. 1997, 1995). Il est donc nécessaire de pallier les erreurs du modèle.

Nous avons utilisé une méthode simple introduite par Roads (1982) et reprise par Marshall and Molteni (1993). Partant du principe que les observations sont une réalisation du modèle, l'écart moyen effectif entre les deux peut corriger la dérive induite par les erreurs systématiques. Ainsi, la tendance moyenne de vorticité obtenue en introduisant un grand nombre de données dans le modèle (2.8-2.10), nulle si celui-ci était parfait, donne une estimation du terme source correcteur.

En pratique, disposant d'un jeu d'observations (telle que les analyses bijournali res de juin 1979   août 1993 de l'ECMWF, hivernales pour être cohérent avec le calcul du flux de chaleur) dénoté par  $\hat{\psi}_{j=1,N}$ , et d'un modèle :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = M_a(\psi, T) + R$$

où  $M_a$  représente les termes du membre de droite des équations (2.8-2.10) sans les  $S_i$  et  $T$  la SST, on calcule le terme parfois appelé *résidu moyen* :

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N R_j \\ S &= -\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N M_a(\hat{\psi}_j, \hat{T}) \end{aligned} \quad (2.24)$$

qui permet de vérifier :

$$\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[ \frac{\partial \hat{q}_j}{\partial t} = M_a(\hat{\psi}_j, \hat{T}) + S \right] = 0$$

Pour déterminer le terme  $S$  dans 2.32, nous avons eu besoin d'un champ de SST et des variables atmosphériques de surface. La manière dont celles-ci sont déterminées est décrite

ci-après. La SST quant à elle, est déterminée dans le modèle océanique. Cependant, pour calculer le meilleur terme source atmosphérique possible, nous avons choisi de prendre une SST climatologique hivernale issue des observations (Reynolds and Smith 1994)<sup>1</sup>.

Le terme  $S$  ainsi obtenu est censé permettre de reproduire la climatologie observée. Il modélise l'effet moyen de tous les processus absents du modèle aussi bien de grande que de petite échelle. Cette méthode peut être encore améliorée (D'Andrea and Vautard 2000) même si elle donne d'excellents résultats dans l'hémisphère nord (D'Andrea et al. 2005, Ferreira and Frankignoul 2005). Pour l'hémisphère sud, sa mise en pratique n'a pas montré d'aussi bons résultats. En l'état, le modèle produisait une large erreur sur le continent Antarctique. Plutôt que de rendre la correction d'erreur variationnelle dans le temps (et donc de potentiellement introduire une nouvelle source de variabilité) nous avons préféré la maintenir constante en ajoutant une correction en température au terme  $S$  dont la méthode de calcul est décrite dans l'appendice 3.7.1 du chapitre 3. Avec la méthode rectifiée le modèle a montré une très bonne climatologie (section 2.3).

#### 2.1.2.4 Diagnostic des grandeurs de surface

Le modèle atmosphérique ne résout que les équations pronostiques de vortacité potentielle à 200, 500 et 800hPa. En vue de coupler cette atmosphère à un modèle d'océan nous avons vu qu'il était nécessaire de disposer de la température et du vent de surface pour calculer le flux de chaleur à l'interface air-mer (équations 2.22-2.23). Nous verrons dans la section suivante que le modèle d'océan a également besoin du vent de surface pour calculer les courants d'Ekman.

Le calcul du vent de surface a été très simplifié puisqu'il a été choisi de prendre une relation linéaire à coefficient constant avec le vent à 800hPa. Ce coefficient a été déterminé à partir des observations (réanalyses ERA15) comme le rapport moyen des vents aux deux niveaux. Pour les conditions d'hiver Austral, le coefficient est de : 0.659.

De même, la température de surface ne peut être diagnostiquée qu'à partir de la température de la couche basse atmosphérique  $T_b$ . Celle-ci est calculée à partir de la discrétisation de l'équilibre hydrostatique (2.5) :

$$T_b = -\frac{p_b}{R\delta p}(\phi_3 - \phi_2) \quad (2.25)$$

Or le calcul des géopotentiels  $\phi_i$  à partir des fonctions de courant se fait par l'inversion de :  $\nabla^2\phi_i = \nabla(f \nabla\psi_i)$  au cours de laquelle apparaissent des constantes d'intégrations nécessaires pour obtenir une température absolue :

$$T_b = -K_b(\psi_3 - \psi_2) - \frac{g}{R\delta p}(H_{Z3} - H_{Z2}) \quad (2.26)$$

avec  $K_b$  un coefficient déjà mentionné et  $H_{Z_i}$  les constantes d'intégration correspondant aux paramètres de l'atmosphère US standard<sup>2</sup> (Atmosphere 1976). Nous relierons la température

<sup>1</sup>Pour être cohérent, nous avons choisi le jeu d'observations de SST qui a servi à élaborer les analyses de l'ECMWF ERA15 que nous avons utilisé.

<sup>2</sup> Pression (mbar)	800	500	200
$H_Z$ (m)	1949	5574	11784

de surface  $T_s$  à la température  $T_b$  par une relation linéaire :

$$T_s = a_{ij}T_b + b_{ij}$$

dont les coefficients  $a$  et  $b$  sont déterminés à partir des observations (réanalyses ERA15). En introduisant la série observée des fonctions de courants à 500hPa et 800hPa, on calcule une série de température  $\hat{T}_b$ . Les coefficients  $a$  et  $b$  sont alors déterminés en chaque point de grille comme :

$$a_{ij} = \frac{\text{var}(\hat{T}_s)}{\text{var}(\hat{T}_b)}$$

$$b_{ij} = \hat{T}_s - a_{ij}\hat{T}_b$$

où  $\hat{T}_s$  est la série des températures de surface observées. Cette méthode simple permet de reproduire raisonnablement variance et moyenne observées.

Finalement, les équations de vorticité potentielle aux 3 niveaux sont de la forme :

$$\frac{\partial q_1}{\partial t} = -J(\psi_1, q_1) - D_1(\psi_1, \psi_2) + S_1 \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial t} = -J(\psi_2, q_2) - D_2(\psi_1, \psi_2, \psi_3) - \frac{1}{R_b^2 K_b c_{pa} \Delta p} F(\psi_2, \psi_3, T) + S_2 \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial q_3}{\partial t} = -J(\psi_3, q_3) - D_3(\psi_2, \psi_3) + \frac{1}{R_b^2 K_b c_{pa} \Delta p} F(\psi_2, \psi_3, T) + S_3 \quad (2.29)$$

où l'on a exprimé le vent et la température atmosphérique de surface à partir des fonctions de courant aux niveaux 2 et 3.

## 2.2 L'océan

Sans être exhaustif, le modèle choisi contient certains des processus clés pour étudier l'interaction de l'océan avec l'atmosphère (Frankignoul 1985). Ainsi, nous avons limité l'évolution de la température océanique de surface  $T$  à l'influence :

- de l'advection géostrophique par le Courant Circumpolaire Antarctique de surface  $\mathbf{U}_g$ ,
- du vent via l'advection induite par les courants d'Ekman  $\mathbf{U}_E$  et le flux de chaleur  $F$  à l'interface,
- de la température atmosphérique via le flux de chaleur,
- de la dissipation (horizontale),
- d'un terme de forçage  $S_T$  (correction de flux).

L'advection constante par l'ACC est une dynamique prescrite qui induit une variabilité inter-annuelle correspondant à une période de révolution autour du continent Antarctique (entre 8 et 10 ans pour des vitesses d'advection de  $35^\circ/an$ - $44^\circ/an$  à  $45S$ - $55S$ ). L'autre composante dynamique est celle forcée par le vent de surface, sur laquelle la SST peut indirectement

avoir une influence. Il n'y a donc pas de dynamique interne océanique ce qui constitue une forte limitation du modèle car la dynamique de la thermocline peut jouer un rôle important dans la variabilité interannuelle couplée des deux composantes climatiques (Qiu and Jin 1997, Goodman and Marshall 1999, Baines and Cai 2000). Toutefois, en utilisant un modèle océanique simple nous avons voulu placer notre étude entre celles des modèles analytiques idéalistes (canal) et celles des GCM réalistes ayant une représentation exhaustive des mécanismes physiques.

Étant donné tous les processus listés ci-dessus, nous pouvons écrire l'équation régissant l'évolution de la SST (Frankignoul 1985) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{U}_g \cdot \nabla T - \mathbf{U}_e \cdot \nabla T - \frac{F}{C_{po}} + \nu \nabla^2 T + S_T \quad (2.30)$$

où  $\nu = 2 \times 10^{-3} m^2 s^{-1}$  est le coefficient de diffusion latérale et  $C_{po} = \rho_o c_{po} H_0$  la capacité calorifique de la colonne d'eau avec  $\rho_o$  la masse volumique de l'océan en surface,  $c_{po}$  la chaleur spécifique de l'eau de mer et  $H_0 = 200m$  l'épaisseur uniforme et constante de la couche de mélange.  $H_0$  a été déterminée comme la valeur moyenne des données Levitus and Boyer (1994)<sup>3</sup> le long du coeur de l'ACC pendant l'hiver Austral. Néanmoins la profondeur de couche de mélange est sujette à une grande variabilité spatiale et saisonnière dans les moyennes latitudes (Kara et al. 2003) notamment à l'ouest du passage de Drake (voir figure 2.1). Même si cela constitue une nouvelle limitation du modèle, nous avons voulu dans un premier temps restreindre le champ des processus à ceux liés directement aux flux de chaleur sensible-latent et d'Ekman, sans prendre en compte les phénomènes d'entraînement. Choisir une profondeur de couche de mélange uniforme et fixe dans le temps était donc cohérent avec la volonté de supprimer toute dynamique liée à la thermocline.

Une attention particulière a été portée au calcul du courant géostrophique de surface  $\mathbf{U}_g$ . Le détail de ce calcul est présenté en annexe A. La figure 2.2 représente la fonction de courant géostrophique de surface issue de  $\mathbf{U}_g$  et la figure 3.2 sa norme. La vitesse moyenne de l'ACC est de  $6.7 cm.s^{-1}$  entre 40S et 60S, et de  $8.3 cm.s^{-1}$  le long de l'ACC.

Les courants d'Ekman sont calculés à partir de la tension de vent en surface  $\tau$  qui à son tour s'exprime à partir du vent de surface  $\mathbf{U}_s$  :

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_E &= -\frac{\mathbf{k} \wedge \tau}{f_0 \rho_o H_0} \\ \tau &= \rho_a C_D |\mathbf{U}_s| \mathbf{U}_s \end{aligned}$$

avec  $f_0$  le paramètre de Coriolis à 45S et  $C_D = 2 \times 10^{-3}$  le coefficient de friction.

Le terme de forçage  $S_T$  est un terme source calculé avec une méthode inspirée de celle utilisée pour l'atmosphère. En effet, les processus physiques présents dans le modèle (2.30) ne sont là encore pas exhaustifs et nous devons tenir compte des erreurs modèles pour espérer obtenir une bonne climatologie de la SST. Nous aurions pu insérer directement des champs d'observations dans les équations océaniques et atmosphériques pour déterminer simultanément les champs  $S_i$  et  $S_T$ . Cependant, cette méthode n'aurait pas tenu compte de la paramétrisation explicite des échanges air-mer et de ses déficiences. Nous avons donc procédé de

<sup>3</sup>Voir ici pour la climatologie mensuelle.

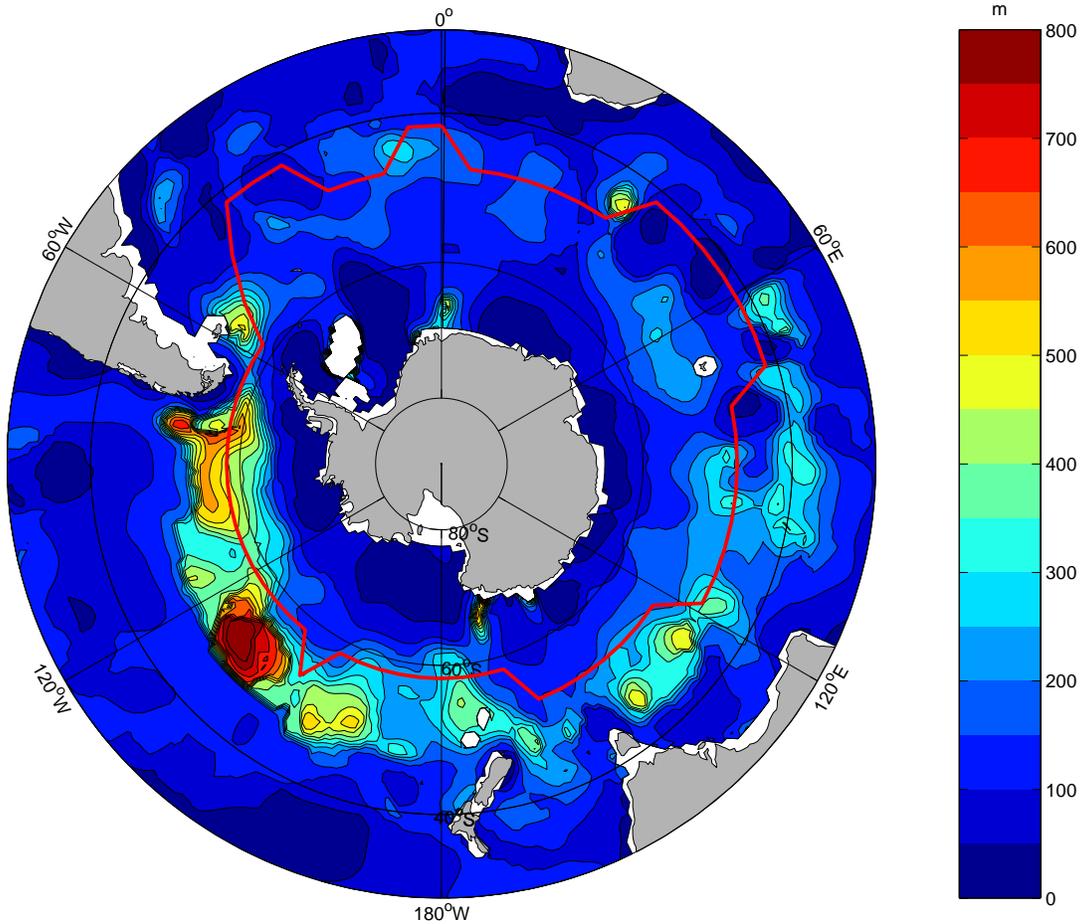


FIG. 2.1 – Profondeur de la couche mélangée de l’océan Austral en moyenne pour juin-juillet-août (contours 50m) et en trait rouge épais le coeur de l’ACC sur la grille du modèle. Source Levitus and Boyer (1994).

la manière suivante : insérant dans le modèle d’atmosphère un jeu de fonctions de courants observées (ERA15) et une SST climatologique  $\hat{T}$  (Reynolds and Smith 1994), nous avons obtenu les termes sources  $S_i$  par (2.32). Puis nous avons intégré le modèle d’atmosphère seul, forcé par les termes  $S_i$  et  $\hat{T}$  et obtenu une série de fonction de courant atmosphérique de surface  $\tilde{\psi}^s$ . Enfin, en insérant cette série dans le modèle d’océan (2.30) schématisé comme suit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = M_o(\psi^s, T) + R \quad (2.31)$$

nous avons déterminé le terme  $S_T$  comme le résidu moyen :

$$S_T = -\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N M_o(\tilde{\psi}_j^s, \hat{T}) \quad (2.32)$$

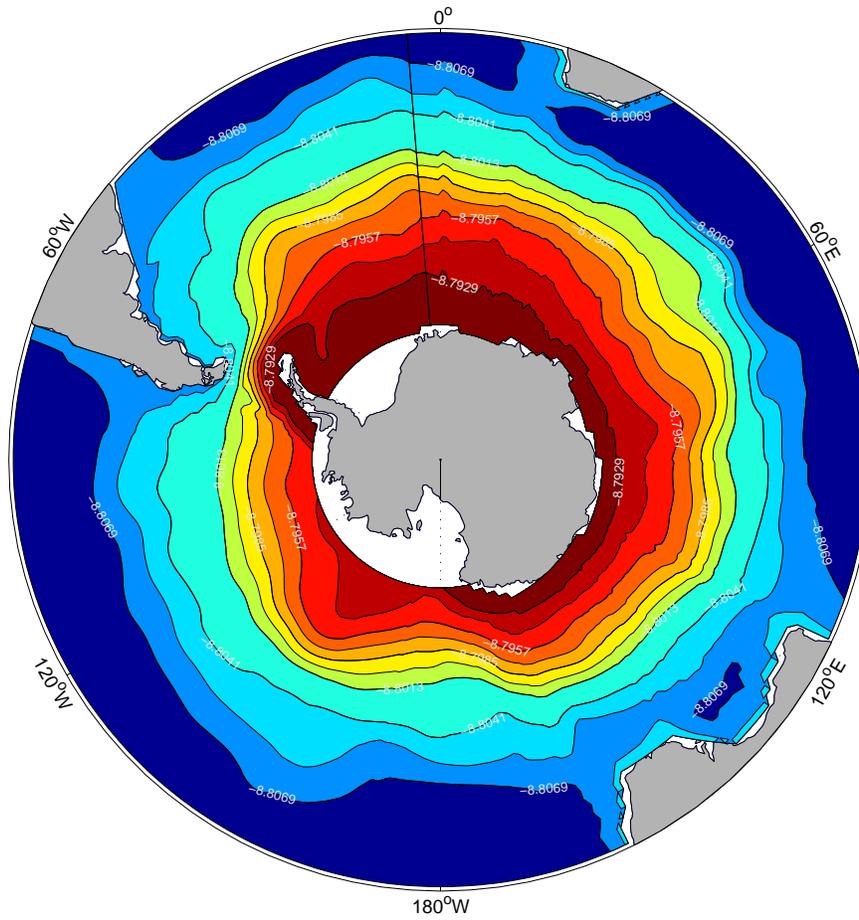


FIG. 2.2 – Isocontours de la fonction de courant géostrophique de surface  $\psi_g$  ( $m^2 \cdot s^{-1}$ ). Intervalle des contours :  $2,8 \cdot 10^4 m^2 \cdot s^{-1}$ .

Dans un souci de simplicité nous n'avons pas discrétisé le modèle d'océan en différences finies mais nous l'avons adapté au modèle spectral atmosphérique. L'avantage était de pouvoir utiliser toutes les routines de calculs déjà existentes. La seule contrainte a été de définir les champs sur l'ensemble du domaine. Le flux de chaleur de surface et le transport d'Ekman sont définis sur toute la sphère si le champ de SST l'est également. Le champ  $T$  défini sur les océans est ainsi complété de la climatologie de température atmosphérique de surface sur les continents. Pour éviter les problèmes de *contamination* de la SST avec celui de température atmosphérique, nous avons du introduire une couche éponge. Cela se traduit par l'ajout du terme :

$$c_{\lambda,\phi}(T_{sp} - T)$$

dans le membre de droite de l'équation (2.30). La température océanique  $T$  est alors rappelée vers le champs  $T_{sp}$  avec une constante de temps déterminée par le coefficient  $c_{\lambda,\phi}$ . Celui-ci est déterminé pour induire un temps de rappel infini sur les océans et d'une journée sur les continents. Le champ fixe  $T_{sp}$  est construit avec la climatologie de SST sur l'océan et de

température atmosphérique de surface sur les continents<sup>4</sup>. Ainsi, le champ de SST modélisé est laissé libre d'évoluer selon la physique du modèle (2.30) sur les océans alors que sur les zones continentales il est fortement rappelé vers une climatologie atmosphérique de surface.

Les modèles atmosphérique et océanique sont intégrés dans l'espace des harmoniques sphériques avec une troncature T21. Le schéma temporel utilisé est un prédicteur-correcteur et le pas de temps est de 1 heure.

## 2.3 Validation, climatologie

La climatologie du modèle n'est que très brièvement décrite dans la première partie 3.2.2 du papier JGR. Il nous apparaît donc nécessaire d'en faire une description un peu plus complète afin d'une part de revenir sur la validation du modèle telle qu'il a été utilisé dans l'ensemble de la thèse et d'autre part de présenter les résultats qui n'ont pu être insérés dans la publication. Nous nous focaliserons sur la climatologie générale du modèle, sa variabilité étant l'objet du chapitre suivant.

Une simulation couplée de 1000 ans (de 365 jours soit 365000 jours au total) est conduite en sauvegardant tous les champs en moyenne mensuelle et les fonctions de courant atmosphériques en journalier sur les 100 dernières années pour calculer les statistiques de la variabilité haute fréquence (zones de tempête).

La figure 2.3 montre les champs moyens de hauteur géopotentielle aux 3 niveaux atmosphériques. Celles-ci sont calculées à partir des fonctions de courant en inversant le laplacien dans la relation :

$$\nabla^2 Z = \frac{1}{g} \nabla f \nabla \psi \quad (2.33)$$

La basse pression résidente sur le continent Antarctique est bien résolue. L'erreur systématique maximum est de 250m sur le pôle mais seulement 170m aux moyennes latitudes (figure 2.4). Dans les modèles complets de circulation générale, l'erreur est de l'ordre de la centaine de mètres (D'Andrea and coauthors 1998) : nos valeurs sont donc acceptables compte tenu de la simplicité du modèle. Les profils méridiens de vent zonaux (figure 2.5) montrent un jet globalement bien simulé malgré une extension méridienne plus confinée et un léger décalage vers le nord (environ 5 degrés) dans la couche basse. Le modèle montre ici sa tendance à produire une dynamique plus zonale que dans la réalité. Cela est confirmé par l'amplitude des ondes stationnaires représentées sur la figure 2.5. La différence d'amplitude entre les ondes du modèle et celles des données ERA15 est maximum à 200hPa (une vingtaine de mètres) et se réduit en approchant de la surface. La figure 2.5 montre que les défauts du modèle sont principalement localisés au niveau 200hPa (comme l'avait déjà montrée la figure 2.4) tandis que les niveaux inférieurs reproduisent particulièrement bien l'allure de la

<sup>4</sup>Il s'agit en fait de la même climatologie de SST que celle des données Reynolds and Smith (1994) qui est aussi définie sur les continents par la température atmosphérique de surface.

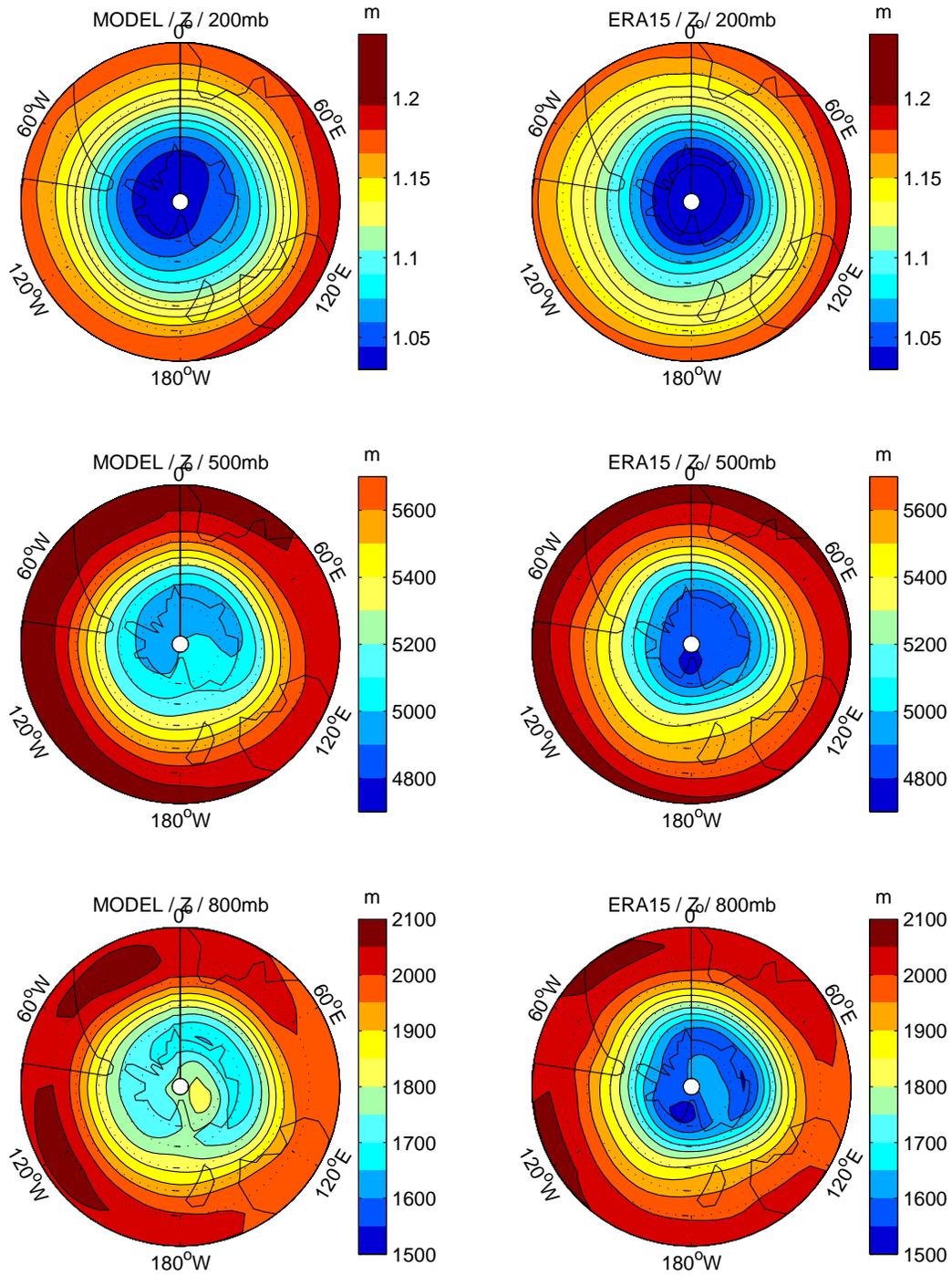


FIG. 2.3 – Climatologie des hauteurs géopotielles pour la simulation couplée (colonne de gauche) et les observations (colonne de droite). Contours tous les 150m, 100m et 50m.

climatologie observée. Les niveaux 500hPa et 800hPa montrent que les ondes stationnaires de l'hémisphère sud ont une structure verticale principalement barotrope et horizontale de

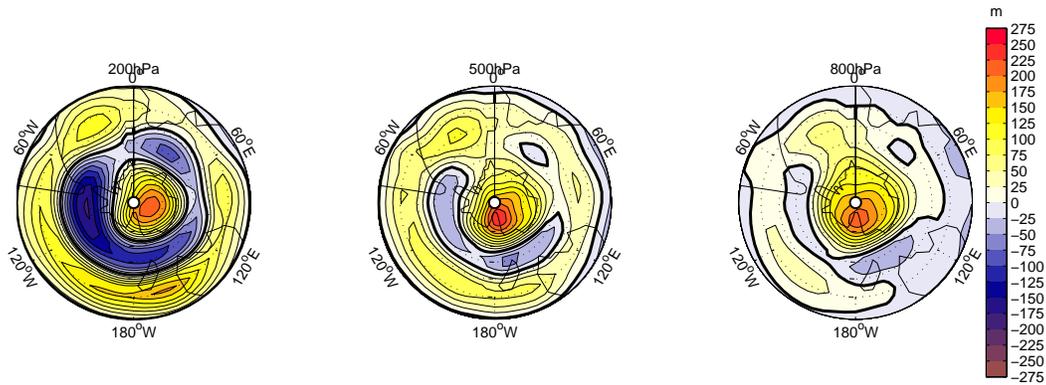


FIG. 2.4 – Erreurs systématiques des hauteurs géopotentielles pour la simulation couplée par rapport aux données ERA15. Contours tous les 25m et contours nuls en gras.

Niveaux	STD LF max			STD HF max		
	200hPa	500hPa	800hPa	200hPa	500hPa	800hPa
Modèle couplé	133	79	60	176	100	76
Données ERA15	158	108	79	148	128	83

TAB. 2.1 – Maxima (mètres) des déviations standards de hauteur géopotentielle haute et basse fréquence aux 3 niveaux de pression du modèle.

nombre d'onde 1. Elles sont formées de hautes pressions (respectivement basses pressions) de part et d'autre du continent sud américain (resp. de l'Australie) qui se prolongent en spirale vers le continent Antarctique et le secteur de la mer de Ross (resp. de la mer de Weddell), Quintanar and Mechoso (1995a). Cette structure a pour principal effet d'accélérer le jet dans le secteur Atlantique-Indien et de le ralentir dans le secteur Pacifique. Notons enfin que les erreurs d'amplitude et de localisation des ondes stationnaires sont tout à fait comparables à celles produites par des GCM réalistes (Raphael 1998, Quintanar and Mechoso 1995b).

Les zones de tempête ont été localisées en séparant les signaux haute (HF) et basse fréquence (LF) des séries journalières de  $\psi$ . À partir d'une moyenne glissante de largeur 10 jours, nous séparons l'activité des transitoires baroclines des ondes quasi-stationnaires (Blackmon et al. 1977, 1984). Les figures 2.6 et 2.7 représentent la déviation standard (STD) des signaux HF et LF (transformés en hauteurs géopotentielles) pour la simulation couplée et les observations. À tous les niveaux et pour les deux bandes de fréquences, la variabilité du modèle est plus faible que celle observée (cf tableau 2.1) : de l'ordre de 100m pour le modèle contre 130m dans les données à 500hPa, ce qui est une caractéristique des modèles quasi-géostrophiques. Notons d'autre part, que la stormtrack est localisée en amont du maximum de variabilité basse fréquence, dans l'océan Indien. Cette particularité (dans l'hémisphère nord la stormtrack est en aval) vient du fait qu'au dessus de l'océan Austral, la cyclogénèse intervient préférentiellement dans les zones de fort gradient méridien de SST, notamment celle située dans l'océan Indien ouest dans le sillage du cap de Bonne Espérance (Sinclair

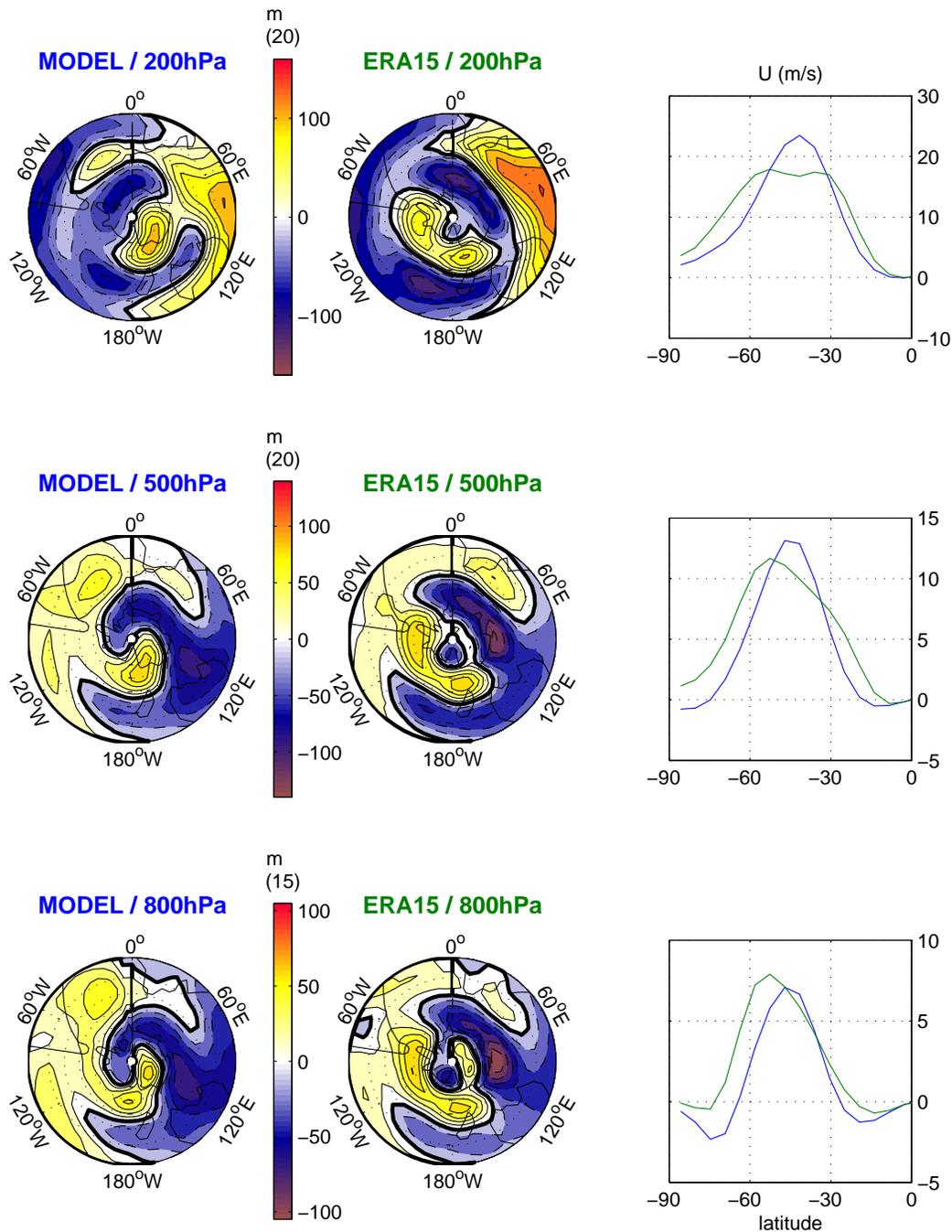


FIG. 2.5 – Ondes stationnaires et profils méridiens de vent zonal pour la simulation couplée et les données ERA15. Les ondes stationnaires ont été obtenues en supprimant la moyenne zonale des champs moyens de hauteur géopotentielle de la figure 2.3.

1995, Nakamura and Shimpo 2004, Nakamura et al. 2004). La zone de tempête est malgré tout située en aval de la zone d'accélération du jet (figure 2.5). Notons qu'elle est également

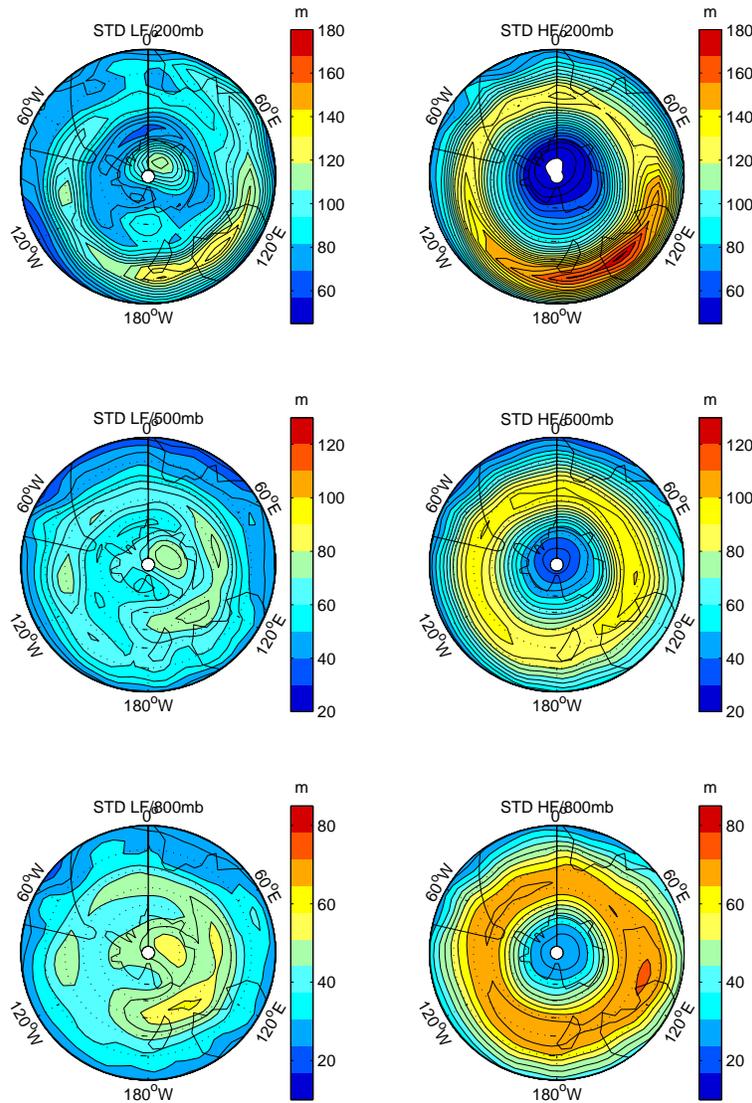


FIG. 2.6 – Déviation standard des hauteurs géopotentielles basse (gauche) et haute (droite) fréquence. Le signal basse fréquence est calculé en appliquant une moyenne glissante de largeur 10 jours sur le signal brut journalier, le signal haute fréquence est calculé comme l'écart entre la basse fréquence et le signal original. Contours  $5m$ .

plus zonale dans le modèle que dans les observations, avec un maximum d'intensité dans la bande de latitude 40S-50S. Notons enfin qu'à basse et haute fréquences, le modèle simule mal la variabilité dans le secteur de l'océan Pacifique. Cette déficience est due principalement à l'impact de la variabilité tropicale sur les moyennes latitudes qui est absente dans le modèle QG utilisé ici (Mo and White 1985, Karoly 1989, Sinclair et al. 1997).

Le champ moyen de SST est très correctement reproduit (figure 2.8). Le gradient méridien notamment est bien simulé à l'est du Cap de Bonne Espérance tandis que l'erreur systématique n'excède pas  $1^{\circ}C$  aux moyennes latitudes (elle est la plus forte le long du

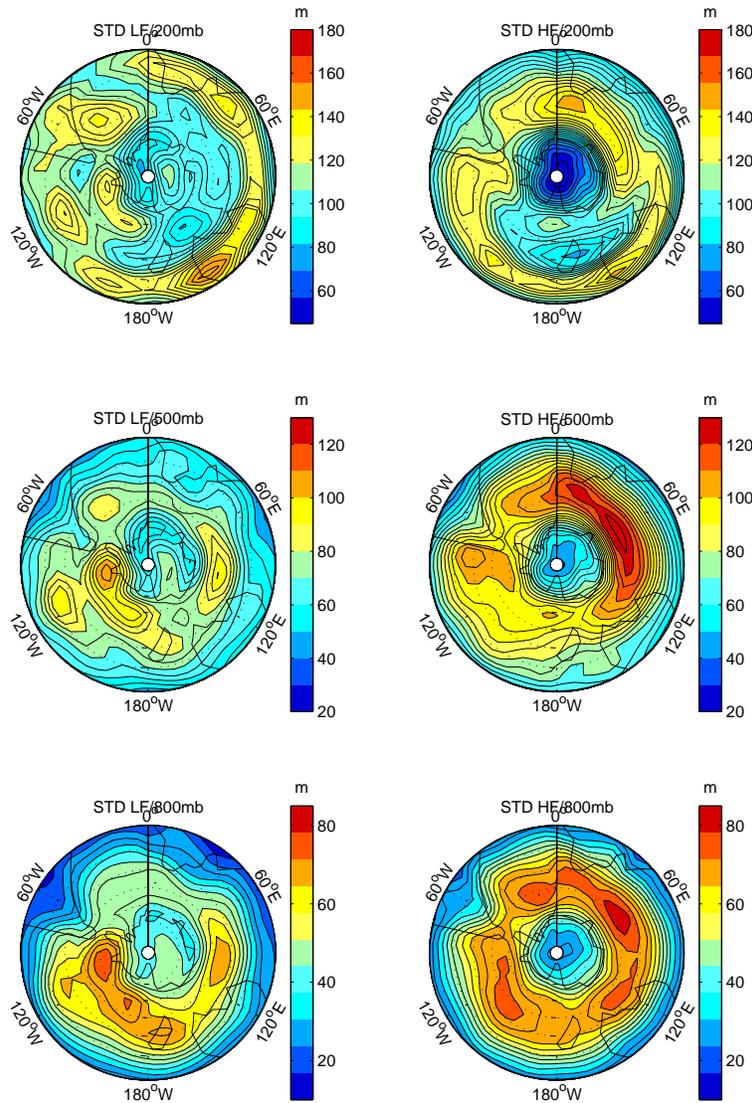


FIG. 2.7 – Idem figure 2.6 pour les données ERA15.

continent Antarctique, là où la glace de mer non modélisée a une forte influence dans la réalité). L'étude de la variabilité de la SST est l'objet de la section 3.3, ce pourquoi elle n'est pas présentée ici.

Les flux de chaleur de surface (SHF) et induit par les courants d'Ekman (EKF) sont présentés sur la figure 2.9. Les flux sont en accord avec les observations, en terme d'amplitude, de direction et de répartition géographique. Les flux sont partout négatifs, dirigés de l'océan vers l'atmosphère, mais cela pour des raisons différentes. En conditions hivernales la SST est globalement plus chaude que l'air de surface ce qui détermine le signe du flux de chaleur sensible. Son amplitude ( $-100W.m^{-2}$ ) est gouvernée par l'intensité du vent de surface qui malgré une importante symétrie zonale marque un maximum entre l'Atlantique et l'océan Indien.

Le signe des flux d'Ekman est quant à lui déterminé par la prépondérance des vents d'ouest en surface. Les courants d'Ekman ainsi dirigés vers le nord advectent de l'eau froide du pôle vers les plus basses latitudes. L'amplitude du flux ( $-60W.m^{-2}$ ) est principalement déterminée par l'intensité du gradient méridien de SST qui marque un maximum dans l'océan Indien ouest, en aval du Cap et du courant des Aiguilles. L'intensification des vents d'ouest dans cette zone concoure à accentuer ce phénomène.

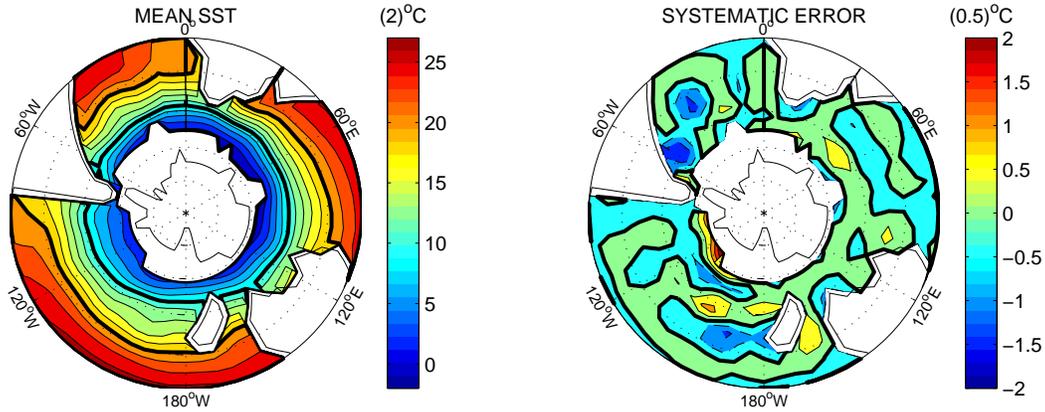


FIG. 2.8 – Gauche : champ moyen de SST de la simulation couplée (contours  $2^{\circ}C$  et contours  $10^{\circ}C, 20^{\circ}C$  en gras). Droite : écart par rapport aux observations (contours  $0.5^{\circ}C$ , contours nul en gras).

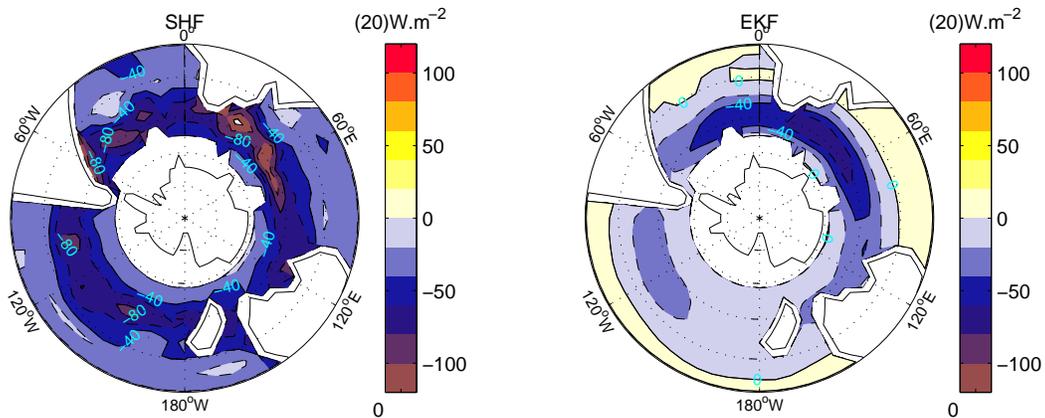


FIG. 2.9 – Moyennes des flux de chaleur de surface (à gauche,  $SHF = -F$ ) et d'Ekman (à droite,  $EKF = -C_{po} \mathbf{U}_e \cdot \nabla T$ ). Contours  $20W.m^{-2}$ . Le flux est négatif quand il refroidit l'océan.

# **3 Variabilité basse-fréquence océan-atmosphère dans l'océan Austral**

## **Préambule**

Dans cette partie nous explorons les principaux modes de variabilité du modèle couplé qui vient d'être présenté. Ces résultats ont fait l'objet d'un article, désormais sous presse, dans la revue "Journal of Geophysical Research, Ocean" qui constitue principalement ce chapitre.

Après une brève introduction (3.1), la variabilité océanique est analysée (3.3) puis les mécanismes de création des anomalies de SST sont identifiés en même temps que le principal mode de variabilité couplé (3.4). Enfin le rôle du couplage océan-atmosphère et l'importance de la rétroaction atmosphérique sur l'océan sont évalués (3.5). Pour des raisons éditoriales nous n'avons pas pu insérer dans Maze et al. (2006) la section complémentaire présentée ici (3.8) qui développent les résultats comparant les modes atmosphériques forcés et couplés.

## Low-frequency variability in the Southern Ocean region in a simplified coupled model

Guillaume Maze

Laboratoire de Physique des Océans, Brest, FRANCE  
Laboratoire de Météorologie Dynamique, Paris, FRANCE

Fabio D'Andrea

Laboratoire de Météorologie Dynamique, Paris, FRANCE

Alain Colin de Verdière

Laboratoire de Physique des Océans, Brest, FRANCE

**Abstract.** Patterns of interannual variability of the ocean-atmosphere coupled system in the Southern Hemisphere extratropics are studied with a simple dynamical model, in order to determine the basic physical processes of interaction independently of tropical forcing. The model used is an atmospheric quasi-geostrophic model coupled to a "slab" oceanic mixed layer, which includes mean geostrophic advection by the Antarctic Circumpolar Current (ACC). The ocean-atmosphere coupling occurs through surface heat fluxes and Ekman current heat advection. In a fully coupled simulation, the atmospheric part of the model, which includes high frequency transient eddies at midlatitudes, exhibits a strong Southern Annular Mode (SAM) as the first mode of variability at inter-annual time-scales. The SAM-related wind anomalies induce Ekman currents in the mixed layer which produce sea surface temperature anomalies. These are then advected along by the ACC. A forced mechanism where the ocean role is reduced to advect the SST appears sufficient to reproduce the main features of the variability. Nevertheless, a positive feedback of the ocean was also found. It operates through anomalous Ekman currents heat advection and contributes to the maintenance of the SST anomaly.

Copyright 2006 by the American Geophysical Union.  
0148-0227/06/\$9.00

## 3.1 Introduction

Climate variability of the Southern Ocean (SO) region has been comparatively less studied than the regions of the Northern Hemisphere. Since about twenty years, however, availability of new in situ and satellites observations, and the consequent improvement of reanalysis datasets, have triggered new interest. The SO has a peculiar geography : bounded to the South by the quasi-circular and pole-centered Antarctica continent, it is not interrupted by any meridional coast from mid to high latitudes. Consequently, it easily redistributes local climatic anomalies among all oceans. Identifying physical processes that drive this redistribution, as well as the origin of the anomalies is an important goal in the climate studies.

Using reanalysis data from the ECMWF and sea surface height from TOPEX/POSEIDON satellite, White and Peterson (1996, hereafter WP96) and Jacobs and Mitchell (1996) have discovered oceanic and atmospheric anomalies propagating around Antarctica in 8-10 years. This phenomenon, called Antarctic Circumpolar Wave (ACW), has been initially described as a wave phenomenon with a zonal-wavenumber two and a constant phase relationship between sea surface temperature (SST) and sea level pressure (SLP). The phase relation is similar to the one observed in the North Pacific at decadal periods (Nakamura et al. 1997) and in some North Atlantic patterns (Kushnir and Held 1996) with high SLP located downstream (eastward) of warm SST. In the circular geometry of the SO, this gives SLP and SST in quadrature.

The ACW has been studied with several analytical models focusing on planetary waves dynamics coupled to simple ocean models (Qiu and Jin 1997, White et al. 1998, Goodman and Marshall 1999, Talley 1999, Baines and Cai 2000, Colin de Verdière and Blanc 2001). All these models reproduce some of the ACW's characteristics as described by WP96. They possess different instability mechanisms which often differ also in the value of the growth rates. However, it was also found that an atmospheric stochastic forcing of the Southern Ocean is able to reproduce characteristics of ACW-like variability (Weisse and Mikolajewicz 1999, Haarsma et al. 2000, Verdy et al. 2005) emphasising the necessity to include a more realistic atmospheric turbulence.

The ACW has also been studied in oceanic and/or atmospheric global circulation models (Christoph et al. 1998, Motoi et al. 1998, Weisse and Mikolajewicz 1999, Cai et al. 1999, Bonekamp et al. 1999). These models allow for a full representation of the climate system physics and long simulations can provide more significant statistics, which is not the case for short observational datasets. Differences with observations are significant. General Circulation Models (GCMs) exhibit a zonal-wavenumber three standing wave in the atmosphere and an eastward propagating wave (sometimes quasi-standing) with zonal-wavenumber two or three in the ocean. These results produced a debate concerning the ACW and its very existence (Christoph et al. 1998, Cai et al. 1999). Additionally, other studies have shown that climatic anomalies in the ACW could be initiated through teleconnections from ENSO (Peterson and White 1998, Cai and Baines 2001) and even interact with it (White and Cayan 2000, White et al. 2002, White and Annis 2004). The difficulty of numerical models to reproduce ENSO-induced variabilities in mid-to-high latitudes can be at the origin of the differences from observations (Cai and Baines 2001).

The disagreement between observations and numerical simulations have been moderated

in studies using longer datasets, that have completed the ACW's description. It seems that SLP, and other atmospheric variables, are not always propagating and can take the shape of a zonal-wavenumber three standing wave pattern (Bonekamp et al. 1999, Carril and Navarra 2001, Venegas 2003, Park et al. 2004). The ACW could be the combination of two signals having different origins and mechanisms (Venegas 2003). The first, eastward propagative and of zonal-wavenumber two, may be the result of an extratropical dynamical mechanism but with ENSO as a tropical trigger. This is the dominant signal for the time period 1985-1994 analysed by WP96. The second, standing in the atmosphere and perhaps propagative in the ocean, of zonal-wavenumber three, is restricted to mid-to-high latitudes and may have dynamics related to the Southern Annular Mode (SAM, Thompson and Wallace 2000).

The goal of this paper is to study the SO variability independently of remote forcing from low-latitudes, focussing on intrinsic midlatitudes dynamics. We use a model of intermediate complexity, in between full blown climate models and the long wave analytical models reviewed above. It is an atmospheric quasi-geostrophic tridimensional model coupled to a "slab" oceanic mixed layer of constant depth, which includes mean geostrophic advection by the ACC. The atmospheric part has a good representation of atmospheric transient dynamics, including baroclinic eddies and their generation processes.

This paper studies the interannual variability in the Southern Ocean, represented by the sea surface temperature. Our goals are first to describe this variability, second to identify how SST anomalies are created, and last to determine how important is the coupling between each climatic components and how they interact with each other. To do so, the model is integrated in three different configurations. First, ocean and atmosphere are fully coupled and can interact with each other (CPL run). Second, the ocean is passively forced by the atmosphere which in turn only feel climatological boundary conditions at the ocean surface. This configuration, called hereafter FR-OC, turns off ocean feedback on the atmosphere and simply allows to find out if the atmospheric forcing is sufficient to reproduce SO variability. Third, the atmosphere is passively forced by the ocean, i.e. the mean "equilibrium" atmospheric response to SST anomaly is studied. This configuration, called hereafter FR-AT, identifies how the atmospheric feedback on the SO explains the differences between CPL and FR-OC simulations.

Numerical simulations CPL and FR-OC consist of 1100 years long perpetual winter integrations. The first 100 years are used to spin-up the ocean and the atmosphere to their equilibrium regime. We recorded monthly means of each variable of the following 1000 years, and then computed monthly anomalies from the long-term mean state. We also used daily atmospheric streamfunction fields from the last 100 years of integrations in order to compute stormtrack statistics of the atmosphere (a 11 days square window was used). Numerical simulation FR-AT consists of two 50 years long integrations. The first one is a *control* integration, performed with a climatological SST field and the second one is an *anomalous* integration where a SST anomaly is added to the climatological SST. The stationary atmospheric response to the SST anomaly is defined as the 50-years long-term mean difference between the *anomalous* and the *control* integration.

Section 3.2 describes the model's equations (subsection 3.2.1) and the climatology of the CPL simulation (subsection 3.2.2). Section 3.3 describes the interannual variability of the CPL simulation, first focusing on the SST and next extending the description to atmospheric

covariabilities. Section 3.4 identifies the mechanism responsible for SST anomalies creation. Then, oceanic and atmospheric feedbacks are determined in section 3.5 where simulations FR-OC and FR-AT are successively analysed in subsections 3.5.1 and 3.5.2. Last, results are summarised and discussed in section 3.6.

## 3.2 Model description

### 3.2.1 Equations

The atmospheric part of the model is quasi-geostrophic (QG) with global domain on the sphere and pressure as a vertical coordinate ; it was developed by Marshall and Molteni (1993, hereafter MM93). A version of this model was used by Ferreira and Frankignoul (2001) and D'Andrea et al. (2005) for studies of the North Atlantic climate variability, while a more complex version was extended to the Southern Hemisphere by Haarsma et al. (2000). The quasi-geostrophic potential vorticity (PV) equation with dissipation and forcings :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -J(\psi, q) - D_q(\psi) + \kappa F(\psi, T) + S_q \quad (3.1)$$

is discretized at 3 vertical levels : 200, 500 and 800hPa (see figure 3.1).  $\psi$  is the QG stream-function.  $D_q$  represents linear dissipation terms including Ekman dissipation (orography dependent) and Newtonian thermal relaxation between the layers. Orographic effects are included in the PV definition at the lower level.  $S_q$  is a time independent source term added in order to give the model a realistic wintertime climatology. Winter was chosen as the season where coupling is strongest between the atmosphere and the ocean mixed layer. The forcing is computed empirically starting from the mean residual of the equation 3.1 with respect to observations (see D'Andrea and Vautard 2000, and the appendix 3.7.1 for more details). The third term on the R.H.S. of eq.(3.1) is the forcing present at 500hPa and 800hPa (of equal amplitude but of opposite sign) due to heat exchange with the ocean.  $F$  represents surface sensible and latent heat fluxes, given by the bulk aerodynamic formula :

$$F(\psi, T) = \rho_a C_D c_{pa} (1 + B^{-1}) |\mathbf{U}_s| (T - T_s) \quad (3.2)$$

where  $\rho_a$  is the dry air density,  $C_D = 1.3 \times 10^{-3}$  a constant drag coefficient,  $c_{pa}$  the specific heat at constant volume for dry air,  $B = 0.5$  the Bowen factor (ratio between sensible and latent heat fluxes),  $|\mathbf{U}_s|$  the surface wind intensity,  $T$  the sea surface temperature and  $T_s$  the surface atmospheric temperature. The expression of  $\kappa$  can be found in Ferreira and Frankignoul (2001) and D'Andrea et al. (2005). Potential vorticity is the only atmospheric prognostic variable, surface variables  $\mathbf{U}_s$  and  $T_s$  are consequently derived from it. PV inversion provides streamfunctions  $\psi$  at 500hPa and 800hPa. These in turn allow to diagnose the temperature at 650hPa (through thermal wind balance) and the 800hPa wind. A simple linear regression (coefficients were estimated from ECMWF analysis) finally provides surface variables  $\mathbf{U}_s, T_s$ . Hence the dependence of  $F$  on  $\psi$  in eqs :3.1-3.3. The ocean model is reduced to a single temperature equation for a mixed layer of constant depth  $H_o$  with passive advection

by constant geostrophic currents :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -J(\psi_g, T) - \mathbf{U}_E \cdot \nabla T - \frac{F(\psi, T)}{C_{po}} - D_T(T) + S_T \quad (3.3)$$

where  $T$  is the SST,  $C_{po} = \rho_o c_{po} H_o$  the heat capacity of the water column (with  $\rho_o$  the water density and  $c_{po}$  the specific heat of seawater),  $D_T$  a linear diffusion term and  $S_T$  a source term computed in a similar way to the term  $S_q$  in the PV equation. For more details about how this source term can be computed see Ferreira and Frankignoul (2005) or D'Andrea et al. (2005).  $H_o$  can be very large in the SO and subject to a strong seasonal variability (Kara et al. 2003). However, the average depth along the ACC's core, given 200m, was chosen for winter time conditions since  $H_o$  is relatively uniform along this path, except upstream of Drake passage. Note that taking  $H_o$  variable in space should only modify SST anomalies amplitude without altering the physical mechanisms we are interested in. The geostrophic advection by the ACC is introduced via a constant streamfunction  $\psi_g$ . It is obtained from the dynamic height relative to 1000m, the hydrology being that of Reynolds and Smith (1994). A zonal transport of roughly 80Sv was imposed at Drake passage (see <http://www.mth.uea.ac.uk/ocean/ALBATROSS/> for more details about this value). The associated geostrophic currents are shown at the surface in figure 3.2. The mean zonal current between 40S and 60S is  $6.7 \text{ cm.s}^{-1}$  and  $8.3 \text{ cm.s}^{-1}$  along the ACC's core.

The SST is dynamically forced by the atmosphere through two terms. Surface heat flux  $F$  given in eq.(3.2) above, and advection by Ekman currents, that are also given by bulk formulae :

$$\mathbf{U}_E = -\frac{\rho_a C_D |\mathbf{U}_s|}{\rho_o f_0 H_o} \mathbf{k} \times \mathbf{U}_s \quad (3.4)$$

where  $f_0$  is the Coriolis factor at 45S ( $\mathbf{k}$  is a vertical unit vector).

The atmospheric (Eq.3.1) and ocean (Eq.3.3) models, coupled through (Eq.3.2) and (Eq.3.4), are integrated in time with a predictor-corrector scheme (first order Adams-Bashforth-Mouton with a time step of 1 hour) and in space on the sphere with a triangular truncation to total wavenumber 21 (giving approximately a  $5.6^\circ \times 5.6^\circ$  resolution for both the atmosphere and the ocean).

### 3.2.2 Climatology of the CPL simulation

Despite its simplicity the model has a fairly realistic climatology for both the atmosphere and the SO SST. As illustrated in Fig.3.3, mean 500hPa streamfunction is well reproduced as are the jet maxima in the western part of the Indian basin. Systematic departure of the geopotential from ECMWF JJA climatology (not shown) reaches a maximum of 248m in the Pacific sector of the Antarctic continent but only 173m at midlatitudes between 20S and 64S. These values are comparable to those of many full fledged AGCM's (D'Andrea and coauthors 1998). Transient eddy activity, defined as the standard deviation (STD) of the 500hPa streamfunction high frequency signal is characterised by a maximum of amplitude from eastern Atlantic to eastern Indian basins (figure 3.3). The STD of geopotential reaches 100m at 500hPa compared with 125m in the observations.

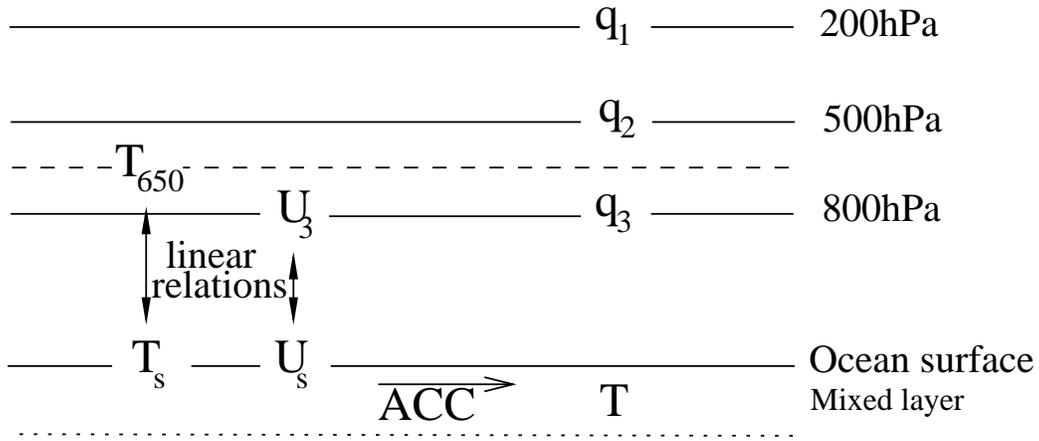


FIG. 3.1 – Schematic of vertical discretization of the ocean-atmosphere model.

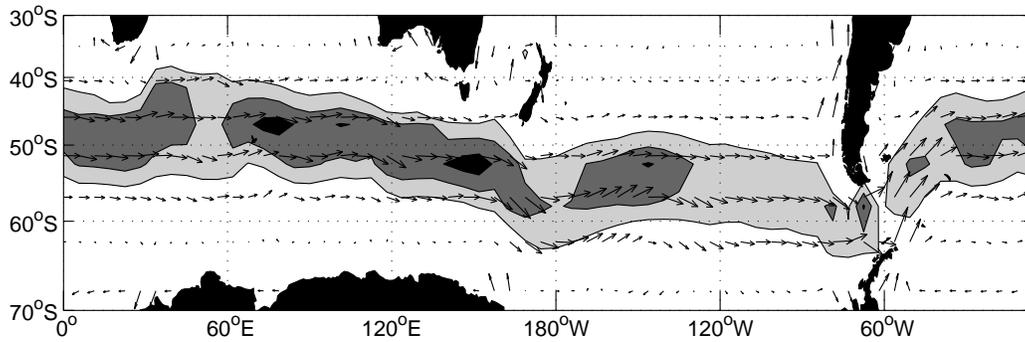


FIG. 3.2 – Absolute geostrophic surface current of the model. Light, mid and heavy gray contours are for current's speed higher than 6, 8 and 10  $cm.s^{-1}$ .

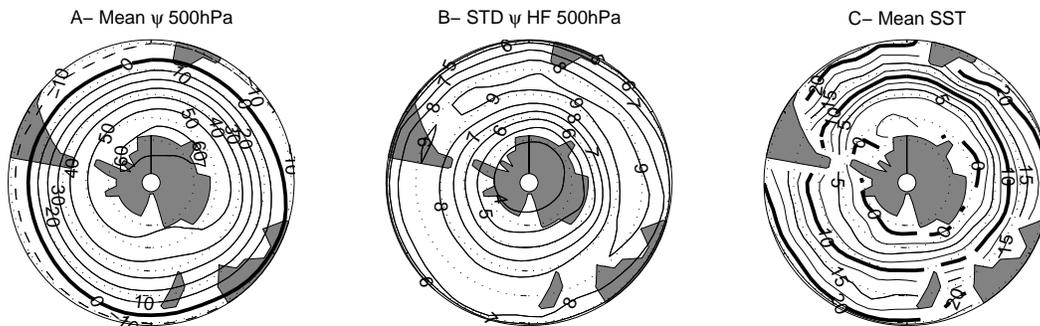


FIG. 3.3 – Climatological fields of the CPL simulation. Left : 500 hPa streamfunction long-term mean (contours every  $10^7 m.s^{-2}$ ). Middle : STD of 500 hPa streamfunction fluctuations having period lower than 11 days (contours every  $10^6 m.s^{-2}$ ). Right : SST long-term mean (contours every  $2.5^{\circ}K$ ).

The long-term mean SST difference with respect to JJA climatological SST from Reynolds and Smith (1994) is less than  $1^{\circ}K$  all over the SO outside the limit of observed maximum sea ice extent (not shown). Also the strength of meridional gradient in the Indian ocean, downstream of the Agulhas current is well represented (figure 3.3).

### 3.3 Southern Hemisphere Variability

The Southern Hemisphere interannual variability of the fully coupled integration CPL can be first described by the monthly standard deviation (STD) of SST (figure 3.4). The variability is not uniform along a latitude circle with maximum value of  $0.3^{\circ}K$  occurring in the center of South Indian ocean at 40S/73E. This differs from observations where the maximum is located in the Pacific ocean (Cai and Baines 2001, Park et al. 2004, hereafter YP04).

We use a Fourier method to decompose time/longitude signal into eastward/westward propagating and stationary components, see the appendix 3.7.2 for details (Park 1990, YP04). This decomposition method was preferred to others (such as Complex EOF) for its simplicity and to allow a direct quantitative comparison with YP04. Figure 3.5 shows the time resynthesized eastward propagating and stationary signal of monthly SST averaged between 41.5S and 47S, for a 30-year long section of the integration. Different choices of latitude bands in the range 40-60S have been tried, and no substantial change of results was found. Three main features can be observed.

The stationary component is larger than the eastward propagating signal and the westward component (not shown) is negligible. The stationary and the eastward propagating signals account respectively for 51.2% and 37.7% of the total STD. Qualitatively, this is similar to what was found by YP04 in the Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS, Slutz et al. 1985). However, for the 25-year long time series they analysed, the stationary part accounts for 65% of the total while the eastward propagating part accounts 25%.

Note that while the amplitude of the eastward propagating component is zonally uniform, the amplitude of the standing signal is not, being maximum in the Indian basin. In YP04, the SST anomaly amplitude was maximum in the Pacific basin and associated to a stationary wave train remotely forced by ENSO.

When looking at both standing and propagative signals, SST anomalies seem to appear in the Indian ocean sector and then propagate eastward. A good example is given by the warm SST anomaly appearing around model-year 212 at 60E in the standing component panel. This anomaly can also be followed in the eastward component panel at the same time/longitude location and then traced for 8-10 years before it disappears. A 2D power spectral density estimate (not shown) did not provide any significative frequency peaks for either signals (compare with Fig.3.9 below). Propagation speed of SST was obtained objectively by using a method based on time-lagged crosscorrelation between fixed and advected anomalies. Computing longitudinal autocorrelation of SST at a given time lag, the longitude of maximum correlation gives the longitudinal displacement of a SST anomaly in that time lag. Taking the mean over longitude and time, a displacement speed can be calculated. Error bars were estimated by subsampling the time series in 5 subsections. This yields a propaga-

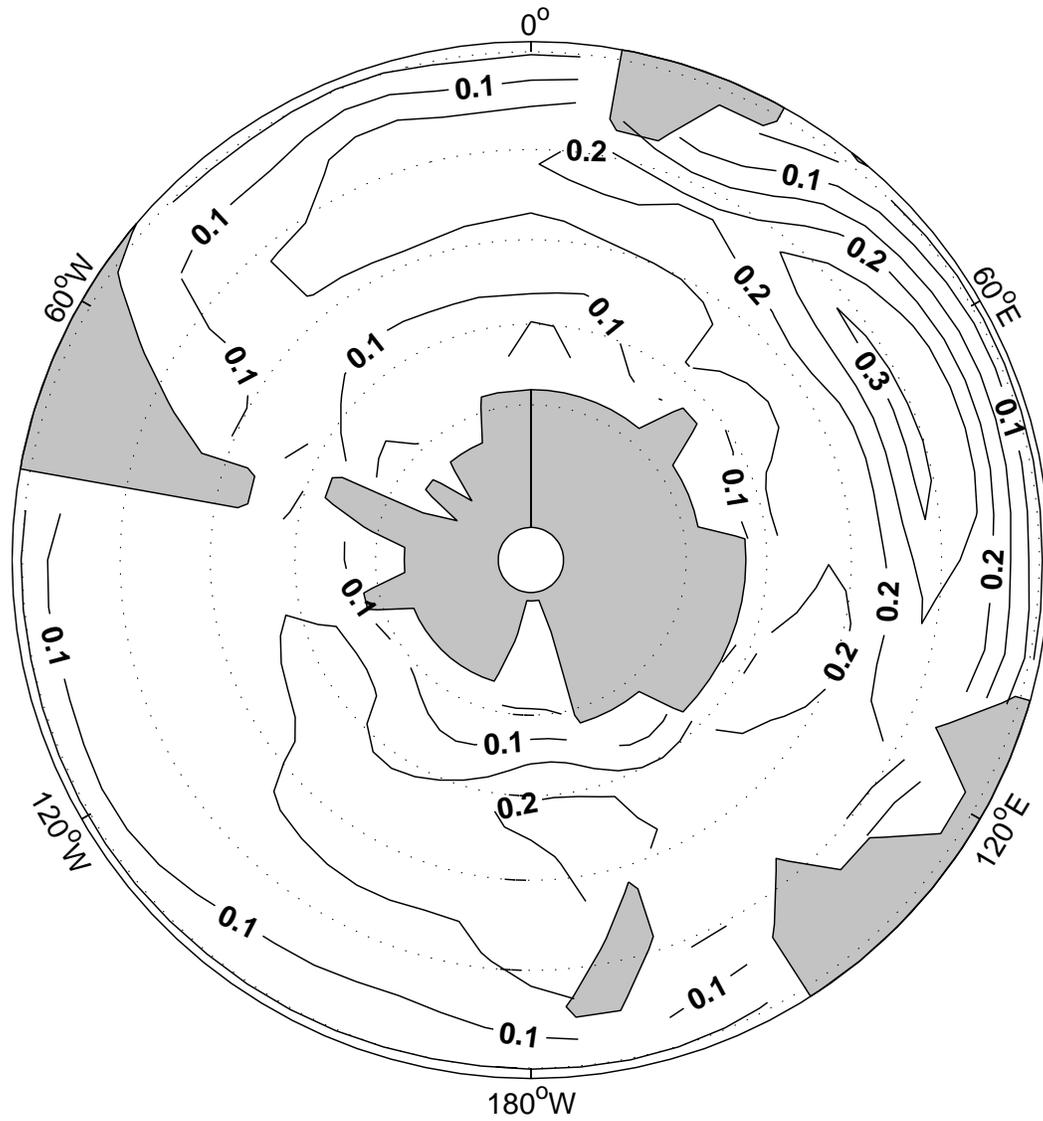


FIG. 3.4 – Standard deviation of monthly SST anomalies from the CPL simulation. Contours step 0.05K.

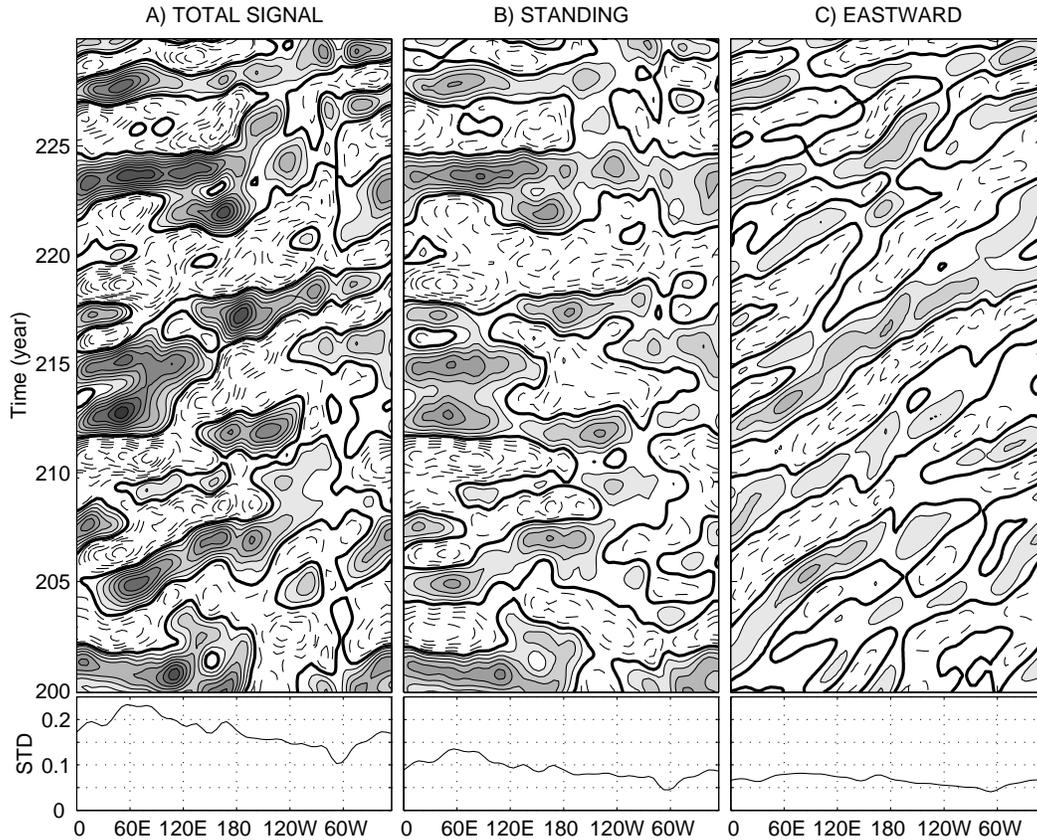


FIG. 3.5 – Upper plots : Hovmoller diagram of total (left), stationary (center) and eastward (right) components of SST anomalies from CPL simulation for a 30 years section of the integration. Anomalies have been averaged between 41S and 47S and band-pass filtered with a 2-20 years bandpass filter. Contours every  $0.05K$ , zero contours thick, negative contours dashed and positive contours shaded. Lower plots : STD at each longitude for the entire simulation (K).

tion speed of  $40 \pm 5^\circ.y^{-1}$ . Since the averaged surface speed of the ACC is  $8.3 cm.s^{-1}$  (i.e.  $35^\circ.y^{-1}$  at 45S and  $44^\circ.y^{-1}$  at 55S) the propagation of SST anomalies occurs at about the speed of the ACC.

Geopotential height anomalies at 800 hPa (hereafter Z800) also have a maximum in the Indian sector. The same 2D Fourier decomposition was also performed on Z800 along a midlatitude circle. Stationary wave components dominate strongly over propagative ones as eastward and westward propagative components accounts for 21% of the total STD and the stationary component for 58%.

In order to illustrate how atmospheric variables are related to SST anomalies, we performed a composite analysis chained to SST anomalies. Eight points were selected along the ACC and composites chained to the SST time series at those points were obtained. Fields of SST, Z500, Z800, Surface Heat Flux (SHF), Ekman Heat Flux (EKF) and  $U_s$ , were averaged each time the SST series at the chosen location was higher than one STD. Except for the

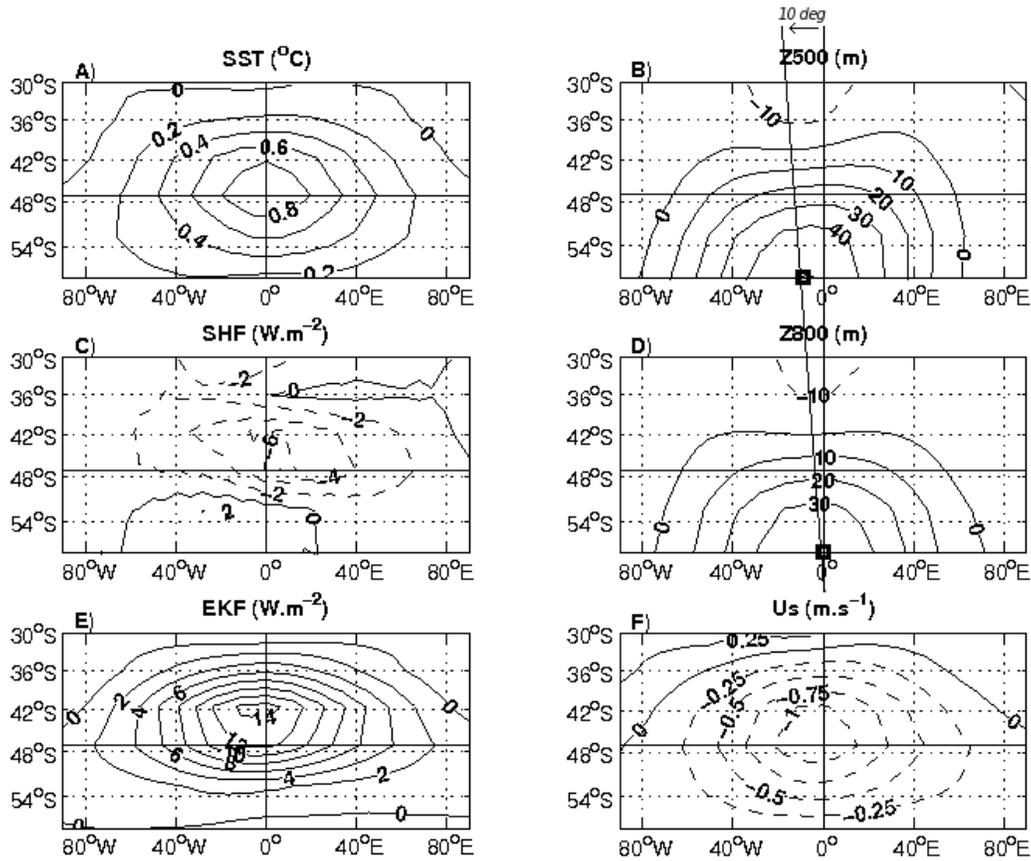


FIG. 3.6 – Normalised zonal-mean composites associated to a 1 STD level SST anomaly centered at 47S. (A) SST, (B) geopotential height at 500 hPa, (C) SHF, (D) geopotential height at 800 hPa, (E) EKF and (F) zonal surface wind. Heat fluxes are positive into the ocean. Negative contours dashed. Longitudes are relative to the SST anomaly center.

amplitude, no fundamental differences of pattern were found between the composites of a given variable at the different locations. Consequently, we show the average composite on the eight longitudinal locations, each map being recentered at the point selected for the SST scalar series. All maps, normalised to a  $1^\circ K$  amplitude of the SST, are shown in Fig.3.6.

The composite SST anomaly is approximately  $120^\circ$  wide in longitude and extends meridionally up to  $20^\circ$ , forming a zonal wavenumber 1 pattern with an aspect ratio of  $1/6$ . The atmosphere is equivalent barotropic with positive geopotential height anomalies at the same longitude as the SST anomaly but shifted southward by 10 degrees. There is however a slight westward vertical tilt of 10 degrees from bottom to top of atmospheric levels. As in baroclinic instabilities, such a tilt is the signature of horizontal anomalous heat advection. It has also been found in observations on monthly time scales (Kidson 1999). The meridional shift of high pressure induces an easterly wind anomaly ( $-1 m.s^{-1}$ ) over the warm SST anomaly. Negative heat fluxes are found over warm SST anomaly ( $-6 W.m^{-2}$ ), indicating a tendency to damp the SST. Easterlies blowing slightly northward of a positive SST anomaly normally

induce poleward Ekman currents in the ocean mixed layer which create horizontal advection of warm water and hence positive Ekman induced heat fluxes with a maximum amplitude of  $14W.m^{-2}$ . In summary, the transient Ekman currents reinforce a SST anomaly while the surface heat flux tends to damp it.

### 3.4 SST anomalies creation mechanism

In order to understand how SST anomalies are created by the atmospheric forcing, it is necessary to describe how the components of the coupled system are connected to each other in space and time. The method used is the Maximum Covariance Analysis (MCA) which identifies orthogonal patterns maximising the covariance between two variables. It consists in the Singular Value Decomposition (Bretherton et al. 1992, SVD) of the cross-covariance matrix of the two fields. The method was applied to monthly anomalies, the anomalies have been area weighted but no time filtering has been applied.

The dominant mode of covariability between SST and Z800 which accounts for 37.4% of the total covariance is shown in figure 3.7. The atmospheric part has the signature of the Southern Annular Mode (SAM, Thompson and Wallace 2000) with low pressure centered over the Antarctic continent and extending to 55S and pattern of opposite sign centered at 45S, extending zonally from the Atlantic to the Western Pacific sector. The zero pressure contour occurs near latitude  $60S \pm 5^\circ$ . This first mode is consistent with the observations in the Indian sector but observations exhibit a stronger pressure center in the western Pacific and western Atlantic.

The oceanic counterpart of the first MCA mode is a dipolar SST anomalies with a minimum centered at 55S/120E and a maximum at 40S/70E. The southern lobe extends all the way from the Indian to the Western Pacific sector whereas the northern lobe extends from the Eastern Atlantic to the Indian sector. The northern lobe is approximately 1.3 times stronger in amplitude than the southern one and is responsible for the maximum of SST variance described in section 3.3. Both lobes are around  $160^\circ$  wide, explaining the large extent of the SST composite shown in figure 3.6. Note also how the high atmospheric pressure center appears to be in quadrature along a meridian with the dipole of SST anomalies.

Time lagged cross-correlations between principal components (PC) of this first mode (figure 3.8) indicate that Z800 leads SST by one month with a correlation value of 0.45 (statistically significant to 95%). This very short time-scale is consistent with the hypothesis of an ocean responding passively to the atmospheric forcing (Frankignoul and Hasselmann 1977, Storch 2000). Moreover, as shown in figure 3.9, spectral analysis of PCs reveals no significant peaks. The spectra of atmospheric variables PCs have a white noise shape with a slight increase of power at low frequencies whereas the spectrum of SST has a red noise shape. In agreement with Visbeck and Hall (2004), we found that the modelled Southern Annular Mode is the main mode of interannual variability in the Southern Hemisphere, without any preferred timescale.

In order to identify how these oceanic and atmospheric patterns are linked, MCA analysis was also applied to surface heat flux (SHF) and Ekman heat flux (EKF).

Figure 3.10 shows the first MCA mode of Z800 and EKF, accounting for 23.3% of the

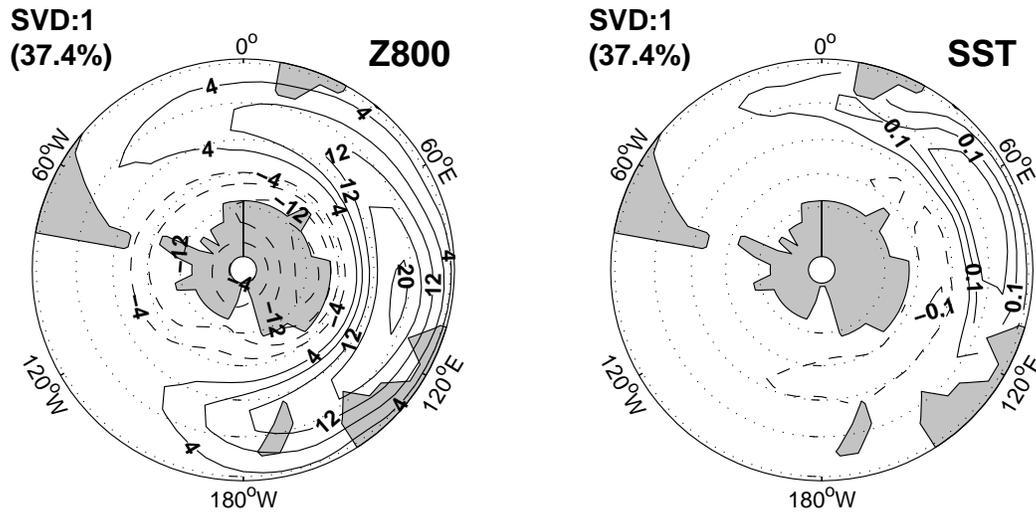


FIG. 3.7 – Leading MCA mode as regression of fields onto first principal component time series. Left for Z800 (m) and right for SST ( $^{\circ}K$ ). Contours each  $4m$  for Z800 and  $0.05^{\circ}K$  for SST. Negative contours are dashed and zero contour omitted. The variance fractions of each modes are indicated on upper left plots. A Monte Carlo test have shown that they are statistically significant up to 99%.

total covariance. The positive pressure anomaly centered at 45S is covariant with positive EKF at 40S and negative EKF at 50-55S in the Indian ocean (with maximum amplitude in the western and center sector). The first MCA mode of Z800 and SHF, accounts for 21.8% of the total covariance. The positive pressure anomaly is covariant with positive SHF at 35S and negative at 55S over the whole Indian Ocean. These positive (negative) heat fluxes are due to easterlies (westerlies) generated at 40S/35S (50S/55S) from the Eastern Atlantic to the Western Pacific by the high pressure center. Zonal winds strongly enhance SHF amplitude and then in conjunction with the positive (negative) atmospheric temperature induced by the high pressure center (not shown), produce the positive (negative) anomaly. Moreover these easterlies (westerlies) are associated with poleward (equatorward) Ekman currents at 40S (55S) which in turn have an influence in the Western to center Indian ocean where the meridional gradient of SST is high. As a result positive (negative) EKF develop.

Figure 3.11 shows the first MCA mode of SST and EKF, accounting for 36% of the total covariance. The Indian basin intensified SST is covariant with EKF (once again with maximum in the western sector). The first MCA mode of SST and SHF accounts for 27% of the total covariance. The SST is globally in opposition of phase with SHF. More precisely, the maximum of SST is associated with a minima of SHF, whereas the eastern and western sides of the SST pattern are in phase with SHF.

Although patterns of EKF, that are similar in figures 3.10 and 3.11, patterns of SHF are different. This can be explained by looking at time lagged cross-correlations between PCs of first SVDs mode (based upon Z800, Fig.3.8). Correlations between SHF/EKF and Z800 are in phase (maximum correlation occurs at time lag zero) and positive in the Z800-leading side

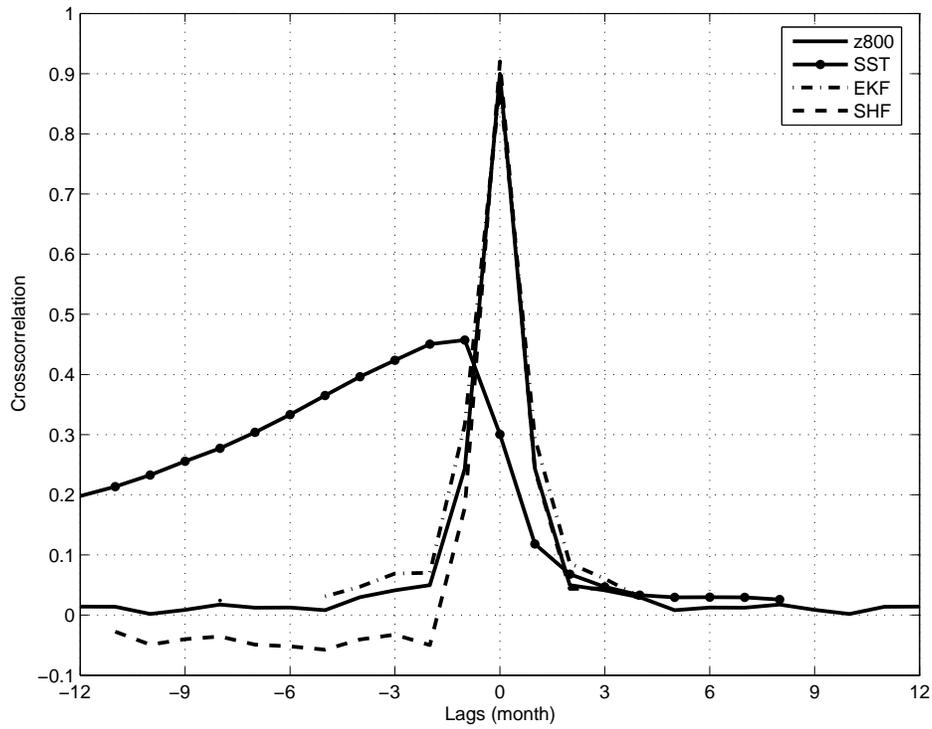


FIG. 3.8 – Time lagged cross-correlation between first PCs of SVDs between Z800 and SST, EKF and SHF. Z800 leads on the right side and lags on the left one. Only correlations significant to 95% are plotted.

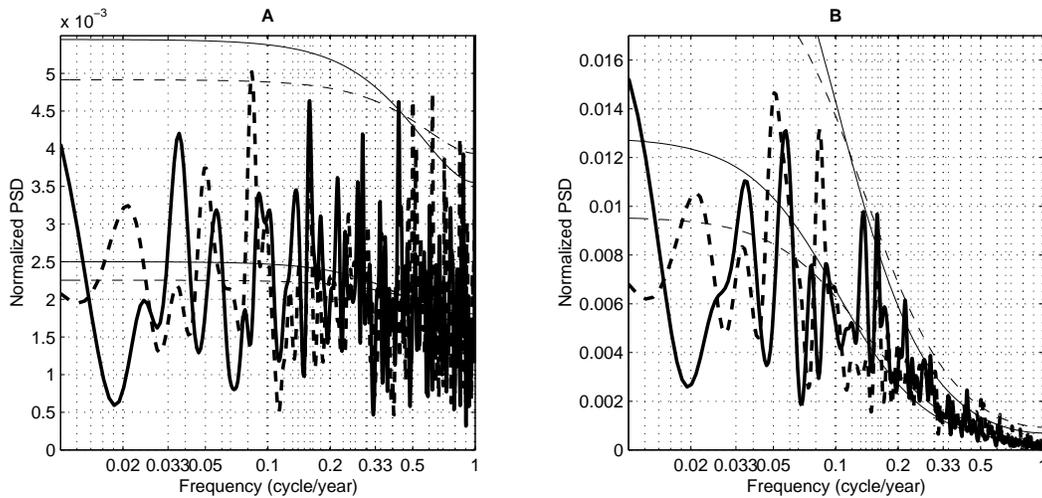


FIG. 3.9 – Normalised power spectral density (PSD) of PCs of first MCA mode for A : Z800 and B : SST (heavy lines) with a red noise fit (light lines) and 99% confidence interval (light lines with vertical shift). In both plots, continuous lines stand for the CPL experiments and dashed ones for the FR-OC one.

(positive lags), indicating that the atmosphere drives heat fluxes in the way depicted in figure 3.10. However, we can see on the Z800-lagging side (negative lags), that one month after the apparition of the SST anomaly (maximum correlation between SST and Z800 at time lag -1 month), Z800 and SHF become anti-correlated whereas Z800 and EKF are still positively correlated. This means that Z800 is driving positive SHF and EKF until a SST anomaly is created, then next, Z800 is still driving positive EKF whereas SHF is now driven by the SST and becomes negative as seen in the figure 3.11 (Storch 2000). Finally, positive SHF and EKF create warm SST anomaly in the CPL simulation, but with a leading role of EKF in sustaining the SST whereas SHF tends to damp it. Due to the main atmospheric pattern of variability (SAM) and its associated midlatitude high pressure center, the SST anomalies creation mechanism is localised in the Indian ocean. In such a process, the SO mixed layer variability seems to be passively forced by the atmosphere. The main question is now to determine the level of the ocean-atmosphere coupling role.

## 3.5 Ocean-Atmosphere coupling role

The objective of this section is to identify how active is the coupling between the ocean and the atmosphere in establishing interannual variability in the CPL simulation. We analyse two simulations FR-OC and FR-AT where the ocean and the atmosphere are forced successively by the other.

### 3.5.1 Forced ocean

In the FR-OC simulation, the ocean is passively forced by the atmosphere which in turn only feel climatological boundary conditions at the ocean surface. A similar analysis as previously integration was performed on the FR-OC simulation. Results are qualitatively similar between the two simulations. However, some characteristics are different for SST and surface heat flux (SHF). Monthly anomalies of SST and SHF are now about 10% smaller in amplitude than in the CPL experiment. Moreover SST anomalies have longer lifetimes (e-folding time) in the CPL integration. These are estimated from the zonal mean time lagged autocorrelation function to be  $8.9 \pm 0.3$  months for the CPL and  $7.8 \pm 0.3$  months for the FR-OC integrations. These variations are small but significant due to the very long time series.

In summary, SST anomalies are more persistent and of higher amplitude in the coupled simulation than in the forced one. Several mechanisms can be hypothesised to explain these differences. First, diminished SHF damping due to low frequency equilibration of ocean and atmospheric temperatures, following Barsugli and Battisti (1998), could be a possibility since SHF anomalies are indeed  $3 \text{ W m}^{-2}$  weaker in the CPL integration than in the FR-OC one. This can be seen on PSDs of principal components of the first MCA mode shown in figure 3.9, where the FR-OC experiment exhibits smaller variance at low-frequency (for time-scale up to 2 years the cumulative variance is 7% higher in the CPL experiment). Second, there might be a positive dynamical feedback between the ocean and the atmosphere, this possibility is explored in the next section.

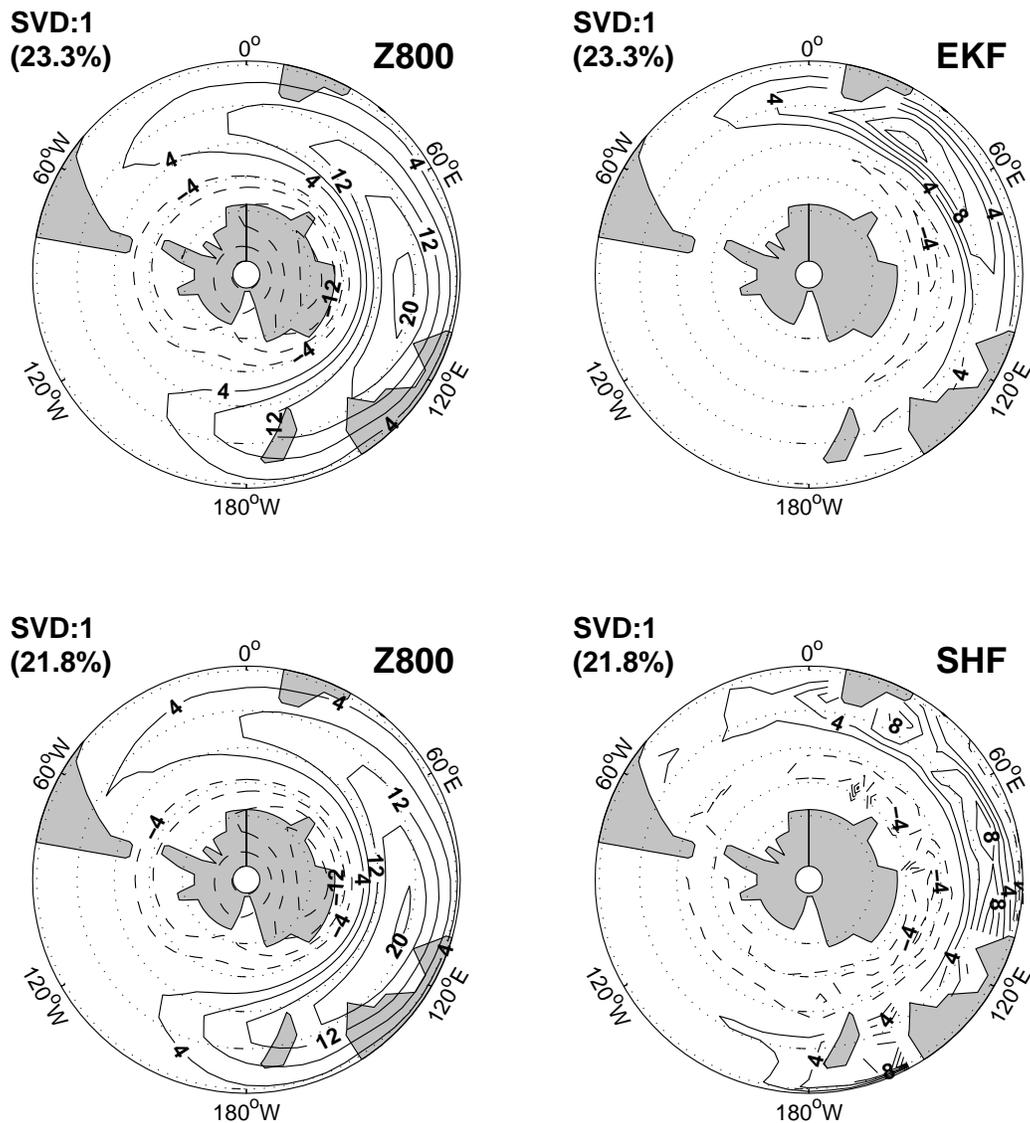


FIG. 3.10 – Leading MCA mode of the CPL simulation as regression of fields onto first principal component time series. Upper : between Z800 ( $m$ , left) and EKF ( $W.m^{-2}$ , right). Lower : between Z800 ( $m$ , left) and SHF ( $W.m^{-2}$ , right). Contour step  $4m$  for Z800 and  $2W.m^{-2}$  for EKF and SHF, negative contour dashed and zero contour omitted. The variance fractions of each modes are indicated on upper left plots. A Monte Carlo test have shown that they are statistically significant up to 99%.

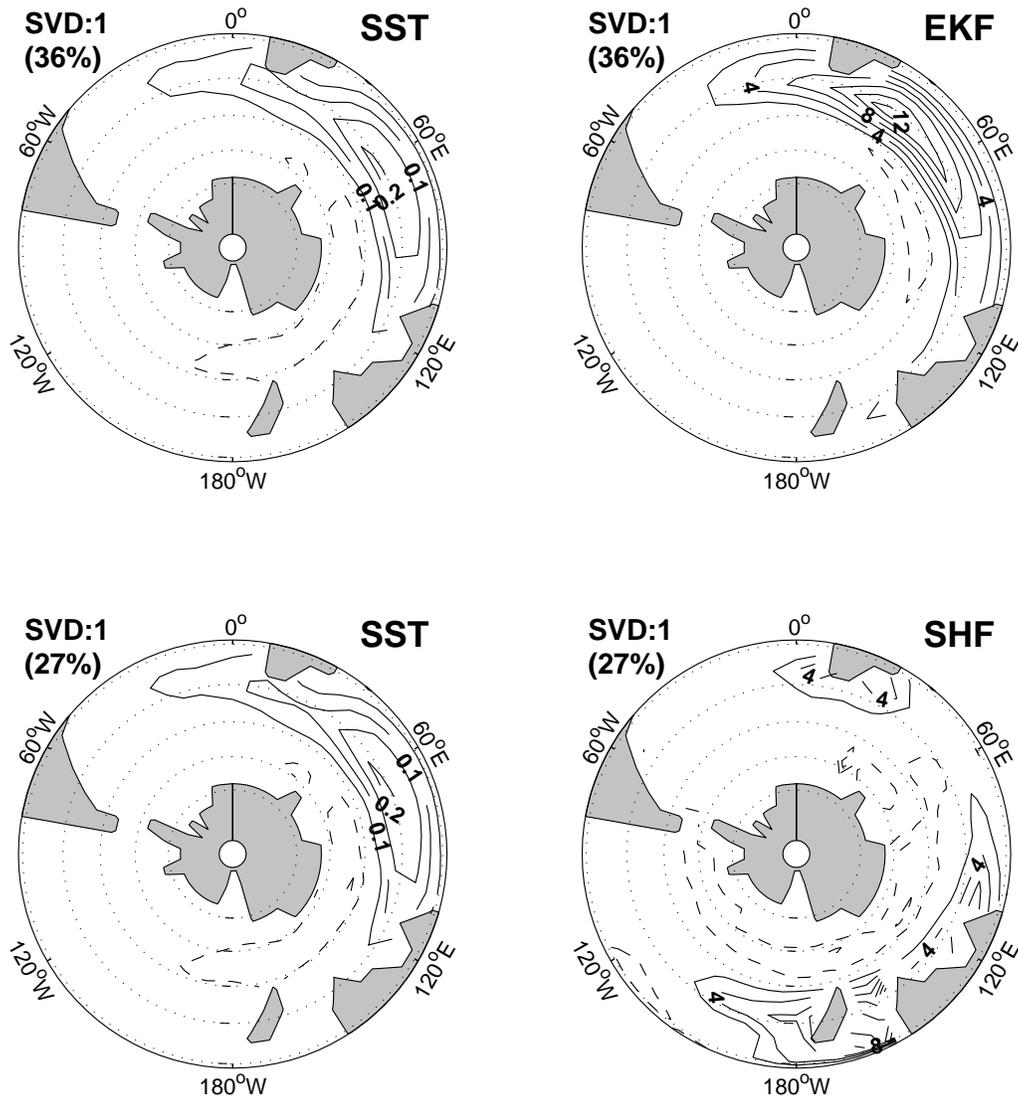


FIG. 3.11 – Leading MCA mode of the CPL simulation as regression of fields onto first principal component time series. Upper : between SST ( $^{\circ}K$ , left) and EKF ( $W.m^{-2}$ , right). Lower : between SST ( $^{\circ}K$ , left) and SHF ( $W.m^{-2}$ , right). Contour step  $0.05^{\circ}K$  for SST and  $2W.m^{-2}$  for EKF and SHF, negative contour dashed and zero contour omitted. The variance fractions of each modes are indicated on upper left plots. A Monte Carlo test have shown that they are statically significant up to 99%.

### 3.5.2 Forced atmosphere

In the FR-AT simulation the equilibrium atmospheric response to a prescribed SST anomaly is calculated and then the induced heat fluxes (that can feedback on the SST) are diagnosed. The SST anomaly pattern we choose to prescribe is the normalised composite computed in subsection 3.3 from the CPL simulation and shown in figure 3.6 (upper left plot). The equilibrium atmospheric response to this SST anomaly is obtained as the 50-year long-term mean difference between the *anomalous* and *control* simulation performed with and without the added SST anomaly.

Eight atmospheric responses to the SST anomaly composite centered at eight longitude along 47S latitude have been computed. There is a small modulation of the response amplitude due to the position of the SST anomaly relatively to the stormtrack but detailed analysis of these responses will be the subject of future work. Here, we concentrate on the “average” response fields (defined as the average map on the eight longitudinal locations, each map being recentered at the point of SST anomaly maximum amplitude).

The atmospheric response is summarised in Fig.3.12. It can be observed that the atmospheric pattern is meridionally roughly in quadrature with the SST anomaly, i.e. high pressure southward and low pressure northward of the warm SST. Response at higher levels (500 and 200hPa) show the same latitudinal position with an additional shift of about 30° downstream (not shown). The response to negative SST anomalies are qualitatively similar but of opposite signs.

In order to understand how this atmospheric pattern feedbacks on the ocean, EKF and SHF are diagnosed (Fig. 3.12). The pressure dipole over the SST induce anomalous easterly winds, which in turn produce poleward Ekman current and warm advection (positive EKF). EKF being globally positive with a maximum amplitude of  $4 \text{ W.m}^{-2}$  provides a positive feedback on the SST. On the other hand SHF is negative all over the SST anomaly but with a much smaller amplitude than EKF, only  $-0.6 \text{ W.m}^{-2}$ .

In summary there is evidence of a positive feedback through heat flux due to Ekman advection, and a much smaller negative one due to surface heat flux. In conjunction with the heat flux damping reduction mentioned above, these two mechanisms tend to reinforce SST anomalies in the coupled CPL integration.

## 3.6 Discussion and Conclusion

Interannual variability of ocean-atmosphere coupled system was investigated in the Southern Ocean using an intermediate complexity model, that permits to isolate the purely extratropical part of the dynamics. The model includes transient atmospheric eddies and an oceanic mixed layer with the mean geostrophic advection of the ACC ; coupling occurs via heat fluxes (due to sensible and latent surface heat exchanges) and Ekman current advection of heat.

The model has a realistic low frequency variability. SST anomalies are produced by Ekman advection forced by the Southern Annular Mode variability, and are then advected along by the ACC. A forced mechanism where the sole role of the ocean is to advect the SST is sufficient to reproduce the main features of the variability. Nevertheless a positive feedback

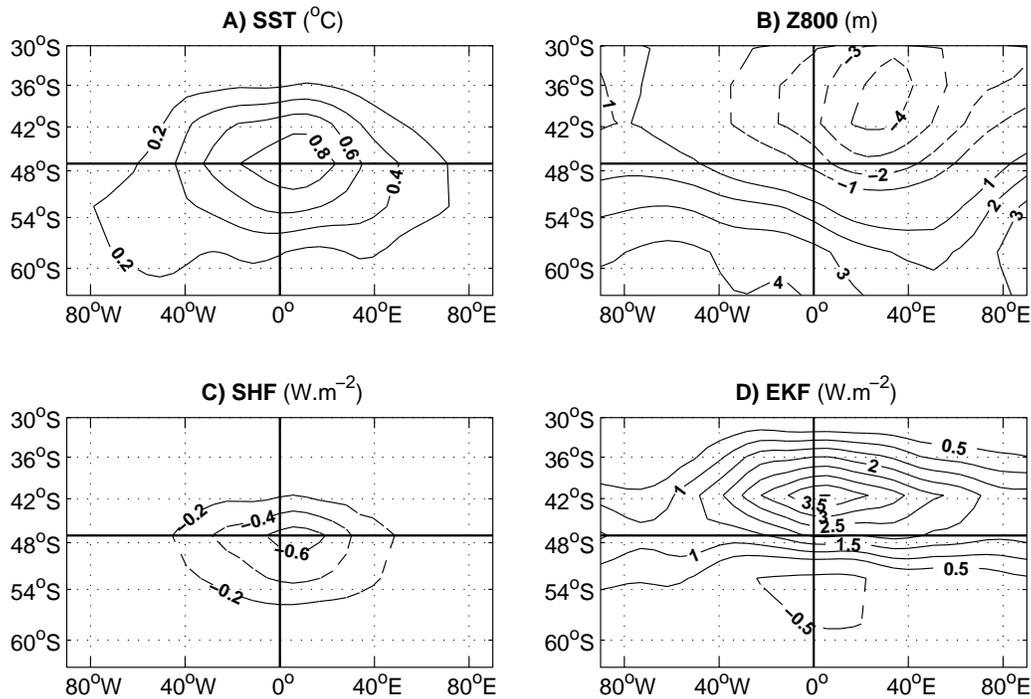


FIG. 3.12 – Atmospheric response to SST anomaly. (A) composite SST anomaly pattern prescribed (contour step  $0.2K$ ). (B) geopotential height response at 800 hPa (contour step  $1m$ ). (C-D) diagnosed SHF and EKF (contour step  $0.2W.m^{-2}$  for SHF and  $0.5W.m^{-2}$  for EKF). Fluxes are positive in the ocean. Negative contours dashed and zero contour omitted. Longitudes are relative to the SST anomaly center, marked by horizontal and vertical black lines.

of the ocean on the atmosphere was identified which contributes to the maintenance of a SST anomaly through anomalous Ekman currents advection.

Our model being purely extratropical, the principal mechanism of SST anomaly generation that we identified is the forcing by the SAM. This is demonstrated by the maximum covariance patterns of Fig.3.7- 3.11. Like its northern counterpart, the SAM (also known as Antarctic Oscillation or AAO) is the principal mode of variability of the extratropical Southern Hemisphere at least up to interannual periods (Kidson 1999). At lower frequencies it is still under debate whether the SAM still is the principal mode of variability or whether this role would be taken over by propagative modes of zonal wavenumber 2 or 3 that form part of what is commonly called the ACW (Hall and Visbeck 2002, White 2004, Visbeck and Hall 2004). In our work, the SAM dominates the dynamics at all frequencies.

That atmospheric forcing plus mean oceanic advection by the ACC is sufficient to explain the interannual Southern Ocean variability patterns is in agreement with previous modelling studies like that of Weisse and Mikolajewicz (1999) and Haarsma et al. (2000), where advection by anomalous ocean current was shown to play no role in SST anomalies propagation. These studies proposed an advective resonance process similar that of

Saravanan and McWilliams (1998) as the leading space/time selective mechanism explaining observed SST variability.

This process was also found in the observational study by Verdy et al. (2005), a work of particular interest due to their use of an oceanic mixed layer model similar to ours. They forced it by NCEP reanalysis data and found both the SAM and remote forcing by ENSO to be the main sources, and of equivalent importance, of SST variability along the ACC's core, and being in agreement with the advective resonance hypothesis. Because they separated the atmospheric forcing into the SAM and ENSO induced components of EKF and SHF, it is attractive to compare Verdy et al. (2005) results to ours. We found a similar SST anomalies amplitude for the Austral winter ( $0.3K$ ), a similar propagation speed ( $8cm.s^{-1}$ ) and also a predominant zonal wave number 1 pattern. However, they found EKF and SHF playing an equivalent role in sustaining and creating SST anomalies, which differs from our study where a predominance of the former upon the latter was found. This discrepancy may be principally due to the fact that their ocean model cannot feedback on the atmosphere, which leads to an overestimated surface heat flux (Barsugli and Battisti 1998). Note also that their definition of the ACC's core localises the 1D ocean mixed layer model rather south compared to the high meridional SST gradient in the Indian Ocean, (see their Fig.9). This leads to underestimation of both EKF and SHF, but the underestimation is smaller for SHF. These two points are thought to be responsible for our slightly different conclusions about EKF versus SHF roles in the SO variability.

Given the bias induced by limitations of the model physic (such as the absence of ENSO forcing and sea-ice influence that both move maximum of SST variability in the Pacific sector, Yuan and Martinson 2000, 2001), our model reproduces much of the interannual variability features that are found in observations. When decomposing the variability in a stationary and a propagative component, a dominance of the former against the latter was found as in YP04, even if the ratio stationary versus propagative components is smaller in our study. This may be due to the basic modelised ocean dynamic which does not alter the ACC geostrophic advection as much as in the reality.

An important difference however is that the region of maximum SST variability found in our model is the Indian ocean, linked to the SAM forcing, while observations (e.g. YP04 or Yuan and Martinson 2001) place it in the Pacific sector, due to the forcing by ENSO. This is a critical point of our results ; it emphasises the role played by remote forcing from low-latitudes in localising a realistic SO interannual variability, as it was already noticed by Verdy et al. (2005). Note that ENSO teleconnections may enhance the two-way coupling in the Southern Hemisphere midlatitudes ocean-atmosphere system and then make our study underestimate it compared to the reality. An investigations clearly separating low from mid-to-high atmospheric forcing of the SO variability needs to be conducted. Note also that in our study the SST creation location is simply driven by both the SAM geometry and the meridional SST gradient. A different SAM geometry, or other physical mechanisms such as a complete inner ocean dynamic or interactions with sea ice, may localize SST anomalies creation on the Pacific rather than in the Indian Ocean ; see the low resolution GCM study of Hall and Visbeck (2002).

The time phase relations between oceanic and atmospheric anomalies (see Fig.3.8) are similar to those found by WP96 in the context of the Antarctic Circumpolar Wave studies.

Some differences were nevertheless found. First, different lead-lag times between oceanic and atmospheric variables were found; this is probably due to the severe time filter (3-7 years admittance) that they used while no time filter was applied to produce Fig. 3.8.

Second, our model exhibits somewhat different spatial phase relations between oceanic and atmospheric variables (see Fig. 3.6) with respect to WP96 (and revised by Venegas 2003). They observed high pressure downstream, i.e. eastward, of warm SST. Here, we find high pressure southward of warm SST. This is again due to preeminence of the Southern Annular Mode in the model's variability, which favors processes driven by zonal winds. Since temperature gradients (both in the ocean and in the atmosphere) are mainly meridional, two simple mechanisms are present. First, a high pressure center induces meridional winds to advect warm/cold air and create a SST anomaly via SHF. This process leads to warm SST anomaly westward of high pressure. Second, a high pressure center induces zonal winds and produce meridional Ekman currents which in turn advect warm/cold water and then create a SST anomaly via EKF. This process leads to warm SST anomaly northward of high pressure. White et al. (1998) revisited WP96 data analysis and found downstream high pressure to be also shifted southward to SST anomalies, forming a spiral pattern. This suggests that both processes described above occur in reality, producing a spiral pattern with high pressure east-southward of warm SST. Moreover, White et al. (1998) took a  $f^2$  dependence of the atmospheric response to SST anomalies which allowed them to model analytically the spiral pattern. They found SST anomalies to be created and sustained by the ridge-induced poleward Ekman transport, as in our study. The importance of Ekman current heat advection in the coupled experiment CPL have been tested by performing two long coupled sensitivity integrations with a doubled constant drag coefficient, first only in the surface heat flux expression, and second only in the Ekman heat flux expression. If the SHF amplitude is increased, SST anomalies are smaller and shorter lived, which confirms the damping role of the turbulent surface heat flux. If on the other hand Ekman heat flux amplitude is increased, the opposite effect is observed.

Spatial phase relations given by figure 3.6 are very useful in attempt to compare our results to those from analytical models of ACW-like variability. Studies of Qiu and Jin (1997), Talley (1999), Goodman and Marshall (1999) and Baines and Cai (2000) are based on a positive feedback due to ocean dynamics in response to the overlying equilibrated atmosphere. Since the thermocline is mainly forced by the surface wind stress curl, a positive feedback needs a downstream or inphase high pressure at the same latitude than the SST anomaly. Given the absence of internal ocean dynamics in our coupled model, the mechanism for growth of the perturbations cannot have such an oceanic origin. On the other hand, the vertical phase lags of pressure patterns that we observe are consistent with an atmospheric energy source as found by Colin de Verdière and Blanc (2001, CB). Both Goodman and Marshall (1999, GM) and CB models produce equivalent barotropic response in the atmosphere at the scales for which Rossby waves are stationary (near resonance conditions) and we observe this equivalent barotropic response here but it is more difficult to check if our dominant mode number one lies in the range of scales of stationary Rossby waves with realistic winds. The zonal phase shift between SST and SLP is absent by construction in GM while CB produces high SLP downstream of SST. The latter is consistent with the MCA results (fig. 3.7) but none of the two idealised models however, predict the meridional shift observed here. The main

surface coupling flux in GM is EKF by construction (since their hypothesis of atmosphere equilibration requires SHF to be exactly zero) and EKF also plays the leading role here. On the other hand, SHF is the leading term (with a weaker contribution of EKF) which allows large growth rates in CB. Extending analytical coupled oscillations to more complex models seems to be difficult. This may be due to the presence of synoptic scale high frequency activity which make harder to realise in a more complex geometry the parameters set allowing strong resonant conditions.

The relevance of the positive feedback mechanism of maintenance of the SST anomalies through EKF for real climate is difficult to estimate because it is critically dependent on the atmospheric response to SST anomaly, itself a highly studied process but still not completely understood in the extratropics (Kushnir et al. 2002). A natural development to this work is consequently a more detailed study of atmospheric response to SST anomalies which will be the object of a forthcoming paper.

## 3.7 Appendix

### 3.7.1 PV equation source terms

In the PV equation (3.1) we introduced a time-independent source term  $S_q$  that represents all adiabatic and subgrid processes (D'Andrea and Vautard 2000). This forcing is computed empirically as the mean residual of the equation with respect to observations following the method introduced by Marshall and Molteni (1993), to which we added a temperature correction. The PV equation (3.1) is satisfied by any choice of observed fields of  $\hat{\psi}$ ,  $\hat{q}$  and  $\hat{T}$  (the hats indicate observations). Injecting a long observation dataset into the PV equation and taking a long-term mean, the tendency on the left hand side goes to zero, and we obtain an equation for  $S_q$  :

$$S_q = [J(\hat{\psi}, \hat{q})] + [D(\hat{\psi})] - [\kappa F(\hat{\psi}, \hat{T})] \quad (3.5)$$

The data used were twice daily ECMWF analysis dataset ranging from June 1979 to August 1993 for June-July-August, JJA. Brackets stand for the long-term mean.

Using  $S_q$  *à la* Marshall and Molteni (1993) in the case of the Southern Hemisphere gave a considerable high pressure error over the Antarctic continent. Consequently, we added a zonal mean temperature correction to term  $S_q$ . This term was computed in the following way.

The Marshall and Molteni (1993) forcing (3.5) can be interpreted as a relaxation temperature in the sense of Held and Suarez (1994). Eq.(3.1) can in fact be obtained eliminating the vertical velocity  $\omega$  in the QG vorticity and temperature equations (compare Holton, 1979 p.164) :

$$\frac{d\nabla^2\psi}{dt} = f_0 \frac{\partial\omega}{\partial p} \quad (3.6)$$

$$f_0 \frac{d\psi}{dt} = -\sigma\omega + F(\psi, T) + \frac{R}{p} \frac{1}{\tau} (T^* - T) \quad (3.7)$$

Which gives

$$\begin{aligned} \frac{Dq}{Dt} &= \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} F(\psi, T) \\ &\quad - \frac{f_0}{\sigma} \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{R}{p} T \right] + \frac{f_0}{\sigma} \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{R}{p} T^* \right] \end{aligned} \quad (3.8)$$

Here,  $q$  is the potential vorticity,  $\psi$  the geostrophic streamfunction,  $f_0$  the Coriolis factor at  $45^\circ S$ ,  $\sigma$  the static stability,  $R$  the gas constant and  $\tau$  a relaxation time scale. The first term on the R.H.S. of (3.8) corresponds to the heat flux term in (3.1), and gives the expression of  $\kappa$ . The second term on the R.H.S. of (3.8) corresponds to the dissipation term of (3.1) with the dissipative relaxation time  $\tau = 25 \text{ days}$ . Finally, the third term represents the Held and Suarez relaxation temperature.

The Marshall and Molteni (1993) forcing method, in other terms, can be seen as an empirical way to compute a relaxation temperature  $T^*$ .

In order to correct the forcing term  $S_q$ , we added a zonally uniform temperature  $T'^*$  and recomputed a new term  $S'_q$  :

$$S'_q = \frac{f_0}{\sigma} \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{R}{p} (T^* + T'^*) \right]$$

$T'^*$  is pretty much an *ad hoc* term, it was computed as a fraction of the difference in meridional profile between  $T^*$  and the observed meridional temperature profile.

### 3.7.2 2D Fourier decomposition

We can decompose a signal  $\eta(x, t)$  as a sum of harmonics defined by the numbers  $n$  and  $m$  :

$$\begin{aligned} \eta(x, t) &= \sum_{n,m} A_{nm}^w \cos(k_n x + \omega_m t - \varphi_{nm}^w) \\ &\quad + A_{nm}^e \cos(k_n x - \omega_m t - \varphi_{nm}^e) \end{aligned} \quad (3.9)$$

where  $A_{nm}^w$  and  $A_{nm}^e$  are the westward and eastward waves amplitude,  $k_n$  and  $\omega_m$  the spatial and temporal wavenumbers, and  $\varphi_{nm}^w$  and  $\varphi_{nm}^e$  the westward and eastward phase lags. All coefficients can be computed from Fourier transform. The reader is invited to see details in Park (1990) and Park et al. (2004).

### 3.8 Compléments : Maze et al. (2006)

#### Différences entre les modes couplé et forcé atmosphérique

Dans le paragraphe 3.5.1 nous faisons état des différences entre les simulations CPL et FR-OC sur l'amplitude et la persistance des anomalies de SST et du flux de chaleur de surface SHF. Rappelons que la simulation CPL consiste en une intégration des modèles océanique et atmosphérique en configuration totalement couplée avec interactions possibles entre les deux composantes climatiques. La simulation FR-OC consiste en une intégration du modèle atmosphérique avec forçage par une SST fixe climatologique ; il n'y a donc plus d'influence de la variabilité océanique sur celle de l'atmosphère. La SST est diagnostiquée a posteriori via le vent et la SAT de la simulation FR-OC. On dispose donc d'une intégration où le couplage ne se fait que de l'atmosphère vers l'océan sans rétroaction possible de celui-ci. Les différences entre les simulations CPL et FR-OC permettent ainsi :

- de voir l'importance, sur l'océan, du feedback de la réponse atmosphérique aux anomalies de SST, c'est l'aspect abordé dans Maze et al. (2006),
- de voir l'influence des fluctuations lentes océaniques sur l'atmosphère, notamment les modes principaux de variabilité.

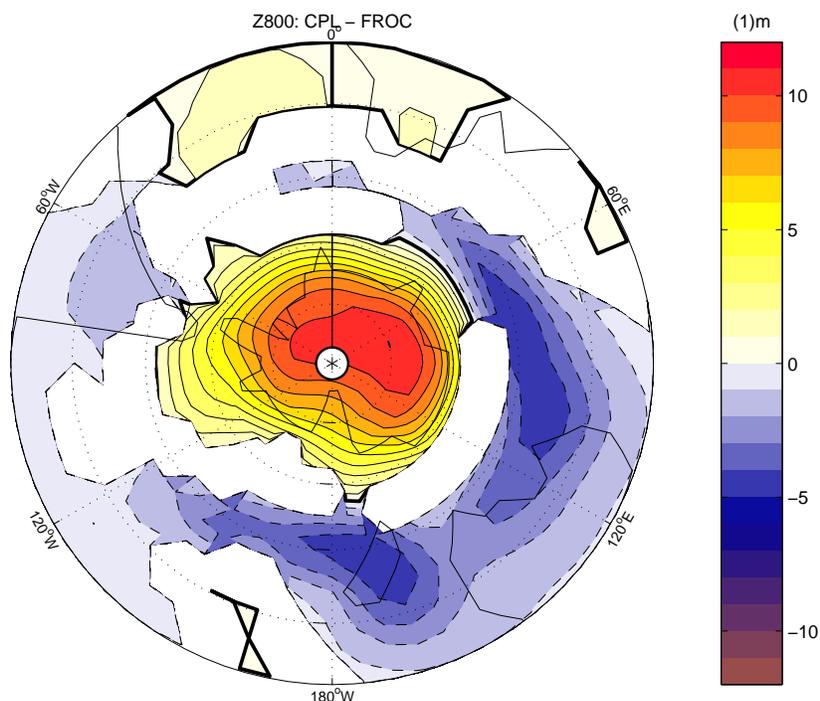


FIG. 3.13 – Différence des champs moyens de hauteur géopotentielle à 800mb entre les simulations couplée CPL et forcée FR-OC. Contours 1m, nul en gras. N'ont été tracées que les zones confidentielles à 95%.

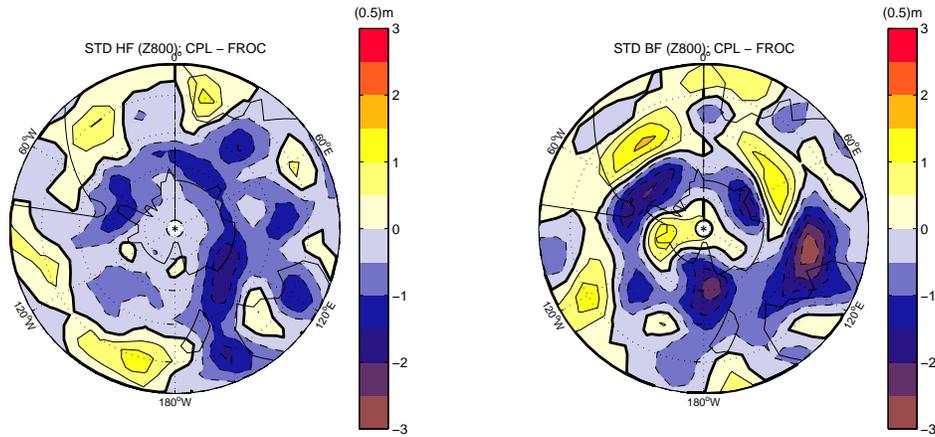


FIG. 3.14 – Différence des champs de déviation standard haute (gauche) et basse (droite) fréquence de Z à 800mb entre les simulations couplée CPL et forcée FR-OC. Contours 0.5m, nul en gras.

Les champs moyens, de variabilité basse et haute fréquence et d'erreur systématique de la simulation FR-OC sont très similaires à ceux de la simulation CPL (voir figures 2.3 et 2.6). Les différences entre les deux simulations sont visibles sur la figure 3.13 où est représentée l'écart des champs moyens de hauteur géopotentielle Z à 800hPa entre les deux simulations. L'extremum est positif (11m) sur le pôle tandis que l'amplitude est négative, de l'ordre de quelques mètres, sur l'océan Austral. Ces amplitudes sont faibles par rapport aux champs moyens mais significatives à plus de 95%. On observe donc que le couplage induit un affaiblissement du jet, notamment dans les secteurs Indien est et Pacifique ouest, via une diminution du gradient méridien de Z. La comparaison des figures 3.13 et 3.7 montre la similarité de l'effet du couplage sur le champ moyen avec le premier mode de variabilité atmosphérique : le SAM. En effet, la figure 3.13 est une phase négative du SAM, dont nous verrons que l'amplitude est du même ordre de grandeur que les réponses atmosphériques à une anomalie de SST (voir chapitre suivant).

Pour les variabilités haute et basse fréquences, l'analyse directe par carte des différences entre le mode forcé (FR-OC) et le mode couplé (CPL) est difficile à cause des structures de petites échelles qui apparaissent. Notons cependant que la figure 3.14 montre globalement qu'à haute fréquence le mode CPL perd un peu de variabilité tandis qu'à basse fréquence la situation est plus complexe. L'analyse des modes de variabilité de grandes échelles permet de mieux apprécier l'éventuel impact du couplage sur l'atmosphère.

On détermine les deux premières EOFs de hauteur géopotentielle à 800hPa pour les simulations CPL et FR-OC et les spectres de leurs composantes principales. Il s'agit de la méthode utilisée dans la section 3.5.1 pour le premier mode de covariance Z800-SST. Les résultats sont présentés sur les figures 3.15 et 3.16. Elles montrent que les modes de variabilités sont identiques entre les deux configurations (corrélations spatiales de 0.9995 et 0.9958) et que le couplage agit plutôt sur la variance des modes sans pour autant modifier l'importance relative de chacun. La variance augmente avec le couplage dans la bande de

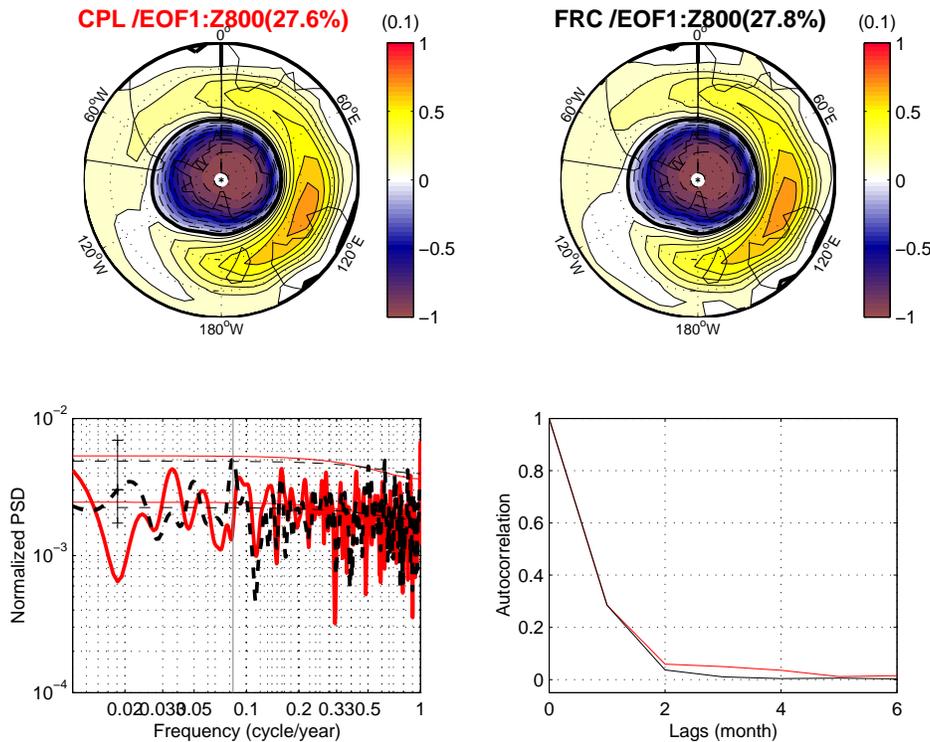


FIG. 3.15 – Haut : premier mode de variabilité de Z800 pour les simulations couplée et forcée. Bas : spectres et autocorrélations des composantes principales. En traits fins à gauche, les spectres de bruit rouges (et niveau de significativité de 99%) ayant les mêmes autocorrélations et variances que les PCs.

fréquence interannuelle (2-20 ans) de 7% pour le SAM et de 4% pour le second mode (relativement similaire au PSA). Les spectres obtenus pour le deuxième mode sont d'ailleurs blanc tandis que ceux du premier sont rouges, signe d'une plus grande influence lente de l'océan. À titre de comparaison, dans un modèle très proche de celui utilisé ici mais adapté à l'Atlantique Nord, Ferreira (2002) trouve une augmentation de 14% et 10% des variances de la NAO et de l'EAP avec le couplage air-mer. Si ces valeurs supérieures aux nôtres reflètent les différences de nature entre les deux zones d'études, alors il semblerait que l'hémisphère sud présente une dynamique atmosphérique beaucoup moins couplée à l'océan Austral que l'hémisphère nord ne l'est avec l'océan Atlantique.

Comme évoqué dans la section 3.5.1, les différences de variances basses fréquences de Z et SST sont à mettre en parallèle avec celles obtenues pour le flux de chaleur de surface. En effet, les spectres des composantes principales des deux premiers modes de SHF (figure 3.17) ont une allure bleutée (Czaja et al. 2003), montrant une évolution inverse, à savoir une baisse de la variance à basse fréquence (-18% pour les deux modes). Nous retrouvons ici le phénomène d'ajustement mis en évidence par Barsugli and Battisti (1998). Dans un modèle unidimensionnel couplé, ils montrent que l'ajustement de la SST via le flux de chaleur sensible (réduction de la différence de température air-mer) induit une augmentation des variances

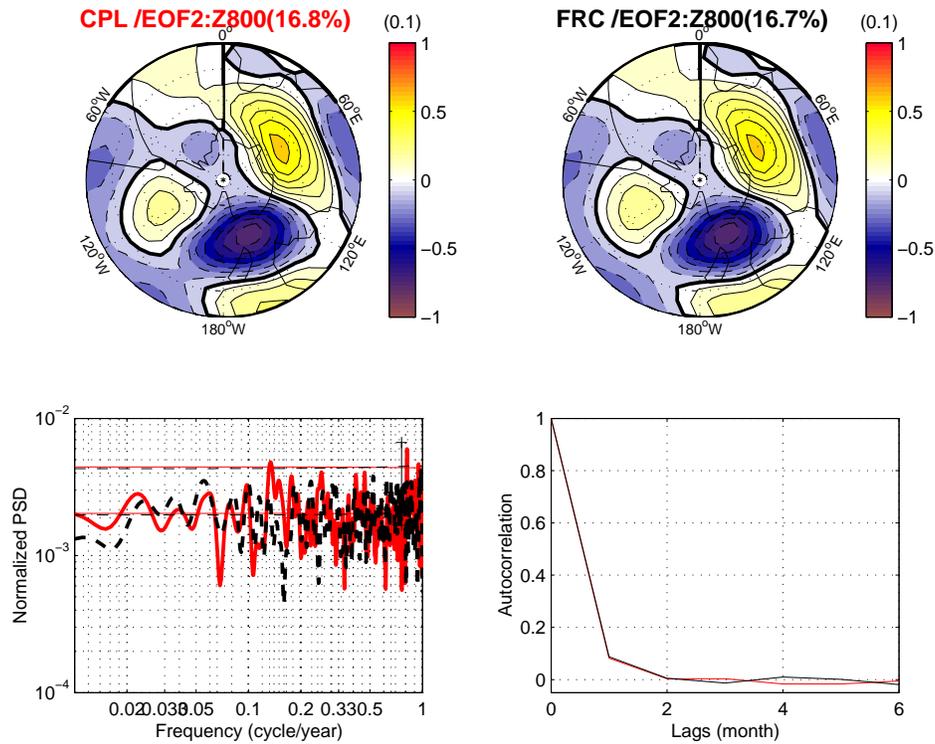


FIG. 3.16 – Idem figure 3.15 pour le second mode de variabilité.

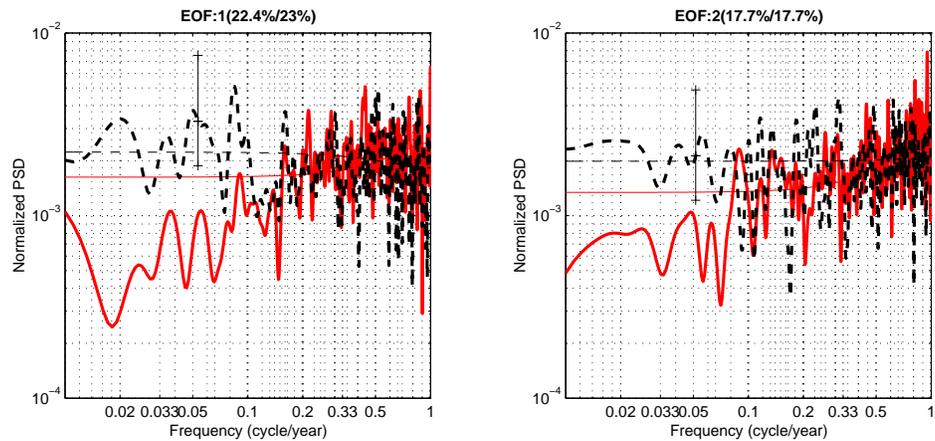


FIG. 3.17 – Spectres des composantes principales des deux premiers modes de variabilité du flux de chaleur de surface. En rouge la simulation couplée, en noir pointillés la forcée.

océanique et atmosphérique à basse fréquence. D'autre part, Ferreira and Frankignoul (2001) ont montré que cette augmentation était d'autant plus forte que les échelles spatiales considérées étaient grandes. C'est ce qui explique l'impact du couplage plus fort sur le SAM que sur le second mode de variabilité atmosphérique.



# 4 Réponse stationnaire atmosphérique aux anomalies de SST dans l'hémisphère sud

## Préambule

L'analyse du couplage à basse fréquence entre l'océan et l'atmosphère a montré que s'il n'était pas indispensable pour modéliser les principales caractéristiques de la SST, il - le couplage à "double-sens" - induisait une augmentation de la persistance et de l'amplitude des anomalies de SST. Cet effet positif du couplage naît de la rétroaction sur l'océan Austral de l'atmosphère répondant à une anomalie initiale de SST. La réponse atmosphérique à une anomalie sous-jacente de température océanique a été l'objet de nombreuses études depuis le milieu des années 50 et le travail précurseur de Smagorinsky (1953). Une revue des différents résultats a été faite en introduction de cette thèse.

Nous allons ici déterminer la réponse stationnaire (la moyenne à long terme) atmosphérique à une anomalie idéalisée de SST. Ces résultats font l'objet d'un article en passe d'être soumis au Journal of Atmospheric Science.

### 4.1 Modèle et expériences

Le modèle atmosphérique est le même que celui utilisé dans le chapitre précédent. Dans cette partie cependant, l'atmosphère a pour condition limite de surface un champ prescrit de SST plutôt qu'une couche de mélange interactive. La réponse stationnaire atmosphérique à une anomalie de SST (SSTa) est définie comme l'écart à une simulation de contrôle des champs moyens d'une simulation où la SST climatologique est modifiée par la SSTa. Nous avons décidé de nous focaliser sur la dépendance de la réponse à la position en longitude d'une SSTa centrée sur les moyennes latitudes. En effet, si le modèle utilisé ici produit des anomalies de SST principalement dans l'océan Indien, les SSTa se propagent ensuite sur de grandes distances via l'advection par l'ACC. Cette situation unique pose la question de l'évolution de la réponse atmosphérique aux SSTa au cours de leur voyage. Nous avons choisi de présenter les résultats obtenus avec une SSTa idéalisée plutôt qu'avec des anomalies de SST issues de la simulation couplée ou même des anomalies observées. L'anomalie idéalisée n'est cependant pas choisie arbitrairement. Dans la partie 3.3 nous avons déterminé

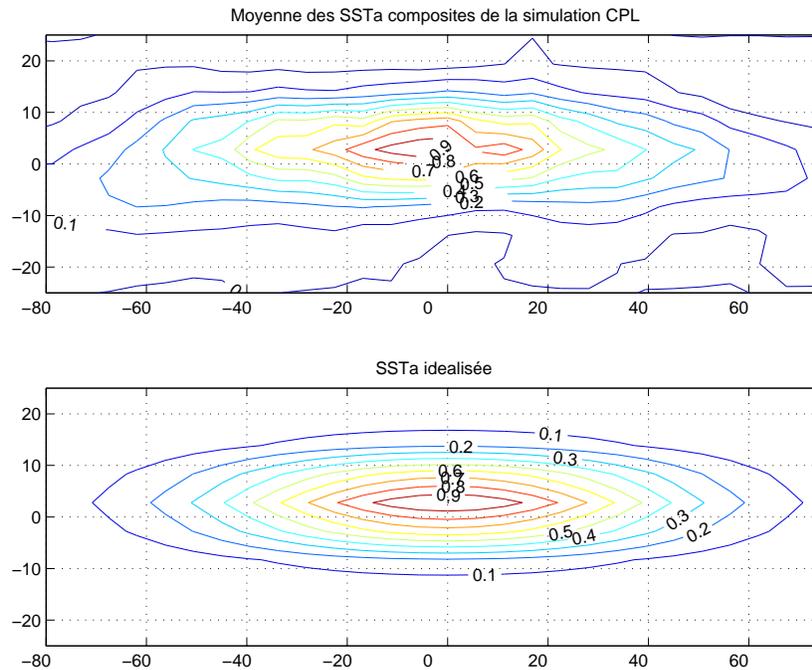


FIG. 4.1 – Anomalie moyenne composite de SST dans la simulation couplée (haut) et anomalie idéalisée (bas) utilisée pour forcer l’atmosphère. Latitude et longitude sont relatives au centre de l’anomalie. Contours  $0.1^{\circ}C$ .

la forme d’une anomalie “moyenne” de SST dans la simulation pleinement couplée CPL via une analyse composite (voir figures 3.6 et 4.1). Cette anomalie est une représentation “type” des SSTa de l’océan Austral. Pour l’anomalie idéalisée, nous avons choisi un profil gaussien en 2 dimensions ayant les mêmes caractéristiques zonales et méridiennes que l’anomalie composite moyenne. De fait, la SSTa idéalisée mesure  $80^{\circ} \times 10^{\circ}$  en longitude/latitude, soit  $6000km \times 1200km$  à  $47S$  et un rapport d’aspect de  $1/8$ . Les deux anomalies sont représentées sur la figure 4.1. Notons que dans les observations liées à l’onde circumpolaire Antarctique, le rapport d’aspect des anomalies de SST est plutôt de  $1/2$ . Cette différence vient de l’extension zonale des anomalies qui adoptent un nombre d’onde plus élevé que dans le modèle tandis que l’extension méridien reste identique.

Les objectifs de ce chapitre sont de déterminer la réponse stationnaire atmosphérique à une anomalie de SST, les mécanismes qui y conduisent, l’éventuelle dépendance de la réponse à la position de l’anomalie dans l’océan Austral et la rétroaction de cette réponse sur l’océan. Pour ce faire, nous avons conduit 14 expériences où l’anomalie de SST idéalisée a été centrée en 14 longitudes réparties uniformément le long du parallèle  $47S$  (celui-ci étant choisi pour correspondre à un point de grille du modèle). La figure 4.2 synthétise ces localisations. L’amplitude de l’anomalie est de  $1^{\circ}K$  et elle est ajoutée au champ climatologique de la simulation couplée de SST (voir figure 2.8), qui sert donc ici de référence pour la simulation de contrôle.

Pour obtenir une réponse stationnaire atmosphérique ayant un niveau de confiance suf-

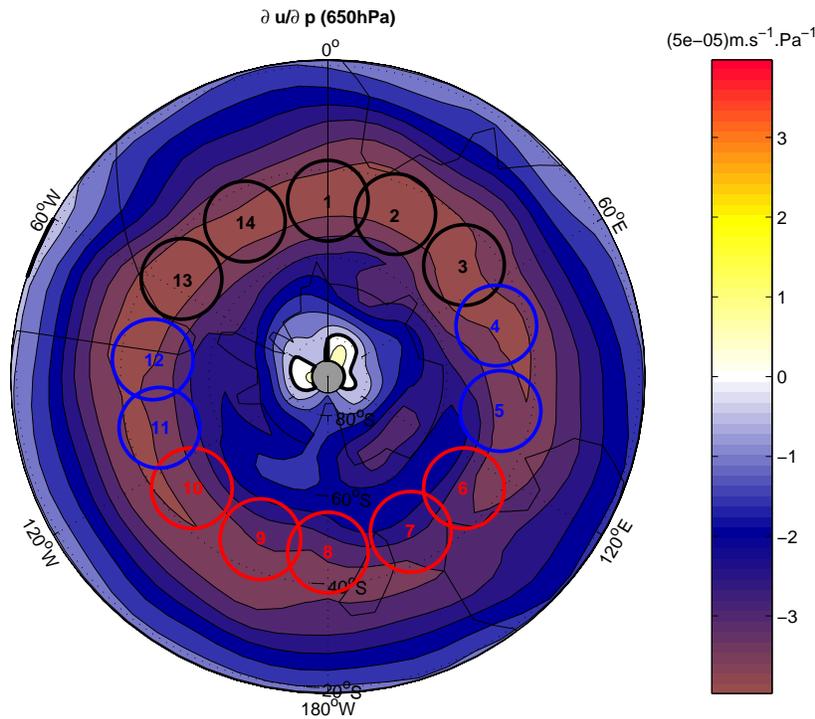


FIG. 4.2 – Récapitulatif des 14 différentes localisations d’anomalies de SST. Les contours colorés représentent le gradient verticale de vitesse zonale à 650hPa. Les cercles noirs indiquent une réponse barotrope qui se projète sur une phase positive du SAM et les rouges sur une phase négative, les bleus sont des réponses intermédiaires.

fisant, il faut l’isoler de la variabilité interne en prenant une moyenne temporelle sur une période d’intégration suffisamment longue. Généralement, les études du même type sont menées avec des anomalies relativement grandes, de l’ordre de plusieurs degrés (Kushnir et al. 2002), ce qui accentue la réponse atmosphérique et a l’avantage de réduire les coûts de calcul et les périodes d’intégrations. Cependant ces valeurs sont loin de celles observées aux moyennes latitudes de l’hémisphère sud, qui n’excèdent pas  $1.5^{\circ}C$ , et font implicitement l’hypothèse forte de la linéarité de la réponse. Or le faible coût numérique du modèle utilisé ici nous autorise à choisir une amplitude réaliste de  $1^{\circ}K$  pour l’anomalie de SST et à assumer de longues intégrations. Nous avons déterminé qu’une longueur d’intégration de 200 ans était satisfaisante pour obtenir des réponses significatives sur de grandes échelles (voir l’annexe B pour plus de détails). Pour ne pas alourdir les représentations graphiques nous avons choisi de ne pas tracer les contours des zones significatives mais nous garderons à l’esprit que pour toutes les cartes, les zones de grandes amplitudes ont été vérifiées comme statistiquement significatives à plus de 95%.

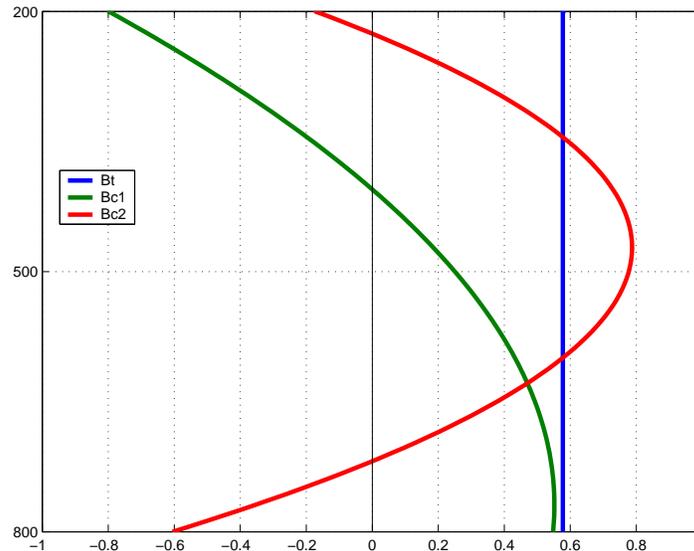


FIG. 4.3 – Profil des modes verticaux avec des rayons de Rossby dans la couche basse atmosphérique de 450km et la couche haute de 700km.

## 4.2 Description de la réponse stationnaire

L'analyse des réponses stationnaires obtenues pour chacune des localisations de SSTa a montré que, suivant la distance considérée au centre de la SSTa, la réponse pouvait être séparée en deux parties. La première concerne l'environnement immédiat de la SSTa, une zone *locale* qui s'étend du centre de l'anomalie jusqu'à une soixantaine de degrés en longitude. Dans cette zone, la réponse atmosphérique est identique quelque soit la position de la SSTa. La seconde partie concerne l'environnement éloigné de la SSTa, une zone *distante* qui s'étend au delà de la zone *locale*. La réponse atmosphérique y prend deux états différents suivant la position de la SSTa.

Pour les 14 simulations, les réponses obtenues en hauteur géopotentielle à 500hPa ont pour amplitude moyenne 11m avec un écart type de 2m. Cette réponse est globalement plus faible que celles obtenues dans l'Atlantique et le Pacifique Nord. En effet, même si les différentes études (voir Frankignoul 1985, Kushnir et al. 2002) et observations (Rodwell and Folland 2002, Czaja and Frankignoul 2002) montrent un large spectre d'amplitudes (jusqu'à 40m), il semble que nos réponses soient dans les plus faibles.

L'analyse des réponses pour tous les niveaux de pression a d'autre part montré que chacune des zones *locale* et *distante* étaient mieux caractérisées en adoptant une décomposition de la réponse en modes verticaux. Le modèle atmosphérique est discrétisé sur 3 niveaux de pression : 200, 500 et 800hPa, il contient donc 1 mode barotrope et 2 modes baroclines. Ces 3 modes verticaux sont définis comme les 3 vecteurs propres de la matrice de transfert entre la fonction de courant  $\psi$  et la vorticité potentielle  $q$  induite par les termes de vortex stretching

(cf eq :2.11-2.13) :

$$\begin{pmatrix} q_{Bt} \\ q_{Bc1} \\ q_{Bc2} \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} q_{200} \\ q_{500} \\ q_{800} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

$$\text{avec } M = \text{eig} \begin{pmatrix} -\frac{1}{R_h^2} & \frac{1}{R_h^2} & 0 \\ \frac{1}{R_h^2} & -\frac{1}{R_h^2} - \frac{1}{R_b^2} & \frac{1}{R_b^2} \\ 0 & \frac{1}{R_b^2} & -\frac{1}{R_b^2} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

où  $R_h = 700km$  et  $R_b = 450km$  sont les rayons de Rossby des couches supérieure et inférieure du modèle. Les 3 modes sont représentés sur la figure 4.3. Le premier mode barocline correspond à un changement de signe sur la colonne et le second à deux changements de signe.

Dans les faits, nous avons constaté que le niveau 200hPa était systématiquement très similaire au niveau 500hPa, quelques soient les champs considérés. Cette observation permet une simplification remarquable dans l'interprétation de chacun des modes verticaux. En effet, la proportionnalité de  $q_{200}$  avec  $q_{500}$  réduit les informations dynamiques du modèle aux 2 couches les plus basses. Le deuxième mode barocline devient l'opposé du premier qui se simplifie en :  $q_{Bc} \simeq \frac{1}{2}(q_{500} - q_{800})$ , traduisant la température dans la couche basse atmosphérique centrée à 650hPa. Le mode barotrope devient le champ moyenné verticalement :  $q_{Bt} \simeq \frac{1}{2}(q_{500} + q_{800})$ . On retrouve les définitions des modes verticaux dans un modèle à deux couches et c'est selon ces définitions que nous avons tracé toutes les cartes.

La figure 4.4 montre les composantes barocline et barotrope des réponses en hauteur géopotentielle pour 2 simulations représentatives de l'ensemble des expériences (pour celles-ci, voir les figures 4.7 et 4.8). La simulation 1, où l'anomalie de SST est centrée en 0E, est caractéristique des réponses obtenues quand la SSTa est localisée entre l'ouest de l'océan Atlantique et l'est de l'océan Indien (cercles noirs sur la figure 4.2). La simulation 8, où l'anomalie de SST est centrée en 180E, est caractéristique des réponses obtenues quand la SSTa est localisée entre le bassin Australo-Antarctique et le centre de l'océan Pacifique (cercles rouges sur la figure 4.2). Ces deux expériences représentent les cas extrêmes des deux types de réponses barotropes obtenues, les simulations où la SSTa est centrée à la limite des zones définies ci-dessus étant des cas intermédiaires (cercles bleus sur la figure 4.2).

D'emblée, il est flagrant que les réponses baroclines sont très similaires d'une expérience à l'autre. Les cartes 4.4-a et 4.4-c montrent une haute pression d'échelle semblable à celle de l'anomalie de SST, d'amplitude moyenne 4m et décalée vers l'est de  $45^\circ$ . Cette réponse barocline en hauteur géopotentielle est directement proportionnelle à la réponse atmosphérique en température à 650hPa (via la relation du vent thermique 2.26), donc la SSTa induit une anomalie d'air chaud décalée à l'est par l'advection moyenne suivant la même allure.

Les réponses barotropes en revanche, sont différentes. La simulation 1 montre des hautes pressions aux moyennes latitudes avec un maximum de 8m localisé  $90^\circ$  l'est de la SSTa et des basses pressions (-6m) sur le pôle. La simulation 8 quant à elle, montre une réponse positive (8m) principalement localisée sur le pôle.

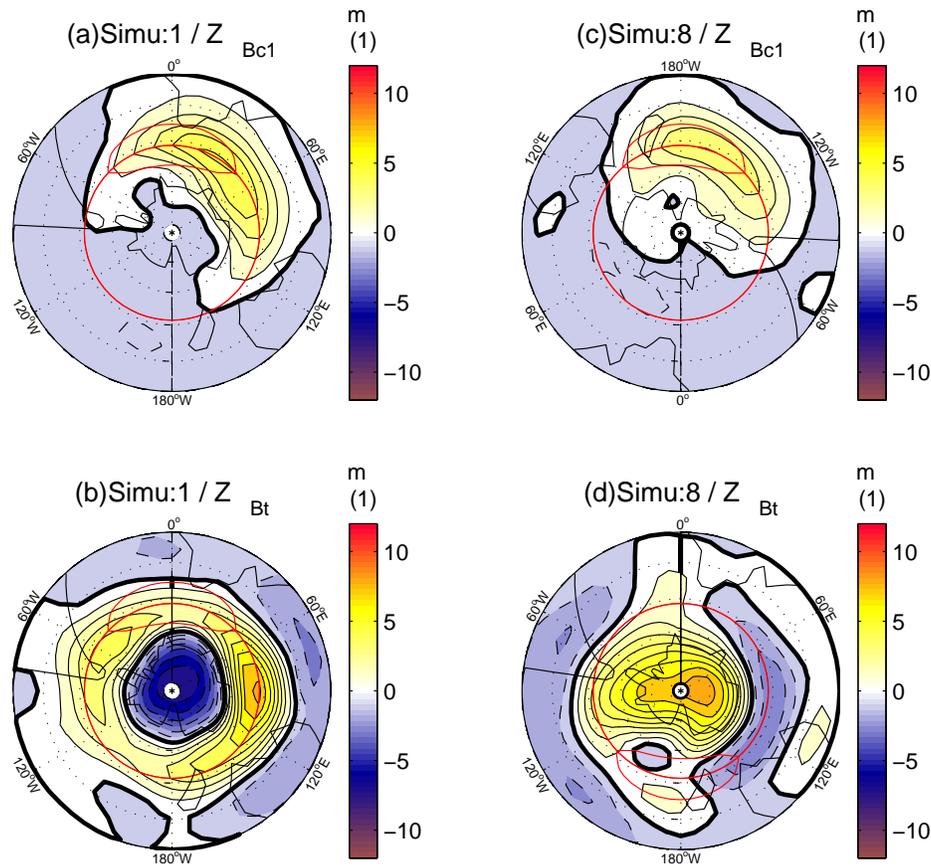


FIG. 4.4 – Réponses stationnaires atmosphériques de hauteur géopotentielle à l'anomalie de SST localisée en 0E (a-b) et 180E (c-d). En (a-c) sont représentées les composantes baroclines et en (b-d) les composantes barotropes. Contours tous les  $m.s^{-1}$ . En rouge sont tracés les contours indiquant la position et la latitude de la SSTa. Notons que pour faciliter les comparaisons, les champs ont été recentrés sur l'anomalie de SST pour les composantes baroclines.

Une observation plus précise des figures en prenant compte de la localisation absolue des réponses plutôt que relativement à la SSTa, montre que les deux réponses barotropes sont en partie l'expression d'un même schéma mais dans des phases opposées. À la haute pression downstream localisée à 90E dans la simulation 1, correspond la basse pression upstream de la simulation 8. Cette remarque prend tout son sens en considérant l'allure du premier mode de variabilité atmosphérique du modèle. Dans le chapitre précédent, nous avons calculé le premier mode de covariance entre l'atmosphère et l'océan Austral (calculé par SVD dans la section 3.4), il s'agissait du mode annulaire comptant pour environ 40% de la covariance Z800/SST. Dans la simulation forcée de contrôle utilisée ici, les premiers modes de variabilité des hauteurs géopotentielle sont calculés par la méthode des EOFs. Ils adoptent une structure barotrope et ont une allure identique à celle calculée par SVD dans la simulation couplée. La figure 4.5 représente les composantes zonalemment symétrique (a) et asymétrique

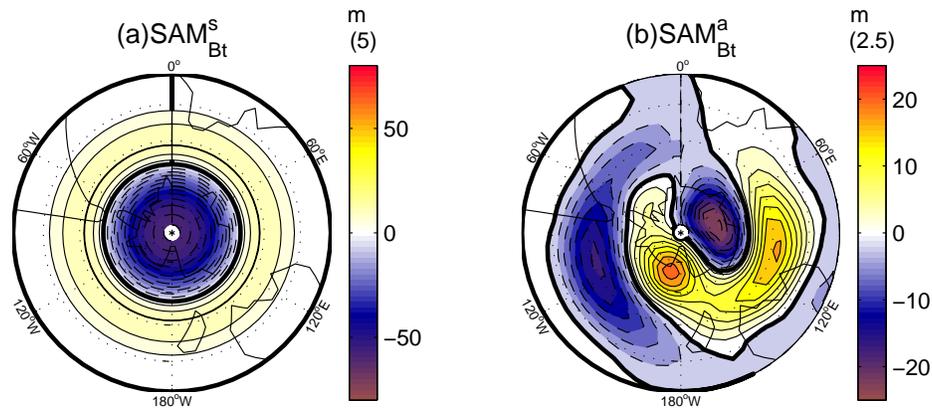


FIG. 4.5 – Composantes zonalement symétrique et asymétrique du mode annulaire de la simulation de contrôle.

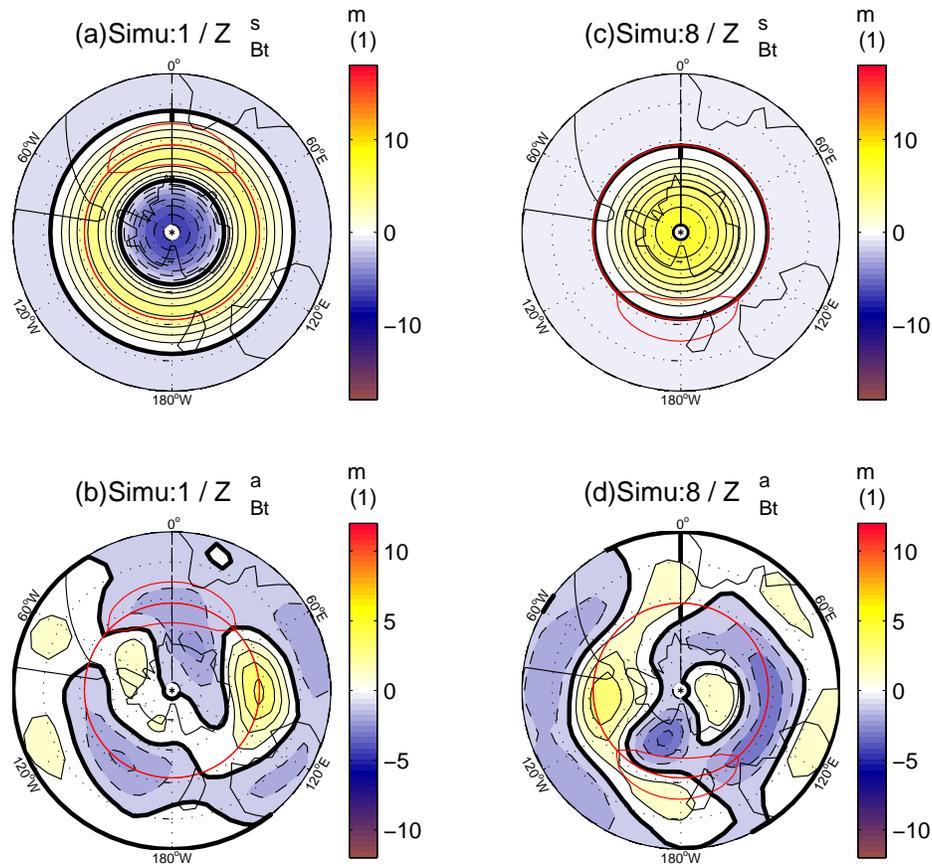


FIG. 4.6 – Composantes zonalement symétrique et asymétrique des réponses barotropes des simulations 1 et 8.

(b) du SAM barotrope, qui compte pour 28% de la variance dans le modèle forcé. Le SAM représente les oscillations méridienne du jet, il est donc formé d'un dipôle de haute et basse pressions réparties entre le continent Antarctique et les moyennes latitudes. Les asymétries zonales du SAM sont partiellement représentées dans le modèle où les hautes pressions aux moyennes latitudes sont maximums dans l'océan Indien alors que la réalité montre également des maximums de pression au-dessus des océans Pacifique et Atlantique. Les raisons pour lesquelles le modèle ne représente qu'une partie du SAM ont été données dans le chapitre 3.6.

La figure 4.6 représente la moyenne zonale et l'écart à cette moyenne (composantes zonalement symétrique et asymétrique) des réponses barotropes des deux simulations. Les composantes symétriques fig.4.6-a et fig.4.6-c sont les phases positive et négative du SAM (fig.4.5-b), qui est largement dominé par cette composante au-dessus du pôle Sud. La simulation 1 reproduit la phase positive avec une basse pression polaire resserrée tandis que la simulation 8 reproduit une phase négative avec une haute pression polaire dilatée.

Concernant les composantes tourbillonnaires (partie zonalement asymétrique) il est difficile avec ces deux seules simulations de déterminer si elles sont un train d'onde généré par la SST ou bien simplement la composante tourbillonnaire du SAM ( $SAM_{Bt}^a$ ) excité dans des phases différentes par la SST. En effet, pour les simulations 1 (fig.4.6-b) et 8 (fig.4.6-d), la réponse barotrope tourbillonnaire ( $Z_{Bt}^a$ ) ressemble particulièrement au  $SAM_{Bt}^a$  (fig.4.5-a). Celui-ci prend l'allure d'un train d'onde de mode zonal 1 ayant des signes opposés entre les moyennes et les hautes latitudes et des maximums localisés sur les méridiens 90E et 120W.

Les résultats des autres simulations semblent montrer que la composante  $Z_{Bt}^a$  est le fruit de l'interaction entre une haute pression induite à l'est de, et par, la SSTa, avec le  $SAM_{Bt}^a$ . Les réponses et leur décomposition pour une grande partie des expériences que nous avons menées sont représentées sur la figure 4.7. La dernière colonne (à droite) représente les réponses barotropes tourbillonnaires. On observe systématiquement une haute pression à l'est de la SSTa qui vient interagir plus ou moins avec le  $SAM_{Bt}^a$ . C'est encore plus flagrant sur la figure 4.8 où les  $Z_{Bt}^a$  sont représentées centrées sur les anomalies de SST respectives.

La réponse barotrope, composée d'une partie intrinsèque à la SSTa et d'une autre à la dynamique de l'hémisphère sud (le  $SAM_{Bt}$ ) peut donc s'écrire :

$$Z_{Bt} \simeq R_{SST} + \alpha SAM_{Bt} \quad (4.3)$$

Une estimation du coefficient  $\alpha$  peut être la corrélation spatiale entre la réponse barotrope et le SAM. Cet estimateur est tracé à droite en rouge sur la figure 4.9 en fonction des longitudes des SSTa. Les forts coefficients de corrélations obtenus indiquent que les réponses stationnaires atmosphériques aux anomalies de SST situées en 60W-60E et 120E-120W se projettent parfaitement sur le SAM.

Le nombre important d'expériences que nous avons menées permet également d'estimer la composante  $R_{SST}$  liée à la SSTa. Il suffit de moyenniser l'ensemble des différences  $Z_{Bt} - \alpha SAM_{Bt}$  où les champs ont été normalisés et recentrés sur les SSTa, pour éliminer la composante fixe dans l'espace liée au SAM et préserver la partie induite par la SSTa. La figure 4.9 à gauche en donne une représentation. Une haute pression est localisée 60° à l'est de la SSTa (tandis qu'une haute pression de plus faible amplitude, moitié moindre, est présente 70° à l'ouest de la SSTa). Cette haute pression est responsable de l'excitation des différentes

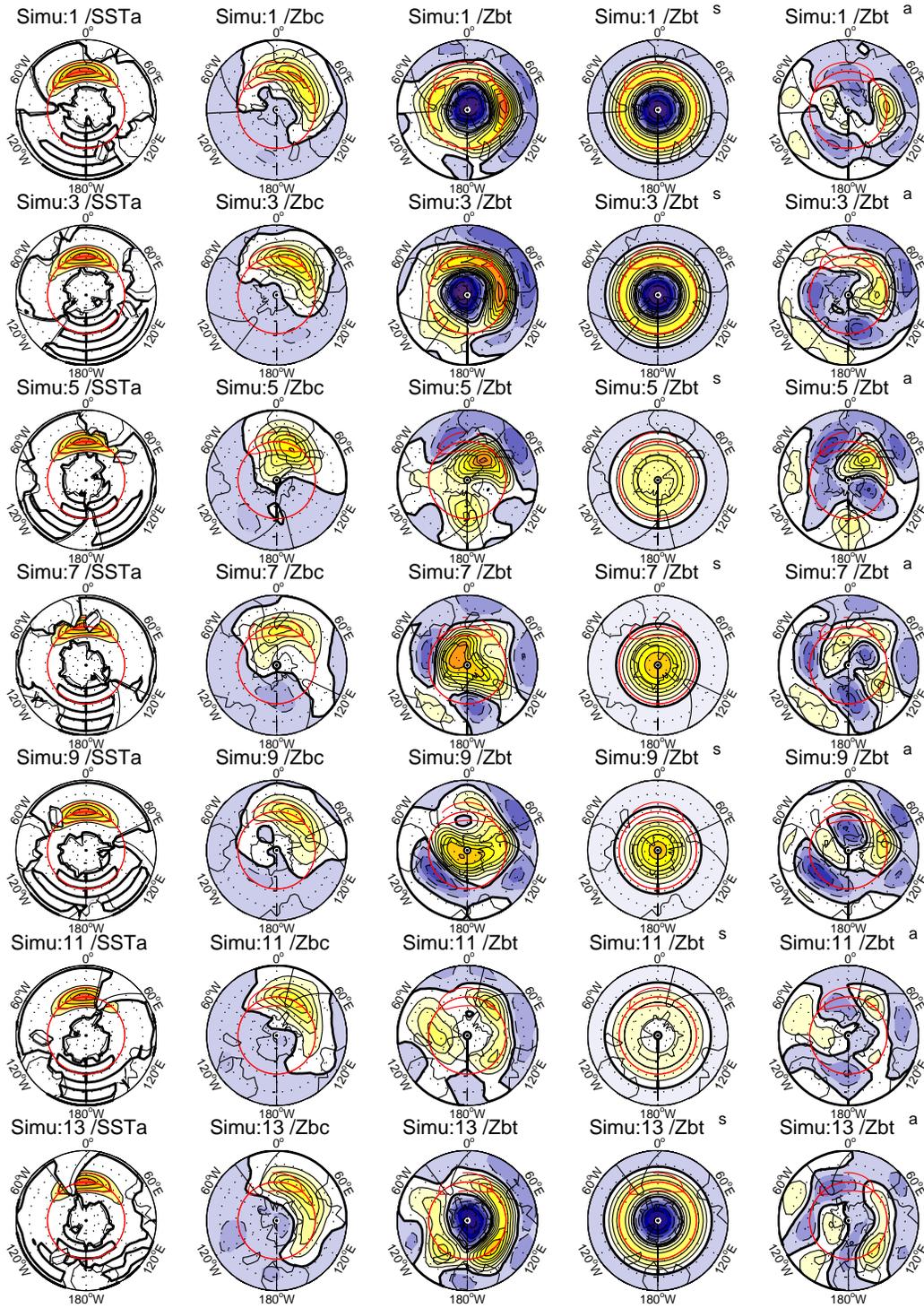


FIG. 4.7 – Réponses baroclines et composantes zonalement symétrique et asymétrique des réponses barotropes des simulations 1, 3, 5, 7, 9, 11 et 13. Contours tous les mètres.

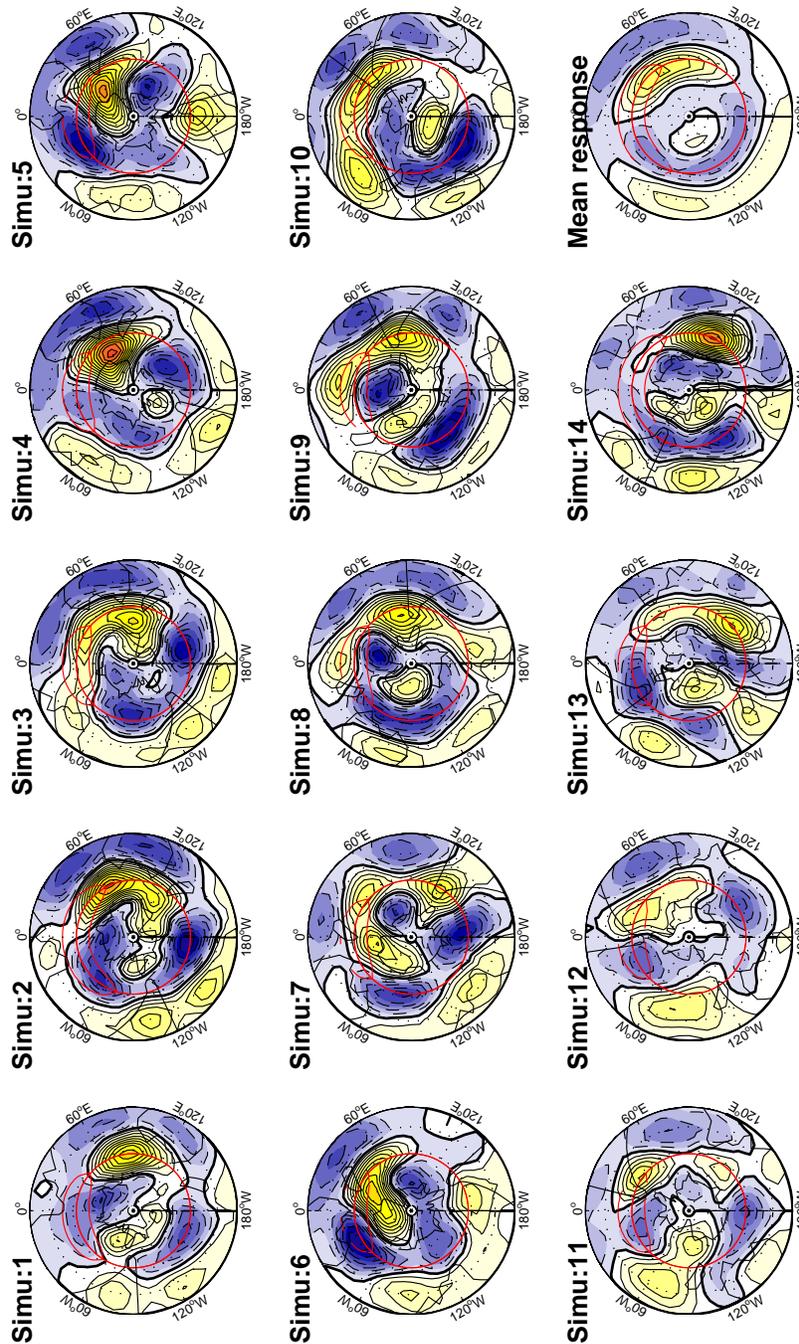


FIG. 4.8 – Réponses barotropes tourbillonnaires pour l'ensemble des 14 simulations. Les cartes ont été recentrées sur l'anomalie de SST. La dernière carte est la moyenne de l'ensemble.

phases du  $SAM_{Bt}$ . Nous pouvons estimer l'écart de chaque réponse à celle attendue, par la corrélation des réponses barotropes recomposées avec celles d'origine (courbe noire tracée à droite sur la figure 4.9). Les corrélations sont toutes supérieures à 0.8 et pour la plupart à

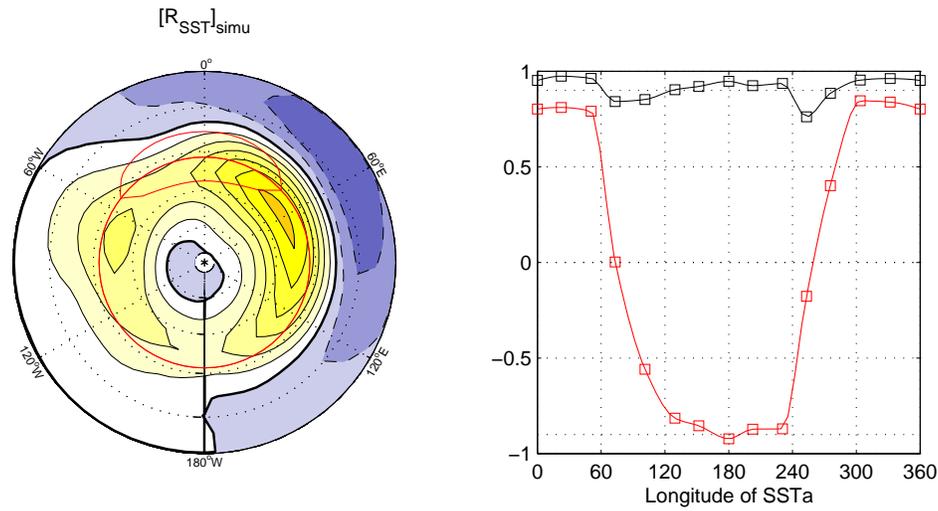


FIG. 4.9 – Gauche : estimation de la réponse barotrope purement induite par la SSTa et responsable de l'excitation du SAM. Les coordonnées sont relatives au centre de l'anomalie de SST. Contours tous les 0.1. Droite : en rouge la corrélation spatiale  $\alpha$  entre les réponses barotropes et le SAM ; en noir la corrélation entre les réponses barotropes et celles approximées par la décomposition (4.3) via l'estimation de  $R_{SST}$  :  $Z_{Bt}(i) \simeq [R_{SST}]_{simu} + \alpha(i) SAM_{Bt}$ . Toutes les corrélations sont significatives à plus de 90%.

0.9, indiquant une bonne efficacité<sup>1</sup> de la décomposition (4.3).

<sup>1</sup>Cette corrélation est en fait une estimation de l'écart au champ moyen de chacune des  $R_{SST}$ .

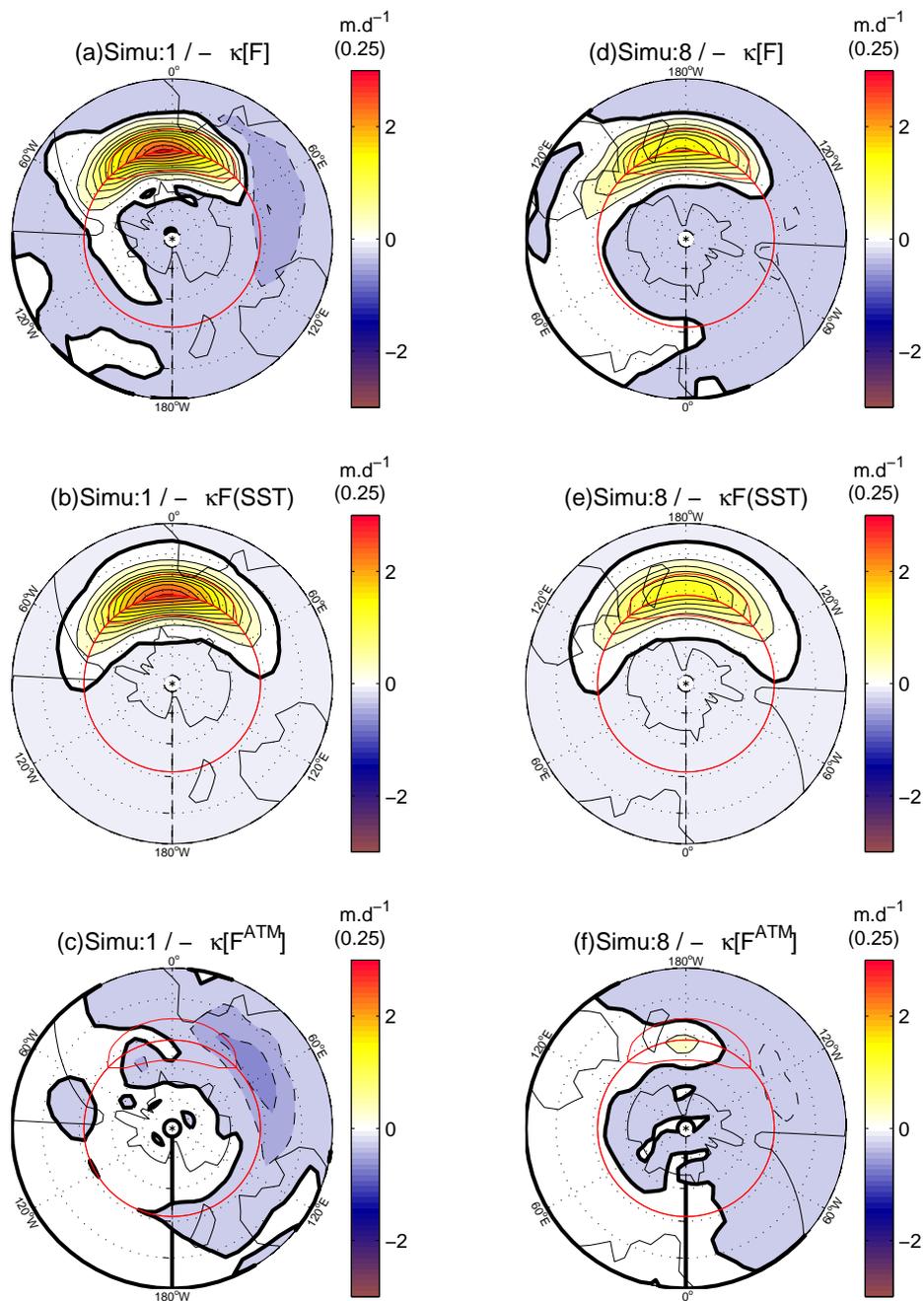


FIG. 4.10 – Anomalies de vorticité potentielle induites par le terme de flux de chaleur pour les simulations 1 et 8 (a-d). Décomposition de l'anomalie fixe induite par la SSTa (b-e) et l'anomalie induite par la réponse atmosphérique (c-f). Les tendances de vorticité potentielle ont été transformées en tendances de hauteur géopotentielle.

### 4.3 Bilan de vorticité potentielle

Afin de déterminer quel est l'équilibre régnant entre les différents termes de vorticité potentielle qui mène aux états moyens observés dans la section précédente, nous avons calculé chaque terme moyen des équations de conservation de vorticité potentielle QG (eq :2.27-2.29). D'autre part, afin de séparer les contributions des tourbillons transitoires de la dynamique quasi-stationnaire de grande échelle, nous avons différencié les composantes hautes et basses fréquences dans le terme d'advection, la fréquence de coupure étant fixée à  $7 \text{ jours}^{-1}$ . En introduisant la décomposition<sup>2</sup> :  $q_i = q_i^* + q_i'$  et  $\psi_i = \psi_i^* + \psi_i'$  avec l'astérisque (resp. le prime) dénotant la basse (resp. haute) fréquence et en prenant la moyenne temporelle des équations (2.27-2.29) on obtient :

$$0 = -[J(\psi_1^*, q_1^*)] - [J(\psi_1', q_1')] - [D_1] + S_1 \quad (4.4)$$

$$0 = -[J(\psi_2^*, q_2^*)] - [J(\psi_2', q_2')] - [D_2] - \kappa [F] + S_2 \quad (4.5)$$

$$0 = -[J(\psi_3^*, q_3^*)] - [J(\psi_3', q_3')] - [D_3] + \kappa [F] + S_3 \quad (4.6)$$

où les crochets désignent la moyenne temporelle et où nous avons fait apparaître le coefficient :

$$\kappa = \frac{1}{R_b^2 K_b c_{pa} \Delta p} g \quad (4.7)$$

Notons qu'ici la décomposition haute/basse fréquences n'est appliquée qu'aux termes d'advection. D'autre part, nous ne nous sommes intéressés qu'aux réponses stationnaires, et malgré l'importance momentanée des termes d'interactions entre la basse et la haute fréquence, leur effet moyen devient négligeable sur le long terme ; c'est pourquoi ils ne figurent pas dans le bilan (4.4-4.6). Cette dernière approximation a été vérifiée *a posteriori*.

Il nous est apparu important de séparer les tendances moyennes associées au flux de quantité de mouvement (TR, Tourbillon Relatif) et de chaleur (VS, Vortex Stretching) pour chacune des composantes haute (HF, High Frequency) et basse (LF, Low Frequency) fréquence :

$$\left[ \frac{\partial \psi}{\partial t} \right]_{LF}^{TR} = \left( \nabla^2 + f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial p} \right)^{-1} [J(\psi^*, \nabla^2 \psi^*)] \quad (4.8)$$

$$\left[ \frac{\partial \psi}{\partial t} \right]_{LF}^{VS} = \left( \nabla^2 + f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial p} \right)^{-1} \left[ J \left( \psi^*, f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial p} \psi^* \right) \right] \quad (4.9)$$

$$\left[ \frac{\partial \psi}{\partial t} \right]_{HF}^{TR} = \left( \nabla^2 + f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial p} \right)^{-1} [J(\psi', \nabla^2 \psi')] \quad (4.10)$$

$$\left[ \frac{\partial \psi}{\partial t} \right]_{HF}^{VS} = \left( \nabla^2 + f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial p} \right)^{-1} \left[ J \left( \psi', f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial p} \psi' \right) \right] \quad (4.11)$$

<sup>2</sup>La décomposition réellement calculée est présentée en appendice C.

Par souci de lisibilité nous avons par ailleurs tracé les tendances de hauteur géopotentielle plutôt que celles de fonction de courant. Pour cela il suffit d'appliquer la relation (cf eq :2.33) :

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \nabla^{-2} \left( \frac{1}{g} \nabla f \nabla \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \quad (4.12)$$

Ces décompositions entraînent la multiplication des termes à analyser à chaque niveau de pression mais simplifient l'analyse dès que l'on projette les réponses sur les différents modes verticaux (cela est suggéré par le caractère purement barocline de la source de chaleur). En effet, la projection des réponses sur le mode barotope et le barocline a montré que le premier dominait dans les tendances associées aux flux de quantité de mouvement et le second dans celles associées aux flux de chaleur. Les équilibres (4.4-4.6) se simplifient donc :

$$0 = -[J(\psi_{Bc}^*, \underbrace{\frac{\partial f_0^2}{\partial p} \frac{\partial}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \psi_{Bc}^*}_{VS_{Bc}^*})] - [J(\psi'_{Bc}, \underbrace{\frac{\partial f_0^2}{\partial p} \frac{\partial}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \psi'_{Bc}}_{VS'_{Bc}})] - [D_{Bc}] - \kappa [F] \quad (4.13)$$

$$0 = -[J(\psi_{Bt}^*, \underbrace{\nabla^2 \psi_{Bt}^*}_{\zeta_{Bt}^*})] - [J(\psi'_{Bt}, \underbrace{\nabla^2 \psi'_{Bt}}_{\zeta_{Bt}})] - [D_{Bt}] \quad (4.14)$$

où par la suite VS désigne le terme de vortex stretching et (TR, $\zeta$ ) celui de vorticité relative.

### 4.3.1 Réponse barocline

Le terme purement barocline et non linéaire de flux de chaleur contient à la fois le forçage fixe due à la SSTa et la rétroaction de la réponse atmosphérique. Pour obtenir le bilan réellement induit par l'anomalie de SST, on décompose donc la source de chaleur en :

$$\kappa [F] = \kappa F(SST) + \kappa [F^{ATM}] \quad (4.15)$$

où le flux de chaleur  $F(SST)$  est le flux fixe calculé à partir de la SSTa et des champs climatologiques de vitesse et de température de surface (figures 4.10-b et e). Le terme  $\kappa [F^{ATM}]$  désigne la réponse atmosphérique stationnaire (figures 4.10-c et f). Enfin l'anomalie de flux de chaleur totale est représentée sur les figures 4.10-a et d. La source de vorticité potentielle (VP) induite par la SSTa adopte bien sûr la même allure pour les deux simulations 1 et 8. Seul l'amplitude varie puisque  $F(SST)$  dépend des champs moyens de SAT et Us. La source de VP induite par la réponse atmosphérique est négative, c'est à dire que la couche basse atmosphérique a tendance à se contracter et créer une anomalie d'air froid qui vient atténuer la réponse totale barocline présentée sur la figure 4.4 en haut. Pour comprendre comment s'équilibre la réponse, il convient d'analyser les termes restant de l'équation de VP barocline (4.13). Le terme de dissipation assurant l'état stationnaire, on obtient l'équilibre induisant la réponse barocline :

$$Z_{Bc} \equiv -[J(\psi_{Bc}^*, VS_{Bc}^*)] - [J(\psi'_{Bc}, VS'_{Bc})] - \kappa F(SST) \quad (4.16)$$

Le premier terme du membre de droite est représenté sur les figures 4.11-a et d pour les deux simulations ; le second sur les figures 4.11-b et e et la somme des trois sur les 4.11-c et f. Le

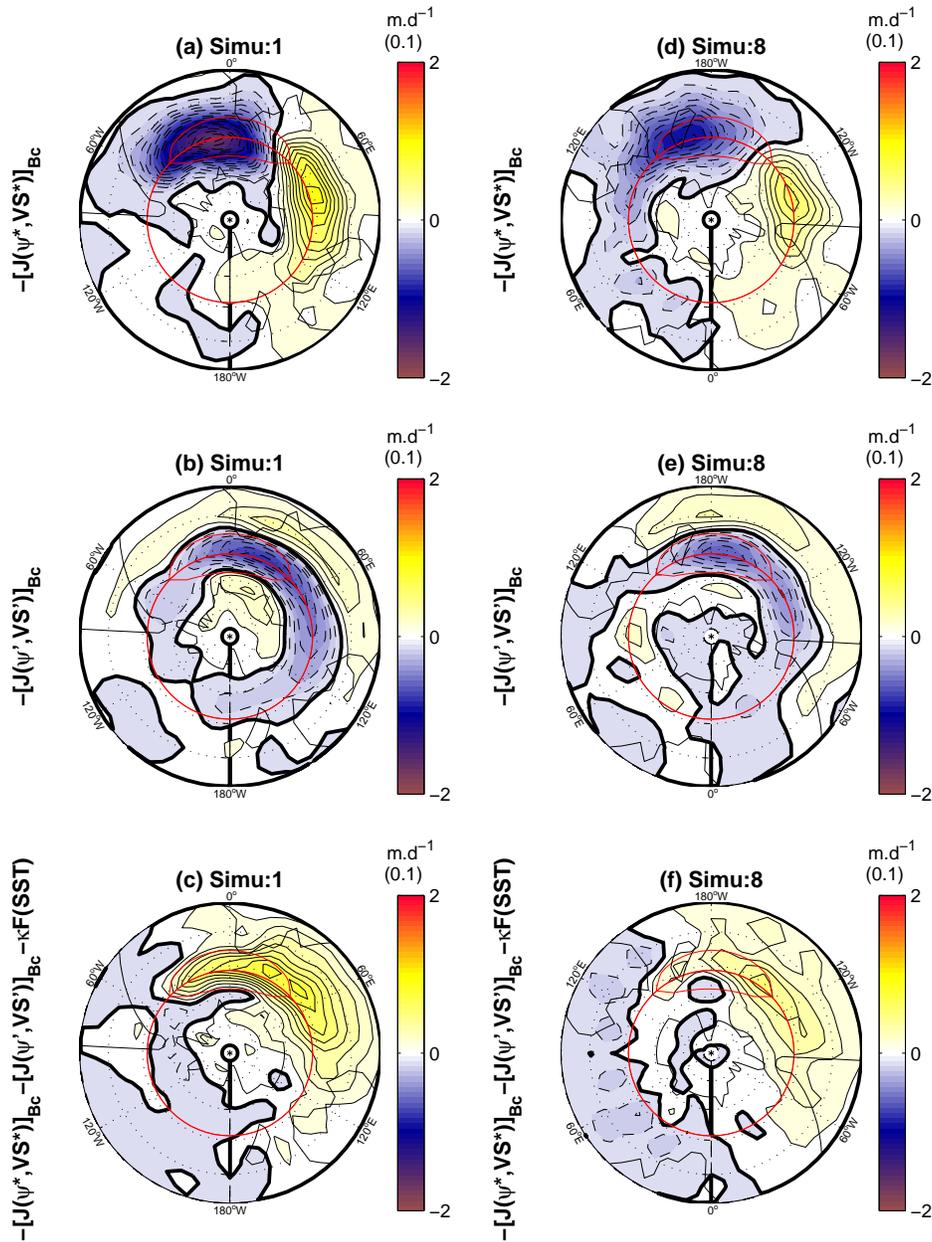


FIG. 4.11 – Anomalies baroclines d’advection de vortex stretching basse et haute fréquence et bilan de l’équilibre barocline.

terme basse fréquence traduit clairement une advection de l’anomalie de VS par le flot quasi-stationnaire. Le terme haute fréquence a par contre un effet *dissipatif* en atténuant la haute pression induite aux moyennes latitudes par  $-[J(\psi_{Bc}^*, VS_{Bc}^*)] - \kappa F(SST)$ . En sommant les trois termes on obtient une tendance barocline similaire à la réponse  $Z_{Bc}$  (figures 4.4-a et c).

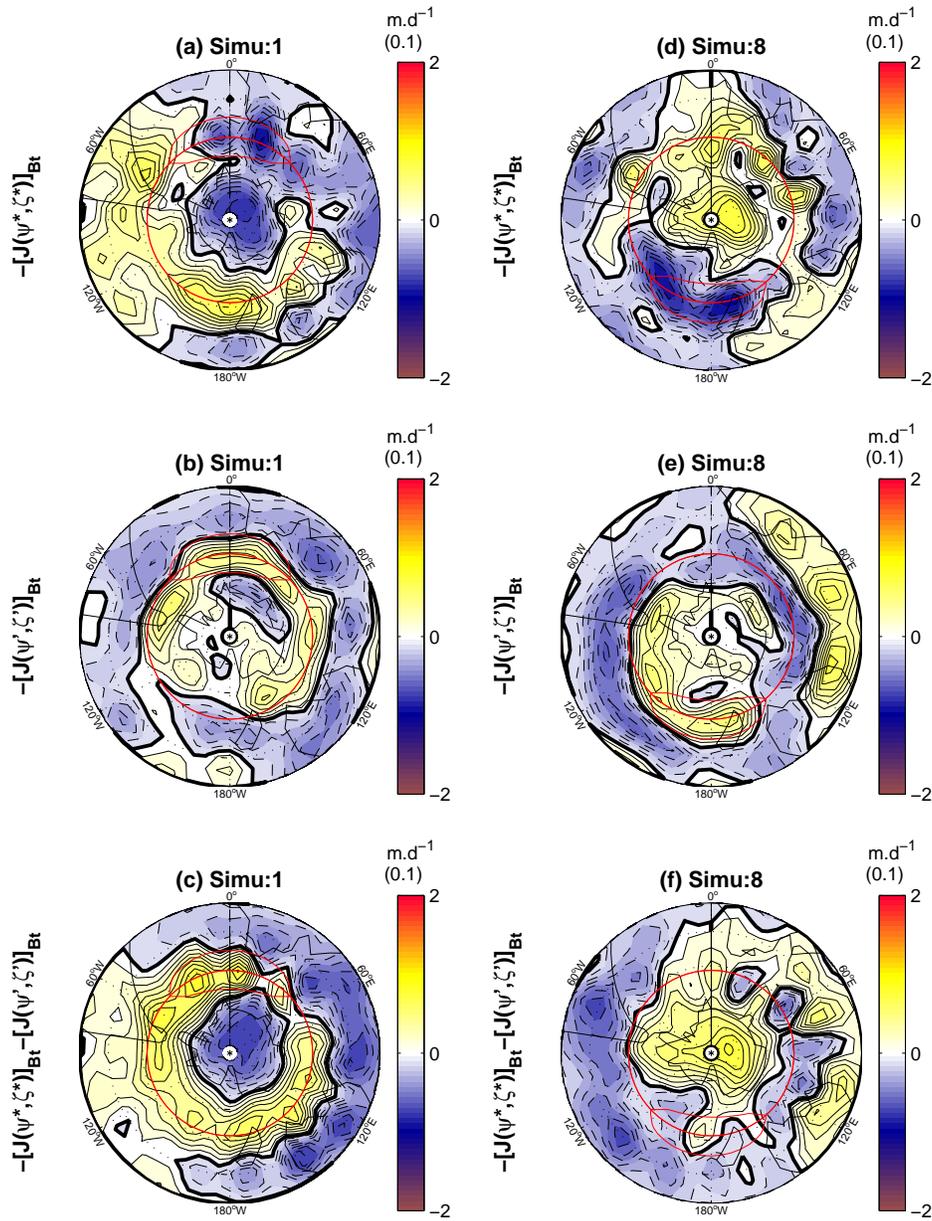


FIG. 4.12 – Anomalies barotropes de flux de quantité de mouvement basse et haute fréquence et bilan sous forme de tendance de hauteur géopotentielle.

### 4.3.2 Réponse barotrope

L'équilibre barotrope de l'équation (4.14) est plus simple que le barocline puisqu'il ne fait pas intervenir de forçage direct par la SSTa<sup>3</sup>. Le bilan des tendances moyennes menant

<sup>3</sup>La circulation agéostrophique induite par le flux de chaleur, introduit lors de la transformation de  $\frac{\partial q}{\partial t}$  en  $\frac{\partial Z}{\partial t}$  une tendance de hauteur géopotentielle à 200hPa, de même signe qu'à 500hPa. Cependant, la source de chaleur intégrée sur les 3 niveaux reste nulle et la composante barotrope, calculée suivant la projection 4.1, également.

à la réponse barotrope  $Z_{Bt}$  est donc simplement :

$$Z_{Bt} \equiv -[J(\psi_{Bt}^*, \zeta_{Bt}^*)] - [J(\psi'_{Bt}, \zeta'_{Bt})] \quad (4.17)$$

Le premier terme du membre de droite est représenté sur les figures 4.12-a et d pour les deux simulations ; le second terme sur les figures 4.12-b et e et leur somme sur les figures 4.12-c et f. L'anomalie d'advection de vorticité relative basse fréquence (fig :4.12-a-d) se sépare en une composante zonalemment symétrique centrée sur le pôle (de phase opposée entre les deux simulations) et une composante tourbillonnaire centrée sur les moyennes latitudes. Cette dernière associe une tendance négative au-dessus de la SSTa et une tendance positive distante de  $180^\circ$  en longitude. L'allure de la composante tourbillonnaire, liée à la SSTa, est indépendante de la position de celle-ci tandis que la réponse zonalemment symétrique est déterminée par la seule position de la SSTa.

Comme pour la réponse barocline, la réponse des transitoires s'oppose à l'effet de la basse fréquence (figures 4.12-b et e). L'effet moyen des transitoires est de créer des hautes pressions sur une bande de latitude d'extension identique à celle de la SSTa au-dessus et à l'est de celle-ci. On retrouve ici la réponse nonlinéaire de l'atmosphère caractéristique de l'activité des transitoires : la barotropisation de la réponse initialement barocline (Kushnir et al. 2002). En effet, les composantes barocline et barotrope des transitoires (figures 4.11-b-e et figures 4.12-b-e) qui sont du même ordre de grandeur mais de signes opposés (positif pour le barotrope), induisent une tendance de  $Z$  positive à 800hPa. Or la réponse barocline de  $Z$  est négative à ce niveau, les transitoires ont donc pour effet de s'y opposer. Cette tendance n'est pas assez forte pour barotropiser la réponse dans l'environnement immédiat de la SSTa où la réponse barocline domine (voir figures 4.4-a et d) mais le devient suffisamment à l'est de la SSTa avec l'effet cumulé du terme positif d'advection de vorticité relative basse fréquence.

Pour les deux simulations, la somme des deux termes est bien similaire à l'allure de la réponse  $Z_{Bt}$  (voir figures 4.4-b et d).

## 4.4 Linéarité et non-linéarité de la réponse

Nous venons de voir que la réponse stationnaire atmosphérique à une anomalie de SST d'amplitude  $1^\circ K$  était dominée localement par sa composante barocline et à grande échelle par sa composante barotrope qui se projette sur le SAM. La réponse barocline évoque une réponse linéaire du modèle tandis que la seconde semble faire appel à la dynamique non linéaire (Hall et al. 2001). Afin d'éprouver ces observations nous avons déterminé les réponses stationnaires atmosphériques à des anomalies d'amplitudes plus grandes mais également de signes opposés. Les résultats sont présentés sur les figures 4.13 et 4.14 où sont tracées les réponses de hauteur géopotentielle barotrope et barocline pour des anomalies positives et négatives de SST localisées à 0E et d'amplitudes  $1^\circ K$ ,  $2^\circ K$ ,  $4^\circ K$  et  $10^\circ K$ . Les contours et les échelles de couleurs ont été choisies directement proportionnelles à ceux de la réponse SSTa(+ $1^\circ K$ ) pour permettre une comparaison directe. La figure 4.15 représente sur le graphique de gauche l'amplitude maximale des réponses en fonction de celle de la SSTa, ainsi

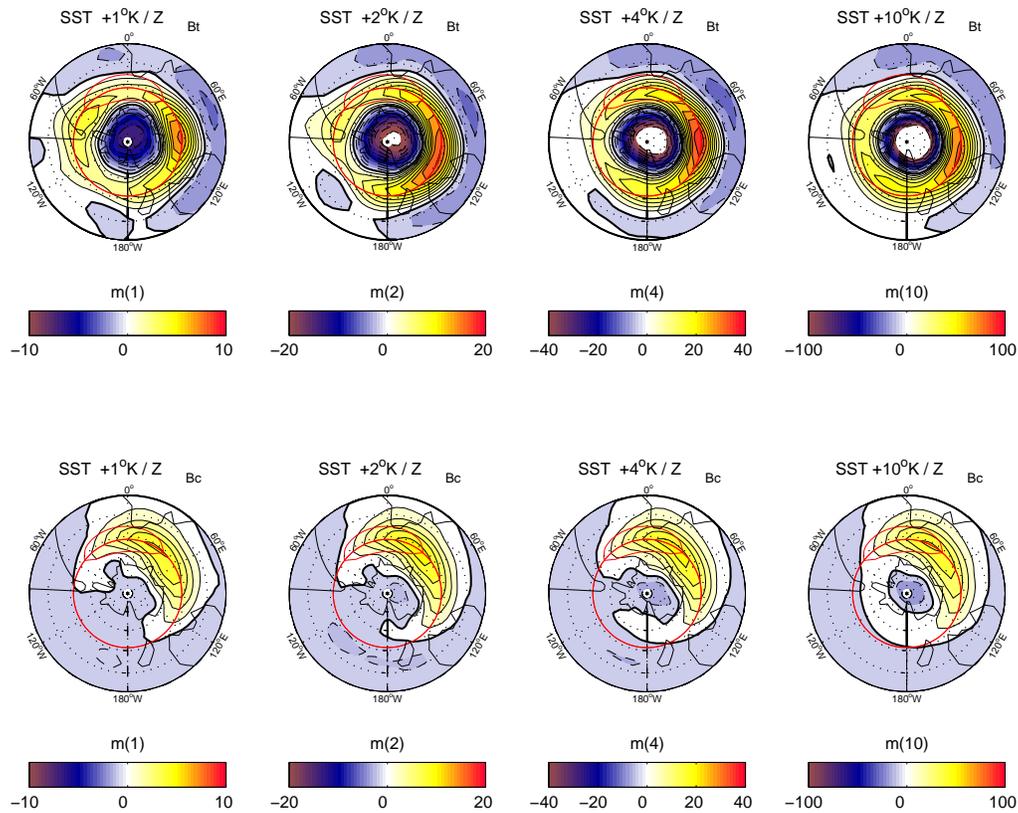


FIG. 4.13 – Réponses barocline (haut) et barotrope (bas) de hauteur géopotentielle pour des anomalies positives de SST localisées en 0E et d'amplitude  $+1^{\circ}K$ ,  $+2^{\circ}K$ ,  $+4^{\circ}K$  et  $+10^{\circ}K$ .

que l'amplitude de la réponse sur le pôle. En appendice D sont également présentées les mêmes figures mais pour l'anomalie de SST localisée en 180E.

Les réponses baroclines gardent une allure identique quelque soit le signe et l'amplitude de la SSTa. La courbe bleue sur le graphique de gauche de la figure 4.15 montre que l'amplitude de la réponse varie parfaitement linéairement avec celle de la SSTa. Partant d'une réponse de  $5m$  pour une SSTa de  $1^{\circ}K$ , nous obtenons une réponse de  $50m$  pour une SSTa dix fois plus grande. Les réponses aux SSTa localisées en 180E (voir figure D.3) ont le même caractère linéaire. Comme nous nous y attendions, la composante barocline de la réponse stationnaire atmosphérique a un comportement linéaire, et ce jusqu'à des anomalies de grande amplitude.

La situation est légèrement différente pour la composante barotrope des réponses stationnaires. Pour la SSTa de  $+1^{\circ}K$ , celle-ci se compose d'une haute pression ( $8m$ ) centrée aux moyennes latitudes  $90^{\circ}$  à l'est de la SSTa et d'une basse pression ( $-6m$ ) centrée sur le pôle Sud. Nous avons vu que cette réponse de grande échelle se projette positivement sur le mode annulaire de l'hémisphère sud, ce pourquoi nous accorderons la même importance aux deux centres d'action. La figure 4.14 montre une réponse à la SSTa de  $-1^{\circ}K$  identique downstream, quoique d'amplitude légèrement plus grande ( $-10m$ ) mais différente upstream. En effet, nous ne retrouvons pas dans la réponse à la SSTa négative le centre de pression (po-

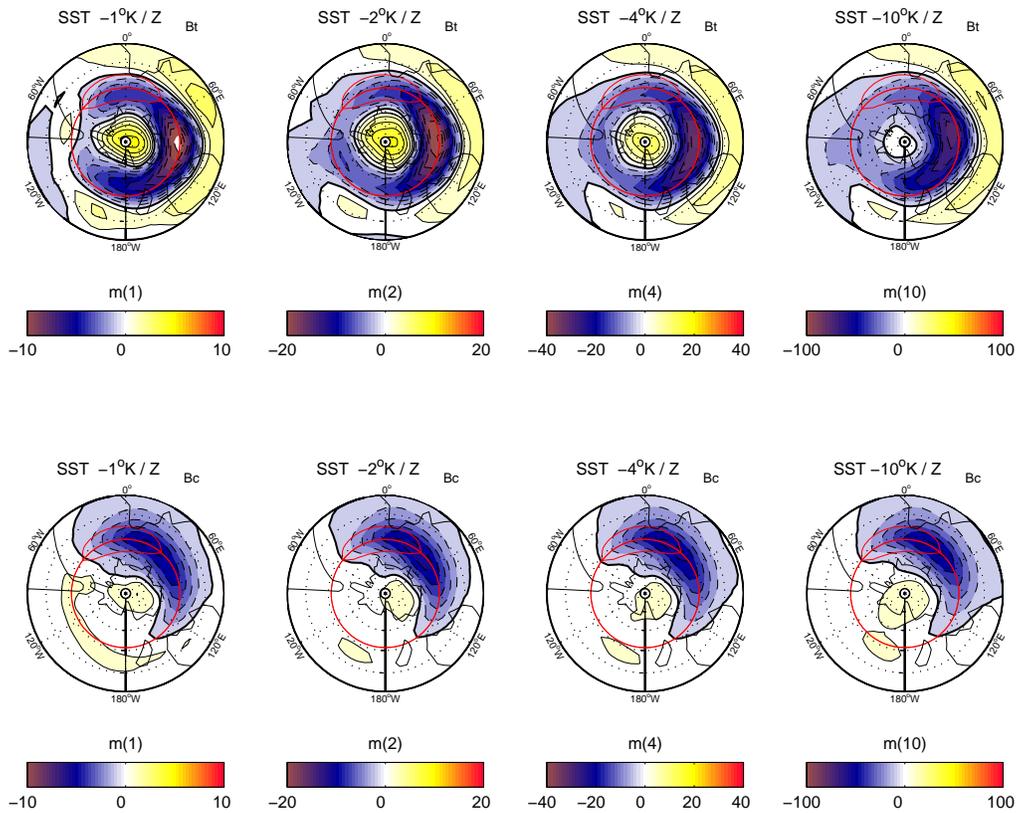
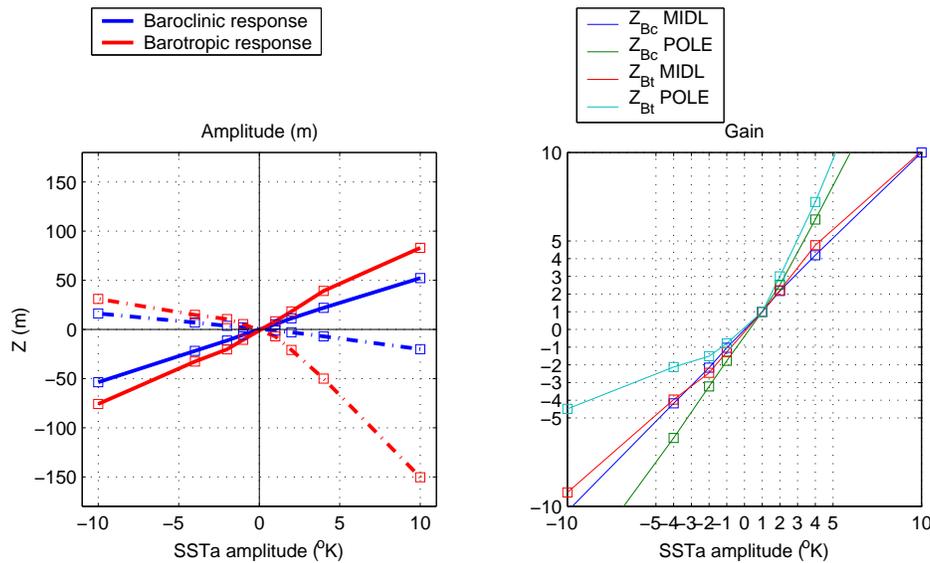


FIG. 4.14 – Réponses barotrope (haut) et barocline (bas) de hauteur géopotentielle pour des anomalies négatives de SST localisées en 0E et d'amplitude  $-1^{\circ}K$ ,  $-2^{\circ}K$ ,  $-4^{\circ}K$  et  $-10^{\circ}K$ .

sitif avec la SSTa de  $+1^{\circ}K$ ) centré sur le passage de Drake. Cette haute pression, également absente dans les réponses aux SSTa positives de plus forte amplitude, est probablement due à une faible interaction entre la réponse induite par la SSTa et la topographie<sup>4</sup>.

Pour des SSTa d'amplitudes  $\pm 2^{\circ}K$ , l'allure générale des réponses est bien antisymétrique mais les amplitudes divergent. Alors que le centre de pression des moyennes latitudes double approximativement son amplitude (18 et -20m), la pression centrée sur le pôle est multipliée par plus de 3 (-20m) avec la SSTa positive tandis qu'elle n'augmente que d'un facteur 1.5 (10m) avec la SSTa négative. La dynamique non-linéaire moyenne induit donc une asymétrie dans la réponse barotrope. La tendance est confirmée quand on double à nouveau l'amplitude des SSTa à  $\pm 4^{\circ}K$  puis en la portant à  $\pm 10^{\circ}K$ . La pression polaire semble bénéficier d'une rétroaction non-linéaire positive quand la SSTa est également positive, alors qu'avec une SSTa négative, la rétroaction non-linéaire vient détruire le centre de pression du pôle. La dynamique non-linéaire moyenne n'a donc pas d'effet antisymétrique sur les réponses barotropes centrées sur le pôle. L'amplitude des réponses aux moyennes latitudes semble bénéficier de la même dissymétrie mais dans une moindre mesure. En effet, sur le

<sup>4</sup>Cette haute pression apparaît dans la composante barocline de la réponse mais n'est présente initialement que dans celle à 800hPa.



SSTa (°K)	Réponse barocline (m)		Réponse barotrope (m)	
	Moyennes latitudes	Pôle Sud	Moyennes latitudes	Pôle Sud
10	52	-20	83	-150
4	21	-7	39	-49
2	11	-2	18	-20
1	5	-1	8	-6
-1	-5	2	-10	5
-2	-11	3	-20	10
-4	-21	6	-32	14
-10	-53	16	-75	31

FIG. 4.15 – **Synthèse des réponses.** Graphique de gauche : amplitudes maximales des réponses barocline (en bleu) et barotrope (en rouge) de hauteur géopotentielle aux moyennes latitudes (traits pleins) et sur le pôle (traits pointillés) en fonction de l'amplitude de l'anomalie de SSTa localisée en 0E. Graphique de droite : gain des réponses barotropes, respectivement baroclines, aux moyennes latitudes (rouge, resp. bleue) et sur le pôle (cyan, resp. verte). Le gain est défini comme le rapport de l'amplitude maximum d'une réponse sur l'amplitude maximum de la réponse obtenue avec une SSTa de  $+1^{\circ}K$ . Le tableau est un récapitulatif des amplitudes.

graphique de droite de la figure 4.15, nous avons tracé les courbes de *gain* des réponses, calculés comme le rapport de l'amplitude maximum de la réponse avec l'amplitude maximum de la réponse obtenue pour une SSTa de  $+1^{\circ}K$ . Il apparaît que les réponses sont quasi-linéaires aux moyennes latitudes (courbes bleue et rouge) mais clairement non-linéaires sur le pôle (courbes verte et cyan).

Qu'en est-il lorsque la SSTa est localisée à 180E ? Les figures D.1 et D.2 montrent égale-

ment que les non-linéarités sont importantes pour déterminer les réponses barotropes. Alors que les réponses aux SSTa positives se projettent sur le SAM, les réponses aux SSTa négatives restent localisées sur le pôle, sans exhiber de centre de pression dans l'océan Indien. D'autre part, les réponses aux SSTa chaudes montrent une rétroaction négative de la dynamique non-linéaire moyenne, qui vient éroder la haute pression polaire. On observe la situation inverse pour les réponses aux SSTa froides, où cette fois les non-linéarités ont une rétroaction positive sur la basse pression polaire. Il est intéressant de constater que les effets non-linéaires moyens sur le pôle sont inversés par rapport au cas où la SSTa est localisée en OE.

## 4.5 Rétroactions sur l'océan

L'étude de la variabilité couplée du modèle (chapitre 3) a montré que les anomalies de SST créées par le forçage du SAM nécessitaient une rétroaction positive atmosphérique pour crucialement maintenir leur amplitude et persistance. Nous allons déterminer par quel mécanisme s'effectue cette rétroaction positive.

Localement, la réponse atmosphérique à une anomalie de SST est de l'ordre de  $11m.^{\circ}K^{-1}$  à 500hPa. Cette réponse représente environ 12% de la variabilité naturelle basse fréquence de l'atmosphère (de l'ordre de 80m, voir tableau 2.1), elle n'est donc pas négligeable et peut engendrer une rétroaction sur l'océan via les flux de chaleur de surface et les courants d'Ekman.

La rétroaction de la réponse atmosphérique sur l'océan est déterminée par l'allure de la réponse localisée sur l'anomalie de SST. Or nous avons vu dans les sections précédentes que cette réponse était dominée par la composante barocline, elle-même linéaire et indépendante de la position de la SSTa dans l'océan Austral. Il est donc légitime de déterminer une rétroaction moyenne plutôt que d'étudier chaque cas de localisation de SST. Nous avons diagnostiqué les flux d'Ekman et de chaleur pour toutes les expériences menées ici (voir figure 4.2) et calculé la rétroaction moyenne en les recentrant chacune sur l'anomalie de SST.

La différence des flux d'Ekman entre les simulations avec SSTa et la simulation de contrôle peut se décomposer de la manière suivante :

$$EKF = -C_{po} [\mathbf{U}'_e \cdot \nabla T^* + \mathbf{U}_e^R \cdot \nabla T^* + \mathbf{U}'_e \cdot \nabla T^R] \quad (4.18)$$

où les primes représentent les anomalies induites par la SSTa, elle même notée  $T^*$ , et les exposants  $R$  les champs climatologiques de la simulation de contrôle. Chacun des trois termes advectifs est dominé par sa composante méridienne. Elles sont toutes les trois tracées sur les figures 4.16-a, b et c.

Le premier terme (fig :4.16-a) est l'advection de l'anomalie de SST par les courants d'Ekman induits par la réponse atmosphérique. Celle-ci est systématiquement constituée d'une basse pression au nord-est de la SSTa qui engendre une anomalie de vent d'est et donc des courants d'Ekman vers le sud, d'où un flux positif au sud de la SSTa. Malgré une grande variation en amplitude suivant la position de la SSTa ( $1.5 \pm 1.4 \times 10^{-3} W.m^{-2}$ ), ce flux reste largement le plus faible des trois. Le second terme (fig :4.16-b) représente l'advection de

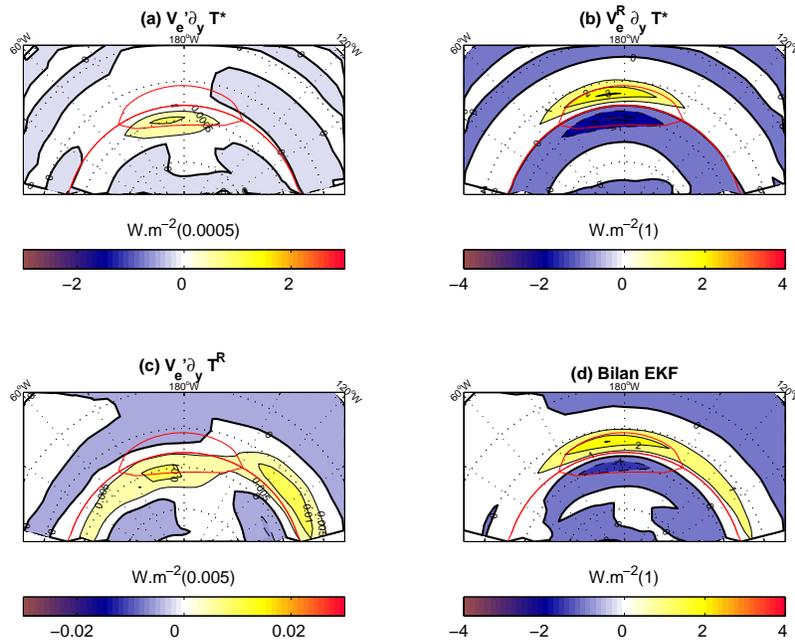


FIG. 4.16 – Diagnostic moyen des flux d’Ekman induits par la réponse atmosphérique sur la SSTa. Les longitudes sont relatives au centre de l’anomalie symbolisé par les contours rouges.

l’anomalie de SST par les courants d’Ekman moyens. Les vents d’ouest dominant forcent des courants d’Ekman dirigés vers l’équateur qui advectent ainsi l’anomalie vers le nord. Avec une amplitude de  $(3.2 \pm 0.75 W.m^{-2})$  cette composante domine les trois autres. Le dernier terme (fig :4.16-c) représente quant à lui l’advection du champ moyen de SST par les courants d’Ekman induits par la réponse atmosphérique. De nouveau ce flux est très faible devant le second  $(3 \pm 1.5 \times 10^{-2} W.m^{-2})$ . En situation couplée, l’évolution de l’anomalie de SST sous l’influence des flux d’Ekman est donc principalement déterminée par le champ climatologique des courants d’Ekman (voir le bilan sur la figure 4.16-d).

De la même manière, l’anomalie de flux de chaleur de surface entre les simulations avec SSTa et la simulation de contrôle peut se décomposer de la manière suivante :

$$SHF = -\lambda|U_s^R|T^* + \lambda|U_s^R|T_a^R - \lambda|U_s^R|(T^* - T_a^R) - \lambda|U_s^R|(T^R - T_a^R) \quad (4.19)$$

où de nouveau les primes représentent les anomalies induites par la SSTa, notée  $T^*$ , et les exposants  $R$  les champs climatologiques de la simulation de contrôle. Le premier terme est celui du forçage directe de l’atmosphère qui a pour effet de dissiper l’anomalie de SST. Les rétroactions de la réponse atmosphérique interviennent au travers des trois autres termes représentés sur la figure 4.17. Le premier (fig :4.17-a) représente le flux de chaleur directement induit par l’anomalie d’air chaud centrée à l’est de la SSTa (induite par la réponse linéaire barocline). Le décalage en longitude de cette réponse va donc créer un flux de chaleur positif sur le flanc est de la SSTa  $(3.8 \pm 2.5 W.m^{-2})$ . Le second terme (fig :4.17-b) représente le flux de chaleur directement induit par la réponse atmosphérique sur l’anomalie de SST. La

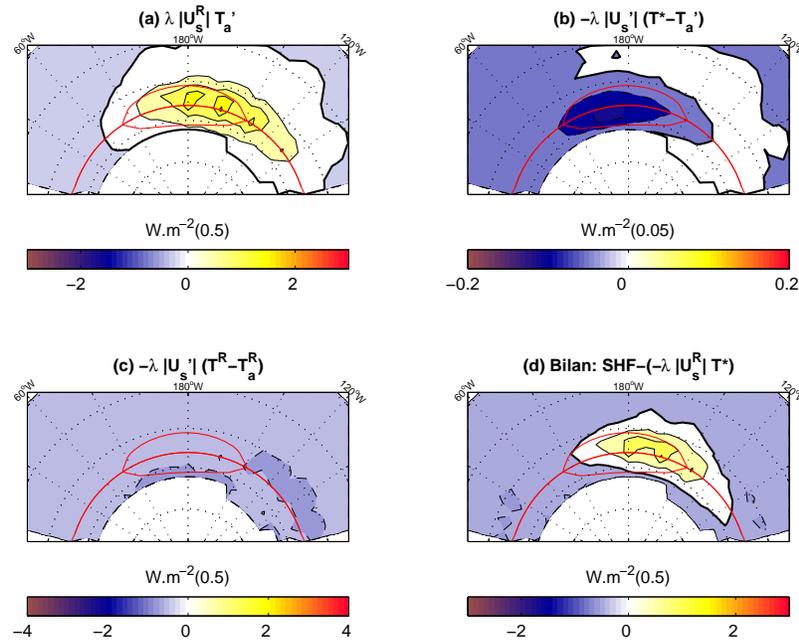


FIG. 4.17 – Diagnostic moyen des flux de chaleur induits par la réponse atmosphérique sur la SSTa. Les longitudes sont relatives au centre de l'anomalie symbolisé par les contours rouges.

réponse de la température atmosphérique de surface étant décalée vers l'est et de moindre amplitude que la SSTa, le flux est faible et négatif ( $1.4 \pm 0.5 \times 10^{-1} W.m^{-2}$ ). Enfin le dernier terme (fig :4.17-c) représente l'anomalie de flux climatologique induite par la réponse du vent de surface. Globalement négative ( $-2.4 \pm 0.9 W.m^{-2}$ ) elle n'est pas localisée dans l'espace et a pour seul effet de réduire l'amplitude du premier terme sans modifier son allure. Le bilan net (fig :4.17-d) de la rétroaction atmosphérique sur l'anomalie via les flux de chaleur est donc gouverné par le flux induit par la réponse en température de surface.

Ce qu'il adviendrait de l'anomalie de SST dans un modèle couplé est donc bien sûr dominé par l'impact de la climatologie sur la SSTa, c'est-à-dire le terme de dissipation par le flux de chaleur ( $-\lambda|U_s^R|T^*$ ) et le terme d'advection vers le nord par le flux d'Ekman ( $-C_{po}U_e^R \cdot \nabla T^*$ ). Il faudrait également prendre en compte l'advection vers l'est par l'ACC. Toutefois, ne considérant que les termes impliquants la réponse atmosphérique à l'anomalie de SST, le feedback est positif. En effet d'une part les flux d'Ekman associés à l'anomalie de vent d'est sont positifs et d'autre part, le flux de chaleur sensible induit à l'est de la SSTa par l'anomalie chaude de température atmosphérique est également positif. Notons que la rétroaction via les flux d'Ekman est très faible tandis que celle du flux de chaleur est de  $1.3 W.m^{-2}$  en moyenne, soit environ 10% du flux de chaleur induit par la dissipation. C'est ce feedback positif qui explique l'augmentation de la persistance et de l'amplitude des anomalies de SST avec le couplage, mise en évidence au chapitre précédent.

## 4.6 Résumé

La réponse stationnaire atmosphérique à une anomalie de SST possède une composante barocline et une autre barotrope indépendantes de la position de la SSTa et qui lui sont liées (fig. 4.9). Cependant, le mode dominant la variabilité *naturel* de l'hémisphère sud (le mode annulaire SAM) est principalement barotrope. Ainsi la réponse barocline est parfaitement identifiable tandis que la réponse barotrope vient interagir avec le SAM. L'anomalie de SST induit une haute pression  $60^\circ$  downstream qui vient exciter des phases différentes du SAM suivant la position du centre de la SSTa. La réponse stationnaire barotrope atmosphérique est donc principalement constitué du SAM dans une phase déterminée par la longitude de la SSTa.

La réponse barocline est identique quelque soit la position de la SSTa. Le flux de chaleur produit par la SSTa dilate la couche basse atmosphérique et crée une anomalie de vortex stretching. Celle-ci est advectée par le flot quasi-stationnaire qui décale le VS jusqu'à  $45^\circ$  à l'est de la SSTa. L'instabilité induite par la dilation initiale de la colonne d'air engendre une activité transitoire barocline moyenne qui a pour effet de dissiper l'anomalie advectée de VS.

La réponse barotrope est déterminée par l'interaction entre la réponse tourbillonnaire due aux flux de quantité de mouvement basses fréquences et l'onde stationnaire du modèle. En effet, l'onde stationnaire de l'hémisphère sud (voir figure 2.5) adopte une structure globale en spirale. Dans le secteur Atlantico-Indien, celle-ci place un anticyclone au nord des moyennes latitudes et un cyclone au sud tandis que la situation est inversée dans le Pacifique ouest. Cette structure conduit à une accélération du jet dans le premier secteur et à un ralentissement dans le second. La tendance de hauteur géopotentielle induite par la réponse tourbillonnaire du flux de quantité de mouvement vient perturber cette situation. Quand la SSTa est centrée dans l'Atlantique, la basse pression induite aux moyennes latitudes augmente l'extension du cyclone positionné au sud et tend à décaler la zone d'accélération du jet vers le nord. À  $180^\circ$  de longitude, avec des anomalies de pression de signes opposés, la zone de ralentissement du jet est également décalée vers le nord. Il résulte donc de la modification de l'onde stationnaire un déplacement du centre du vortex polaire vers le secteur Atlantique. D'autre part, la sensibilité de la réponse barotrope sur le pôle sud au signe, à l'amplitude et à la position de la SSTa, a montré que les effets non-linéaires moyens engendraient des rétroactions différentes sur le pôle alors que les réponses aux moyennes latitudes étaient quasi-linéaires pour des SSTa d'amplitude inférieure à  $4^\circ K$ . La réponse barotrope du modèle est donc déterminée par l'interaction entre les effets nonlinéaires moyens, induits par les flux de quantité de mouvement quasi-stationnaire et transitoire (rôle prépondérant du premier) entre les moyennes latitudes et le pôle, et les ondes stationnaires.

Par ailleurs, les différences observées entre les simulations forcée et couplée du chapitre précédent ont montré une augmentation de la persistance et de l'amplitude des anomalies de SST avec le couplage air-mer. Les rétroactions dominantes impliquent l'effet des champs moyens sur la SSTa (flux d'Ekman) d'une part et sur l'anomalie de température de surface (flux de chaleur) d'autre part. Ces deux processus induisent une rétroaction positive qui vient contrebalancer la simple dissipation des SSTa par le flux de chaleur.

## 5 Conclusion

La variabilité basse fréquence aux moyennes et hautes latitudes de l'hémisphère sud a été analysée dans un modèle climatique de complexité intermédiaire. Nous avons couplé un modèle atmosphérique non-linéaire quasi-géostrophique de 3 niveaux à une couche mélangée océanique de profondeur constante comportant l'advection moyenne par l'ACC. Le modèle reproduit correctement les climatologies atmosphériques et océaniques. Il génère également une variabilité atmosphérique haute fréquence comparable à celle des observations, quoique de plus faible amplitude.

Notre travail de thèse a consisté à déterminer le mode d'interaction basse fréquence dominant entre l'océan et l'atmosphère. Le terme de variabilité "basse fréquence" recouvre un vaste champ d'étude que nous avons choisi de limiter aux fluctuations mensuelles et interannuelles.

Dans une première partie, l'étude du modèle couplé a montré que la variabilité océanique est principalement localisée dans l'océan Indien. La déviation standard des anomalies de SST (SSTa) est de l'ordre de  $0.3^{\circ}K$  et les composantes stationnaire et propagative vers l'est comptent respectivement pour 51% et 38% du signal complet. La vitesse de propagation des anomalies est de  $40 \pm 5^{\circ}.y^{-1}$  ce qui est compatible avec une advection passive par l'ACC. L'amplitude, le mode zonal et la partition propagatif/stationnaire sont en accord avec les observations ; seule la localisation du maximum de variabilité diffère. En effet, toutes les études de variabilité océanique basées sur les observations (voir par exemple Park et al. 2004, Verdy et al. 2005) ont montré qu'un pic de variance était localisé dans l'océan Pacifique, mais également lié au forçage d'ENSO. Nous pensons donc que cette différence vient de l'absence de dynamique type ENSO aux basses latitudes de notre modèle.

Par ailleurs, nous avons mené une analyse composite qui a révélé que les anomalies de SST sont, en moyenne autour de l'Antarctique, flanquées au sud d'une haute pression générant des vents d'est qui à leur tour induisent un transport d'Ekman vers le pôle sur la SSTa. Les flux de chaleur sensible ont quant à eux un rôle purement dissipatif.

À partir des vecteurs propres des matrices de covariance entre la SST et les autres variables du modèle, nous avons déterminé que le mécanisme de génération des SSTa est totalement lié au forçage du mode annulaire Austral. Le SAM représente la variabilité des oscillations méridiennes du jet. Il est constitué de deux centres de pressions, l'un sur le continent Antarctique et l'autre à l'ouest de l'Australie aux moyennes latitudes (45S), s'étendant de l'Atlantique est au Pacifique ouest. Quand le SAM, qui compte pour 40% de la variance interannuelle, est dans une phase positive, il induit des vents d'est à 40S et donc un transport d'Ekman dirigé vers le sud dans l'océan Indien. En conjonction avec l'intense gradient méridien de SST localisé dans cette zone, le SAM induit une incursion vers le sud d'eaux

chaudes subtropicales, créant ainsi une anomalie positive de SST. Dans une moindre mesure, ce mécanisme intervient également à 50S où cette fois les vents d'ouest induisent des anomalies d'eau froide. Nous pensons que ce mécanisme de variabilité océanique contribue à expliquer la différence de localisation du pic de variance entre notre étude et les observations. En effet, dans le modèle, la composante zonalement asymétrique du SAM sous-estime fortement la variance atmosphérique dans les océans Pacifique et Atlantique et par là même celle de l'océan.

Le SAM précède le premier mode de variabilité océanique d'un mois, signe du caractère purement passif de l'océan. Les flux de chaleur de surface contribuent également à la création des SSTa mais deviennent purement dissipatifs une fois que celles-ci sont formées. Ce mécanisme de création d'anomalies de SST n'est pas nouveau mais c'est l'une des premières fois qu'il est établi comme dominant à basses fréquences (voir la revue des modes de variabilité en introduction). En effet, il n'est pas encore clair que le SAM soit le premier mode de variabilité interannuelle dans l'hémisphère sud. Notre étude argumente dans cette direction.

Le SAM comme mode de variabilité dominant à toute les fréquences et créant des anomalies de SST par transport méridien d'Ekman est un résultat mis en avant par Hall and Visbeck (2002). L'étude récente de ? montrent les mêmes résultats. Nous avons trouvé cette étude très encourageante parce que d'une part leur mode annulaire (figure 5.1 en haut) est très similaire au notre (figure 3.7), son impact sur l'océan Austral également (figure 5.1 à gauche deuxième ligne) et d'autre part parce qu'ils obtiennent ces résultats avec un modèle global de circulation générale très complexe par rapport à celui utilisé ici. Enfin, ces résultats expliquent une bonne part de ce que l'on peut voir dans les observations (figure 5.1 à droite deuxième ligne mais aussi la figure 9 dans Verdy et al. 2005). Notre modèle atmosphérique quasi-géostrophique couplé contient donc les processus essentiels pour reproduire et analyser la variabilité basse fréquence de l'hémisphère sud. L'investigation des processus climatiques des moyennes-hautes latitudes avec des modèles de complexité intermédiaire est une méthode complémentaire qui s'insère parfaitement entre les modèles analytiques et les GCM à la physique exhaustive.

Nous n'avons pas pu mettre en évidence de mécanismes oscillatoires résonants, type ACW, responsables d'une variabilité particulière dans le modèle. Le mécanisme de résonance advective de Saravanan and McWilliams (1998) souvent mis en avant dans l'océan Austral ne peut pas être efficace dans notre modèle. Le mode atmosphérique de forçage est localisé dans l'océan Indien, donc un changement de phase qui entretiendrait les anomalies de SST advectées par l'ACC, nécessite que celles-ci persistent une révolution complète autour de l'Antarctique. Ce qui est rarement le cas. Toutefois, la résonance advective est limitée dans notre modèle par l'asymétrie zonalement localisée du SAM. Or si le SAM présente une structure en tripôle, tel qu'il semble être le cas dans les observations (voir figure 1.2), la persistance requise des anomalies est alors réduite d'un tiers et le mécanisme peut jouer (Weisse and Mikolajewicz 1999). Une meilleure représentation du SAM est donc nécessaire. Nous ne pouvons bien sûr pas conclure à la totale absence d'oscillations particulières dans la réalité, notre modèle étant trop limité dans sa représentation de la dynamique océanique. En effet, des modes résonants faisant intervenir la dynamique de la thermocline sont capables de reproduire les caractéristiques des observations (Qiu and Jin 1997, Goodman and Marshall 1999). Introduire cette dynamique dans notre modèle constitue certainement le point de dé-

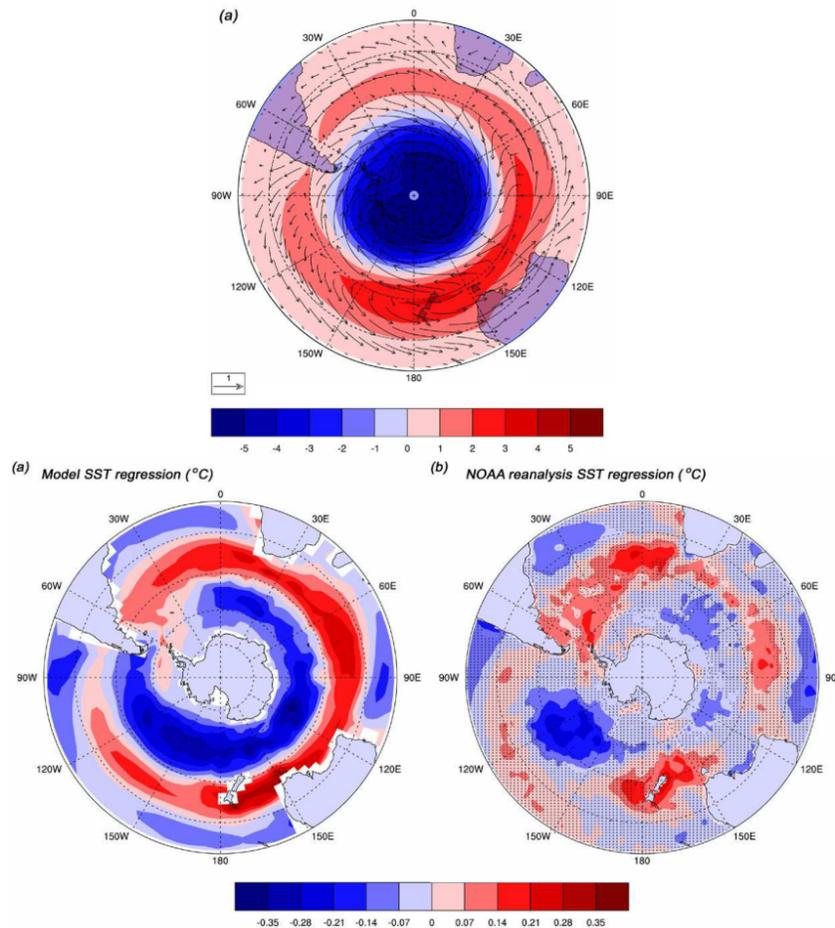


FIG. 5.1 – En haut : régression du vent de surface et de la pression du modèle CCSM de ? sur l’index du SAM. En bas : Idem pour la SST à gauche et la SST des réanalyses NOAA à droite.

veloppement le plus intéressant puisqu’il ajouterait une nouvelle source de variabilité dans le système couplé et permettrait d’éprouver les mécanismes de génération d’anomalies de SST identifiés ici.

Après avoir utilisé le modèle dans sa version couplée, nous l’avons modifié pour supprimer l’impact de l’océan sur l’atmosphère. Dans cette configuration, l’atmosphère ne perçoit en surface qu’un champ fixe de SST, tandis que l’évolution de la couche de mélange est diagnostiquée *a posteriori* avec le forçage de la simulation atmosphérique. Les mêmes analyses de variabilités ont été menées dans cette configuration. Le mécanisme de génération des anomalies de SST est le même, localisant de nouveau le maximum de variance océanique dans l’océan Indien. Contrairement à ce que les modèles analytiques montrent dans le cadre de l’étude de l’ACW (voir par exemple White et al. 1998), aucune diminution de la vitesse de propagation des SSTa n’est constatée, elle est de nouveau cohérente avec une simple advection par l’ACC. Les variabilités basses fréquences des configurations forcé et

couplé ont donc des caractéristiques qualitatives identiques. Cependant, elles sont quantitativement différentes. Dans la configuration forcée, les SSTa ont une amplitude 10% plus faible et elles sont également moins persistantes (-1 mois) que dans la configuration couplée. Ce point nous semble être un des résultats majeurs de notre étude. Si le mécanisme de création des anomalies de SST n'est pas dépendant du couplage océan-atmosphère, celui-ci engendre une importante rétroaction positive sur les anomalies de SST.

La version forcée du modèle montre également que la variabilité du système est modifiée différemment pour chacune des composantes climatiques. En effet, l'atmosphère est moins affectée par le changement de condition limite de surface que l'océan. Les spectres des composantes principales du SAM (qui comptent pour la même fraction, 28%, de la variance totale) sont très similaires dans les deux configurations mais la version couplée montre tout de même une augmentation de 7% de la variance cumulée interannuelle. Celle du flux de chaleur de surface est quant à elle réduite de 18%. Le principe de Barsugli and Battisti (1998), selon lequel la réduction des flux de chaleur à basse fréquence par la convergence des températures océanique et atmosphérique de surface engendre une augmentation de leur variance avec le couplage, est donc présent dans notre modèle. Par ailleurs, les résultats de la comparaison modes forcé/couplé montrent que notre modèle sous-estime l'influence de l'océan sur l'atmosphère. Malgré une climatologie des flux de chaleur de surface acceptable et des variances comparables à celles des observations, nous pensons que l'atmosphère pourrait souffrir d'un manque de *couplage* avec l'océan. C'est pourquoi étudier la sensibilité de l'atmosphère à différents profils et intensités de forçage adiabatique nous semble important.

Dans la deuxième partie de la thèse nous avons étudié comment l'atmosphère pouvait réagir à une anomalie sous-jacente de SST. Il nous est apparu particulièrement intéressant d'analyser cette réponse à cause du manque d'informations sur le sujet aux moyennes latitudes de l'hémisphère sud. En effet, la réponse des GCM atmosphériques à une anomalie de SST est quasi-systématiquement étudiée pour des anomalies localisées dans les océans Atlantique ou Pacifique nord, voir par exemple les revues de Frankignoul (1985) et Kushnir et al. (2002). D'autre part, les interactions entre la variabilité atmosphérique basse et haute fréquence (les ondes quasi-stationnaires et les transitoires baroclines) et l'intensité de cette dernière sont des processus clés dans la mise en place de la réponse stationnaire à une anomalie de SST. Or les indices montrant que ces interactions sont sensiblement différentes dans les deux hémisphères sont de plus en plus nombreux (Inatsu et al. 2003). La quasi-inexistence de forçage orographique et la distribution zonale des fronts océaniques de température modifient les processus de formation à la fois des zones de tempêtes et des ondes quasi-stationnaires (Nakamura et al. 2004).

La réponse stationnaire à une SSTa est définie comme la différence des champs moyens de deux simulations, l'une avec la SSTa et l'autre sans. Étant donné le caractère propagatif des anomalies de SST dans l'océan Austral, mis en évidence dans le chapitre 3, il nous est apparu intéressant de se concentrer sur la dépendance de la réponse atmosphérique à la position en longitude de la SSTa. Par souci de simplification nous avons choisi pour cette dernière une allure moyenne idéalisée issue de la simulation couplée. L'anomalie de SST, d'amplitude  $1^{\circ}K$ , a ensuite été centrée successivement en 14 longitudes différentes réparties uniformément à 47S. Les réponses à chacune de ces expériences ont montré une amplitude moyenne en hauteur géopotentielle de 11m à 500hPa, ce qui se situe dans la partie basse

de la gamme de réponses classiquement trouvées dans l'hémisphère nord (de 10 à 40m). La réponse à 800hPa est dominée par une basse pression au nord-est de la SSTa tandis qu'à 500hPa et 200hPa elle est dominée par une haute pression située en moyenne  $90^\circ$  à l'est de la SSTa. La projection de ces réponses sur les modes verticaux du modèle a permis de mieux les comprendre. La première, barocline, est constituée d'une haute pression  $45^\circ$  à l'est de la SSTa, ayant les mêmes dimensions que cette dernière. La seconde, barotrope, est de grande échelle, formée d'une haute pression  $90^\circ$  à l'est de la SSTa, et se projette sur le mode annulaire SAM dans différentes phases en fonction de la position de la SSTa.

Nous avons déterminé chacune des réponses stationnaires à une SSTa à partir de longues intégrations plutôt qu'avec des simulations d'ensemble. L'avantage est de pouvoir mener un grand nombre d'expériences mais cette méthode nous prive de la composante transitoire de la réponse. C'est un aspect limitant de notre étude.

En séparant les variabilités basse et haute fréquences (au-dessus et en-dessous de 7 jours) ainsi que les termes de vortex stretching et de flux quantité de mouvement dans l'advection de vorticité potentielle, nous avons calculé le bilan de l'équation de conservation de PV pour déterminer quels termes régissent la réponse stationnaire.

D'une part, la réponse barocline est issue de l'équilibre entre la source de vorticité potentielle induite par la SSTa à 650hPa, et l'advection de vortex stretching par le flot quasi-stationnaire. Nous avons trouvé que pour cette composante de la réponse l'effet de la haute fréquence est dissipatif, atténuant la dilation de la couche basse atmosphérique aux moyennes latitudes. Nous avons également déterminé les réponses baroclines à des anomalies de SST de plus grandes amplitudes et parallèlement de signes opposés. Elles ont toutes montrées exactement la même allure et la linéarité de l'amplitude maximum de la réponse barocline (jusqu'à des SSTa d'amplitude  $\pm 10^\circ K$ ). La composante barocline de la réponse atmosphérique est donc parfaitement cohérente avec la dynamique linéaire quasi-géostrophique.

D'autre part, la réponse barotrope est gouvernée par l'advection de vorticité relative basse fréquence par le flot également basse fréquence. Nous avons trouvé que les transitoires tendent à barotropiser la réponse dans l'environnement immédiat de la SSTa. La source de chaleur induit un cisaillement de la colonne d'air, la déstabilise et provoque une instabilité barocline dont l'effet moyen est de barotropiser la réponse en détruisant le cisaillement initial. Ce mécanisme est efficace dans l'Atlantique nord (Ferreira and Frankignoul 2005) mais à aucun endroit de l'océan Austral. L'hypothèse selon laquelle l'intensité de la variabilité haute fréquence n'est pas assez forte dans le modèle est envisageable pour expliquer cette différence. La troncature T21 du modèle spectral sous-estime l'activité des transitoires dont une meilleure représentation pourrait mener à une augmentation de leur impact et éventuellement à des réponses différentes.

Nous avons isolé le terme dont dépend crucialement la réponse barotrope. L'advection de vorticité relative basse fréquence peut se décomposer en une partie directement induite par la SSTa aux moyennes latitudes et une partie zonalement symétrique centrée sur le pôle. Il semble que ce soit cette dernière composante qui gouverne l'allure de la réponse. Nous faisons l'hypothèse que les interactions non-linéaires entre la réponse aux moyennes latitudes et les ondes stationnaires du modèle sélectionne le signe de la réponse sur le pôle. L'analyse de la linéarité de la réponse barotrope a montré que le pôle est sujet à des effets non-linéaires importants tandis que la réponse aux moyennes latitudes est quasi-linéaire pour les réponses

se projetant sur une phase positive du SAM. Une investigation plus approfondie des interactions entre les haute/basse fréquences et les ondes stationnaires du modèle permettrait de mieux comprendre le mécanisme de sélection de la réponse barotrope.

Finalement nous avons tenté de diagnostiquer quelle serait la rétroaction de cette réponse stationnaire sur l'anomalie de SST. L'anomalie de température atmosphérique de surface induit un flux de chaleur positif qui aura une rétroaction positive à l'est de la SSTa. L'anomalie de vent d'est induite par la basse pression centrée au nord-est de la SSTa (à 800hPa) aura également une rétroaction positive sur le SSTa en advectant de l'eau chaude des plus basses latitudes. Ces deux rétroactions positives sont responsables de l'augmentation de l'amplitude et de la persistance des anomalies de SST dans la simulation couplée par rapport à celle forcée.

Tout au long de cette thèse nous avons donc étudié le mode de variabilité basse fréquence dominant aux moyennes et hautes latitudes de l'hémisphère sud. À l'aide de différentes configurations du modèle spécialement mis en place, nous avons pu séparer les mécanismes couplés et forcés d'interactions entre l'océan et l'atmosphère, faisant la part de l'impact de chacune des composantes l'une sur l'autre. Cependant ce dernier point doit être mis à l'épreuve dans des modèles plus complexes. Nous avons essayé de signaler tout au long de cette conclusion quels seraient les axes de recherches possibles pour continuer et approfondir ce travail de thèse. Ces perspectives soulignent par là même les points critiques de nos travaux.

En résumé, il nous semble que 5 points sont à privilégier :

- le SAM est dominant à toutes les fréquences mais il existe d'autres modes de variabilité dont les contributions ne sont pas négligeables. Pour avoir une vision plus complète du système climatique Austral, il faudrait également les analyser.
- la dynamique océanique est trop limitée dans notre modèle, il faudrait au minimum y inclure la dynamique de la thermocline.
- les différences entre les simulations couplée et forcée étaient faibles concernant l'atmosphère. Déterminer la sensibilité du modèle au profil de forçage adiabatique nous paraît un travail complémentaire indispensable.
- la réponse stationnaire atmosphérique à une anomalie de SST demande une analyse approfondie des flux d'énergie entre les différentes composantes spatiales et temporelles du système. Une étude de la réponse transitoire pourrait certainement aider à comprendre les différentes réponses obtenues.
- enfin ces réponses devraient être éprouvées dans un même type de modèle mais ayant une dynamique turbulente haute fréquence de plus grande intensité (modèle en troncature T31 par exemple).

# A Calcul du courant géostrophique de surface

Une attention particulière a été portée au calcul du courant géostrophique de surface car il était soupçonné d'être le principal vecteur des anomalies de SST, fixant leur vitesse et trajectoire. Cette hypothèse a été vérifiée après l'analyse des simulations tant couplée que forcée (voir chapitre 3).

Nous avons décidé de calculer la fonction de courant géostrophique de surface par intégration de la hauteur dynamique en imposant un transport barotrope au passage de Drake issue des observations.

## A.1 Méthode

L'intégration verticale de l'équilibre hydrostatique permet de déterminer le géopotential  $\phi$  au niveau  $p$  relativement à un niveau de pression  $p_b$  au fond :

$$\begin{aligned}\int_{p_b}^p \frac{\partial \phi}{\partial p} dp &= \int_{p_b}^p -\alpha dp \\ \phi(p) &= \phi(p_b) + \phi'(p)\end{aligned}\tag{A.1}$$

avec l'anomalie de géopotential par rapport au niveau  $p_b$  :

$$\phi'(p) = \int_{p_b}^p -\alpha dp\tag{A.2}$$

où  $\alpha$  est le volume spécifique. Le géopotential au niveau  $p$  n'est déterminé qu'à une constante  $\phi(p_b)$  près, se pose donc alors le problème classique de la détermination de cette constante pour obtenir complètement  $\phi(p)$  puis  $\mathbf{U}_g$ .

Nous allons déterminer cette constante  $\phi(p_b)$  pour que le transport barotrope résultant au Passage de Drake corresponde au transport réel observé.

En intégrant dans le plan méridien l'équilibre géostrophique :

$$f\mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_g = -\nabla_h \phi\tag{A.3}$$

pour déterminer les composantes du transport  $T$  :

$$\mathbf{T} = \iint \mathbf{U}_g \cdot d\mathbf{S}\tag{A.4}$$

On obtient :

$$\begin{aligned} \iint \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_g \cdot d\mathbf{S} &= - \iint \frac{1}{f} \nabla_h \phi \cdot d\mathbf{S} \\ \mathbf{k} \wedge \mathbf{T} &= - \iint \frac{1}{f} \nabla_h (\phi(\mathbf{p}_b)) \cdot d\mathbf{S} - \iint \frac{1}{f} \nabla_h (\phi'(\mathbf{p})) \cdot d\mathbf{S} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

D'où la composante zonale du transport réel  $M_r$  :

$$M_r = - \iint \frac{1}{f} \frac{\partial \phi(p_b)}{\partial y} dy dp - \iint \frac{1}{f} \frac{\partial \phi'(p)}{\partial y} dy dp \quad (\text{A.6})$$

On obtient ainsi une équation où la seule inconnue est le géopotiel de référence, les variables  $M_r$  et  $\phi'$  étant issues des observations. Le premier terme du membre de droite peut se calculer :

$$\begin{aligned} \iint \frac{1}{f} \frac{\partial \phi(p_b)}{\partial y} dy dp &= \frac{1}{f_0} \int [\phi(p_b, y_2) - \phi(p_b, y_1)] dp \\ &= \frac{\Delta p}{f_0} [\phi(p_b, y_2) - \phi(p_b, y_1)] \end{aligned}$$

avec ( $y_1; y_2 > y_1$ ) les latitudes entre lesquelles le transport est calculé,  $\Delta p = p_b - p$  et  $f_0$  le paramètre de Coriolis à  $50^\circ S$ . L'équation A.6 devient :

$$\phi(p_b, y_2) - \phi(p_b, y_1) = \frac{-f_0}{\Delta p} \left( M_r + \iint \frac{1}{f} \frac{\partial \phi'(p)}{\partial y} dy dp \right) \quad (\text{A.7})$$

On peut donc choisir le profil méridien de la constante  $\phi(p_b)$ , la seule contrainte est imposée sur son gradient intégré.

On choisit de prendre un profil type *tangente hyperbolique* centré sur la latitude  $y_m$  de l'ACC (voir figure A.1). Cette méthode a l'avantage de ne pas lisser le profil méridien de vitesse et de préserver la structure en *jet* de l'ACC. La latitude  $y_m$  est déterminée comme le maximum du gradient méridien du géopotiel  $\phi'$ . D'autre part le paramètre  $\delta$  susceptible de modifier l'extension méridienne de l'ACC est pris dépendant de la longitude. On le représente par une fonction affine dont les coefficients sont calculés pour que le transport zonal ajouté sur chacune des sections méridiennes soit le même que celui ajouté au Passage de Drake.

Aux latitudes  $y \in [y_1, y_2]$ , le géopotiel de référence sera donc de la forme :

$$\phi(x, y, p_b) = \frac{-f_0}{\Delta p} \left[ M_r + \iint \frac{1}{f} \frac{\partial \phi'(x, y, p)}{\partial y} dy dp \right] \left[ \frac{\tanh \left( \frac{y - y_m(x)}{\delta(xy)} \right) + 1}{2} \right] \quad (\text{A.8})$$

## A.2 Application

Les calculs se font sur la bande de latitudes [ $70^\circ S$ ;  $30^\circ S$ ]. Ainsi, la fonction de courant géostrophique finale sera constante le long du trait de côte entre ces latitudes mais également

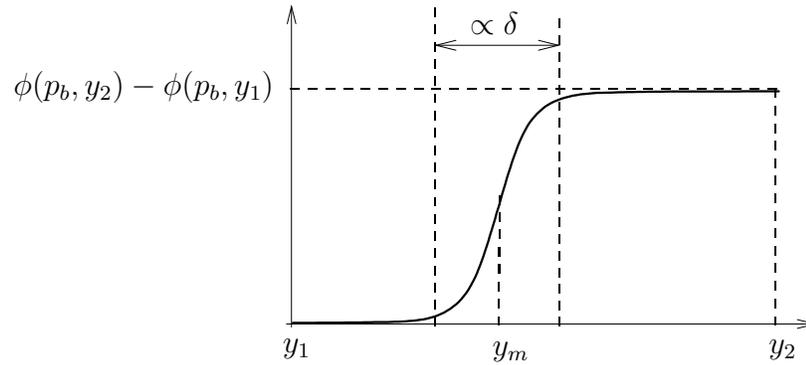


FIG. A.1 – Profil méridien du géopotential de référence  $\phi(p_b)$ .

le long des parallèles 70S et 30S sur les océans. L'utilisation d'une couche éponge sur une zone plus restreinte en latitude permet de s'affranchir des considérations de bord que cette méthode induit. D'autre part, pour faciliter les calculs, on ne prend pas en compte les îles de Géorgie, Kerguelen, Crozet et la Nouvelle-Zélande. Les champs ne sont définis que suivant les contours de la bathymétrie à 1000m. Une modification est donc nécessaire pour les obtenir le long du trait de côte en surface. Le champ de vitesse étant nécessairement parallèle à la côte, une valeur constante du champ  $\psi$  le long de celle-ci est appliquée. On décide de fixer la valeur des champs le long du continent Antarctique égale à la valeur à la côte au Passage de Drake. De la même manière, on fixe la valeur des champs le long des côtes Sud-Américaine, Africaine et Australienne égale à la valeur à la côte Sud-Américaine au Passage de Drake. Un lissage linéaire entre la valeur à la côte et celle à la bathymétrie de 1000m est également appliqué pour obtenir un champ correct.

L'anomalie de géopotential  $\phi'(p)$  est déterminée par intégration du volume spécifique, lui-même calculé des données climatologiques mensuelles JJA de température/salinité (Levitus and Boyer 1994)<sup>1</sup> à partir d'un algorithme de référence (Millard and Fofonoff 1983). L'intégration se fait du fond (à  $z=1000m$ ,  $p_b = 1,0109 \cdot 10^5 hPa$ ) à la surface ( $p = 0 hPa$ ).  $\phi'(p)$  est présenté sur la figure (A.2).

Pour ensuite déterminer le géopotential complet, on doit tout d'abord calculer le transport zonal relatif (deuxième terme du membre de droite de l'équation A.7) au passage de Drake, le long du méridien  $295^\circ E$ , à partir de l'anomalie de géopotential  $\phi'(p)$  : on obtient une valeur de **15Sv**. Puis on détermine à partir des données de la campagne ALBATROSS<sup>2</sup> (Antarctic Large Scale Box Analysis and The Role Of the Scotia Sea) le transport réel entre la surface et  $z = 1000m$  : on obtient une valeur  $M_r = 80Sv$ . En appliquant enfin le profil en tangente hyperbolique, on obtient le géopotential de référence  $\phi(p_b)$  que l'on présente sur la figure (A.3). En sommant l'anomalie de géopotential et le géopotential de référence, on obtient le géopotential complet, qui transformé en fonction de courant est représenté sur la figure 2.2.

<sup>1</sup> Ces dernières sont disponibles sur une grille de  $1^\circ$  en longitude (de  $0.5E$  à  $0.5W$ ) et en latitude (de  $89.5S$  à  $89.5N$ ) et sur 19 niveaux de profondeur (en mètres) : [0.0 10. 20. 30. 50. 75. 100. 125. 150. 200. 250. 300. 400. 500. 600. 700. 800. 900. 1000.].

<sup>2</sup><http://www.mth.uea.ac.uk/ocean/ALBATROSS/>

La figure A.4 montre le champ de vitesse géostrophique de surface.

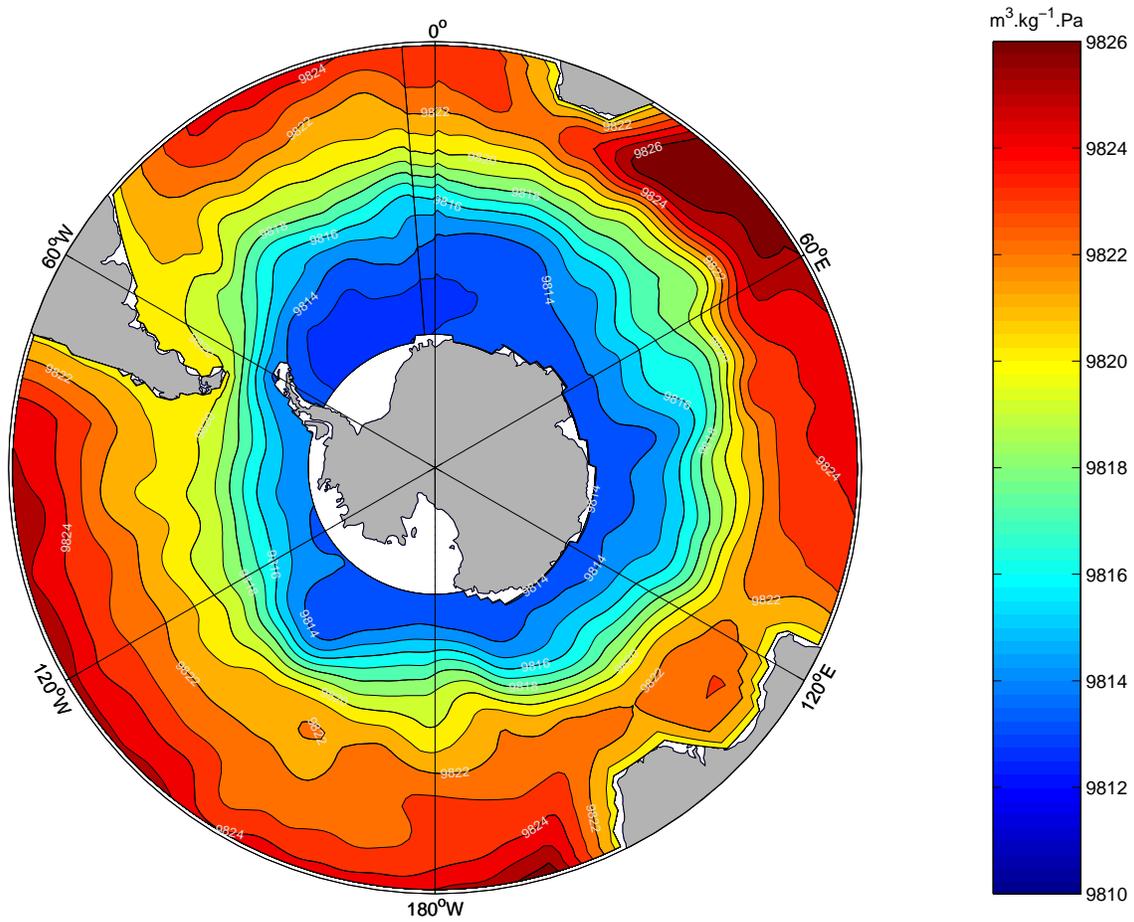


FIG. A.2 – Anomalie de géopotiel  $\phi'$  en surface par rapport au fond ( $m^3 \cdot kg^{-1} \cdot Pa$ ). Intervalle des contours :  $1m^3 \cdot kg^{-1} \cdot Pa$ .

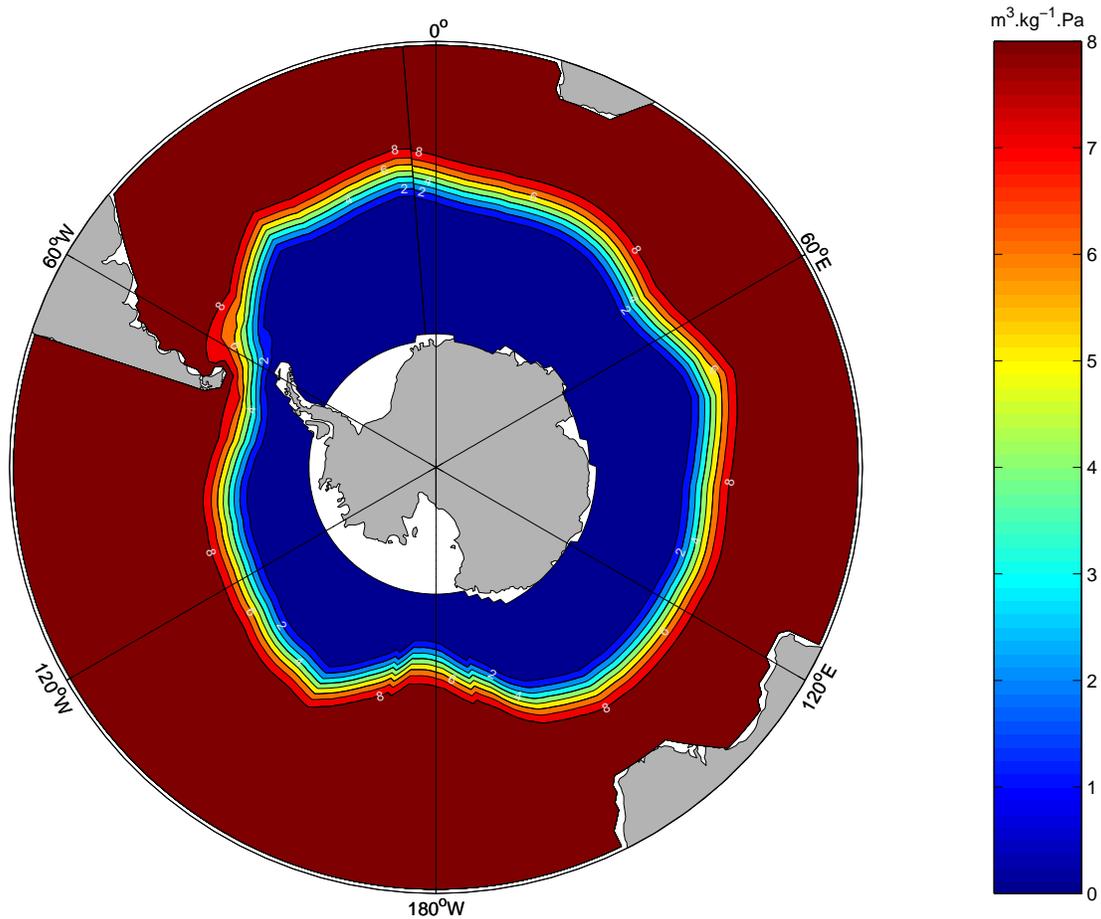


FIG. A.3 – Géopotentiel de référence  $\phi(p_b)$  ( $m^3.kg^{-1}.Pa$ ). Intervalle des contours :  $2m^3.kg^{-1}.Pa$ .

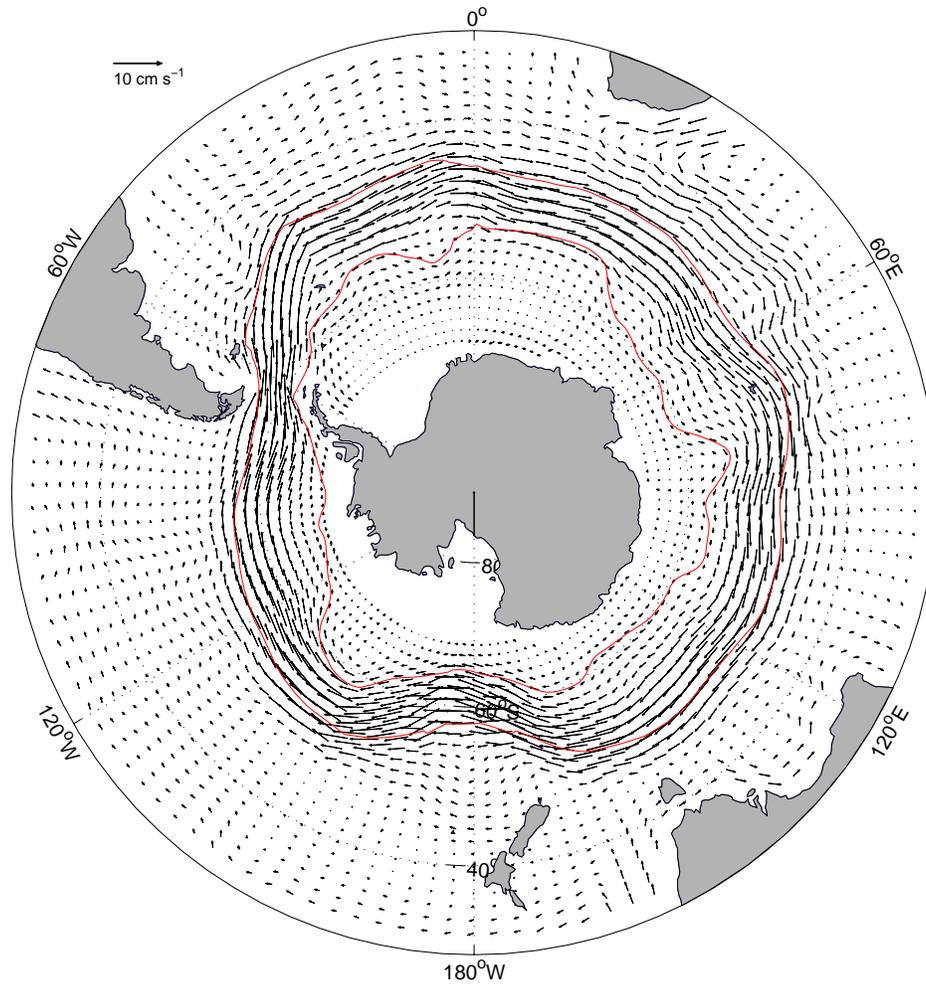


FIG. A.4 – Champ global de vitesse géostrophique. La longueur d'échelle des vecteurs vitesses est indiquée sur la carte. Sont représentées également les deux lignes de courants ( $iso - \psi$ ) limitant le passage de Drake et donnant une indication de la localisation de l'ACC. Résolution du champ de vecteurs :  $3^\circ$  en longitude,  $1.5^\circ$  en latitude.

## B Longueurs d'intégrations

Dans le chapitre 4 nous déterminons la réponse stationnaire atmosphérique à une anomalie de SST. Celle-ci est définie comme l'écart du champ moyen d'une simulation forcée avec une anomalie de SST au champ moyen de contrôle d'une simulation forcée sans anomalie. Le problème est de déterminer une longueur d'intégration suffisamment longue pour que le rapport signal de la réponse sur bruit de la variabilité interne atmosphérique soit détectable et significatif. Une première méthode consiste à forcer l'atmosphère avec une anomalie de SST d'amplitude très grande, de l'ordre de plusieurs degrés (des études vont jusqu'à  $10^{\circ}\text{C}$ ) pour obtenir une réponse forte de l'atmosphère. Cette méthode se justifie avec des modèles pour lesquels la longueur d'intégration est coûteuse en temps de calcul. Son inconvénient réside dans la normalisation nécessaire des amplitudes des réponses pour les rendre consistantes avec l'amplitude réelle des anomalies de SST, ce qui fait l'hypothèse forte de la linéarité de la réponse. Une seconde méthode consiste donc à forcer l'atmosphère avec des anomalies de SST d'amplitude raisonnable mais sur une période relativement longue.

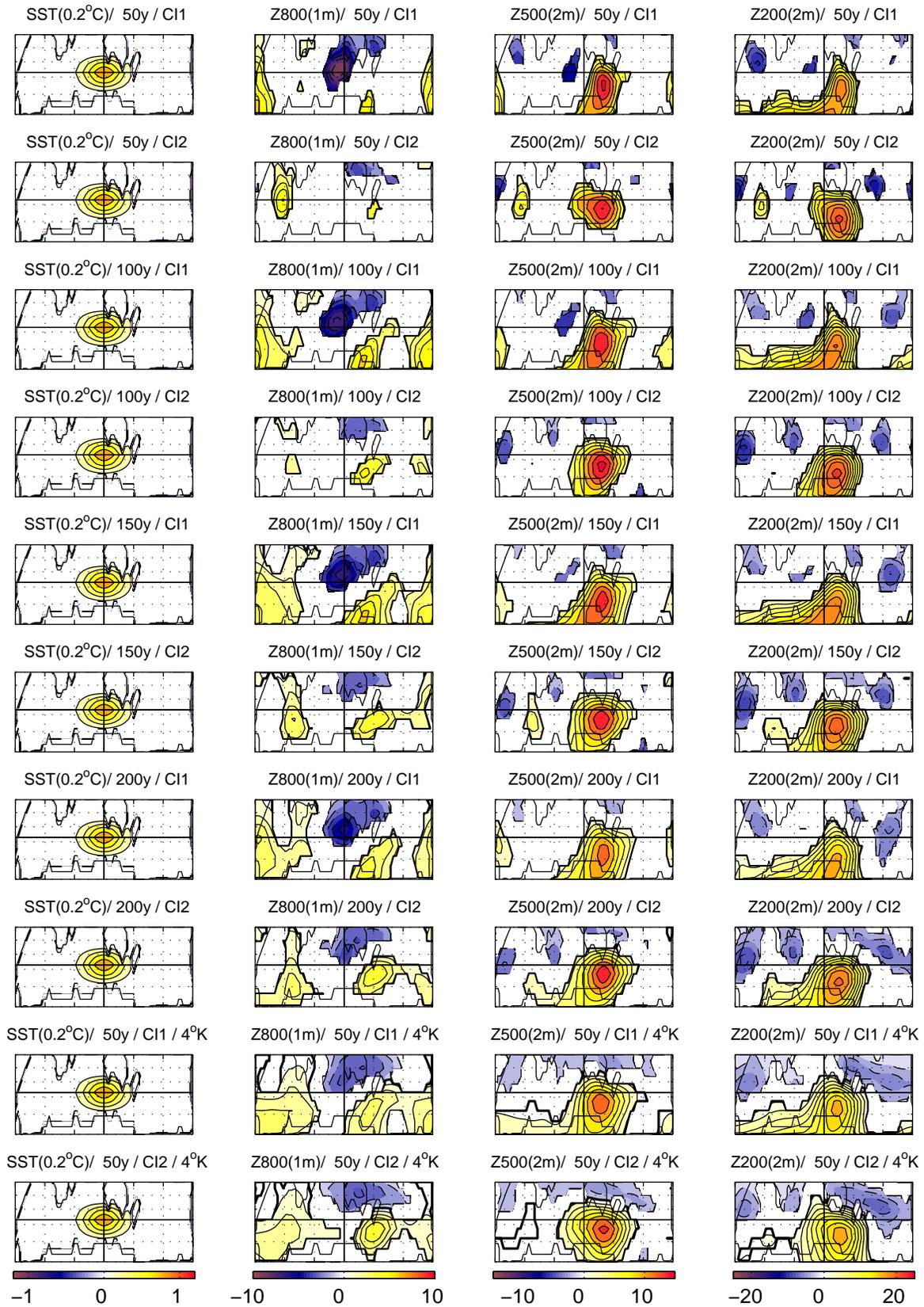
Pour déterminer cette longueur nous avons comparé les réponses obtenues à partir de deux conditions initiales différentes et pour des longueurs d'intégration croissantes. Les deux conditions initiales sont prises au hasard dans la série temporelle de la simulation couplée avec suffisamment d'écart pour ne pas être corrélées. Les longueurs d'intégrations sont de 50, 100, 150 et 200 ans. L'anomalie de SST a pour amplitude  $1^{\circ}\text{C}$  et est centré à 47S/100E. À titre de comparaison, nous avons également déterminé les réponses avec une intégration de 50 ans forcée avec une anomalie d'amplitude  $4^{\circ}\text{C}$ . Les résultats sont présentés sur la figure B où n'ont été tracées que les zones significatives à plus de 90%. Chaque ligne de figures correspond à une condition initiale et deux lignes successives correspondent à une période d'intégration, enfin chaque colonne correspond à une variable. Pour faciliter l'analyse de ces cartes nous avons calculé plusieurs corrélations spatiales entre simulations, celles-ci sont rassemblées dans le tableau B. Pour l'intégration de 50 ans les réponses de hauteurs géopotentielle se ressemblent, particulièrement à 500hPa et 200hPa mais les corrélations des réponses entre conditions initiales (C.I.) différentes sont très faibles, pas plus de 0.14 à 500hPa. La figure B et la première colonne du tableau B montrent que plus la longueur d'intégration augmente, plus les réponses sont corrélées pour des C.I. différentes, avec des niveaux acceptables dès 100 ans d'intégration. Les corrélations atteignent 0.76 à 800hPa et plus de 0.8 à 500hPa et 200hPa pour une intégration de 200 ans. D'autre part, pour chaque C.I. on observe également une augmentation avec la longueur d'intégration des corrélations entre réponses à une SST de 1K et réponses à une SST de 4K pour une intégration de 50 ans (colonnes 2 et 3 du tableau B).

Ces expériences montrent qu'une longueur d'intégration de 100 ans minimum est requise

pour obtenir une réponse stationnaire statistiquement fiable. Le coût numérique d'une année modèle d'intégration étant relativement faible, nous avons choisi d'utiliser des intégrations longue de 200 ans.

Périodes	Corrélations entre C.I.1 et C.I.2				C.I. 1 : Corrélations entre SST 1K/ $P_i$ et SST 4K/50ans				C.I. 2 : Corrélations entre SST 1K/ $P_i$ et SST 4K/50ans			
	SST	Z800	Z500	Z200	SST	Z800	Z500	Z200	SST	Z800	Z500	Z200
$P_1 = 50$ ans	1	-0.06	0.14	0.09	1	0.81	0.83	0.88	1	0.65	0.77	0.64
$P_2 = 100$ ans	1	0.59	0.66	0.74	1	0.89	0.91	0.93	1	0.59	0.8	0.82
$P_3 = 150$ ans	1	0.57	0.66	0.77	1	0.91	0.93	0.95	1	0.69	0.85	0.85
$P_4 = 200$ ans	1	0.76	0.81	0.88	1	0.89	0.93	0.95	1	0.63	0.85	0.88
4K/P =50 ans	1	0.61	0.8	0.86	1	1	1	1	1	1	1	1

Ci-contre : réponses stationnaires atmosphériques de hauteur géopotentielle aux trois niveaux de pressions, obtenues à partir d'intégrations de 50, 100, 150 et 200 ans et pour deux conditions initiales différentes. Ne sont tracées que les zones significatives à plus de 90%. Toutes les réponses sont relatives à une anomalie de SST de 1K exceptées les deux dernières lignes obtenues à partir d'une SST de 4K mais renormalisées ici afin de faciliter les comparaisons.





## C Décomposition du bilan de VP

Dans le chapitre 4 nous introduisons une décomposition haute/basse fréquences du flot géostrophique et de la VP. La décomposition exacte effectuée est la suivante.

De la série journalière brute de la variable  $A$ , on extrait la moyenne temporelle  $\bar{A}$ . L'écart du signal brut à cette moyenne constitue l'anomalie  $A^a$  :

$$A = \bar{A} + A^a \quad (\text{C.1})$$

La série d'anomalie (à moyenne temporelle nulle) contient les signaux hautes et basses fréquences. On applique une moyenne glissante de largeur 7 jours sur  $A^a$  pour obtenir le signal basse fréquence  $A^*$  puis la différence  $A^* - A^a$  permet d'obtenir le signal haute fréquence  $A'$ . La décomposition de  $A$  devient donc :

$$A = \bar{A} + A^* + A' \quad (\text{C.2})$$

En appliquant cette décomposition à  $\psi$  et  $q$ , le terme d'advection de VP par le flot géostrophique devient :

$$\begin{aligned} J(\psi, q) &= J(\bar{\psi}, \bar{q}) + J(\bar{\psi}, q^*) + J(\bar{\psi}, q') \\ &+ J(\psi^*, \bar{q}) + J(\psi^*, q^*) + J(\psi^*, q') \\ &+ J(\psi', \bar{q}) + J(\psi', q^*) + J(\psi', q') \end{aligned}$$

Les anomalies basse et haute fréquences étant à moyenne temporelle nulle, l'advection moyenne se décompose en 5 termes :

$$\overline{J(\psi, q)} = \overline{J(\bar{\psi}, \bar{q})} + \overline{J(\psi^*, q^*)} + \overline{J(\psi^*, q')} + \overline{J(\psi', q^*)} + \overline{J(\psi', q')} \quad (\text{C.3})$$

Nous avons calculé ces 5 termes dans les bilans de VP du chapitre 4. Nous avons trouvé que l'effet moyen des interactions entre la haute et la basse fréquence  $\overline{J(\psi^*, q')} + \overline{J(\psi', q^*)}$  est systématiquement d'un ou deux ordre inférieurs aux 3 autres termes. De plus, par souci de lisibilité nous avons choisi d'incorporer le terme stationnaire dans celui de basse fréquence et de ne présenter que la décomposition :

$$\overline{J(\psi, q)} = \overline{J(\psi^*, q^*)} + \overline{J(\psi', q')} \quad (\text{C.4})$$

où cette fois le premier terme représente les tourbillons quasi-stationnaires. Notons que nous aurions obtenu cette décomposition en appliquant le filtre temporel sur le signal brut  $A$  plutôt que sur le signal à moyenne nulle  $A^a$ .



# D Linéarité de la réponse atmosphérique à 180E

En complément des résultats déterminés pour la SSTa centrée en 0E (section 4.4), nous présentons ici les réponses stationnaires atmosphériques à une anomalie de SST centrée à 180E et d'amplitudes  $\pm 1^\circ K$ ,  $\pm 2^\circ K$ ,  $\pm 4^\circ K$  et  $\pm 10^\circ K$ .

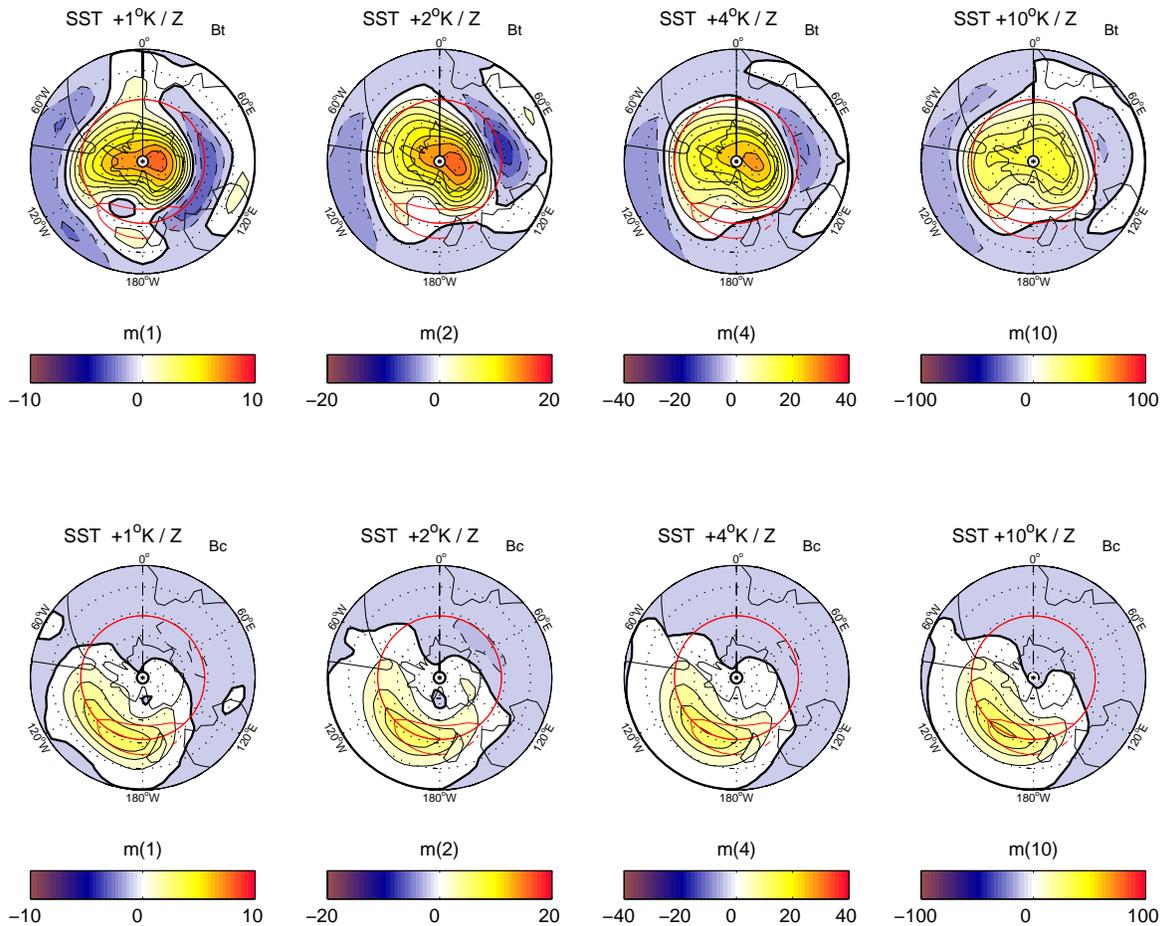


FIG. D.1 – Réponses barocline (haut) et barotrope (bas) de hauteur géopotentielle pour des anomalies positives de SST localisées en 180E et d'amplitude  $+1^\circ K$ ,  $+2^\circ K$ ,  $+4^\circ K$  et  $+10^\circ K$ .

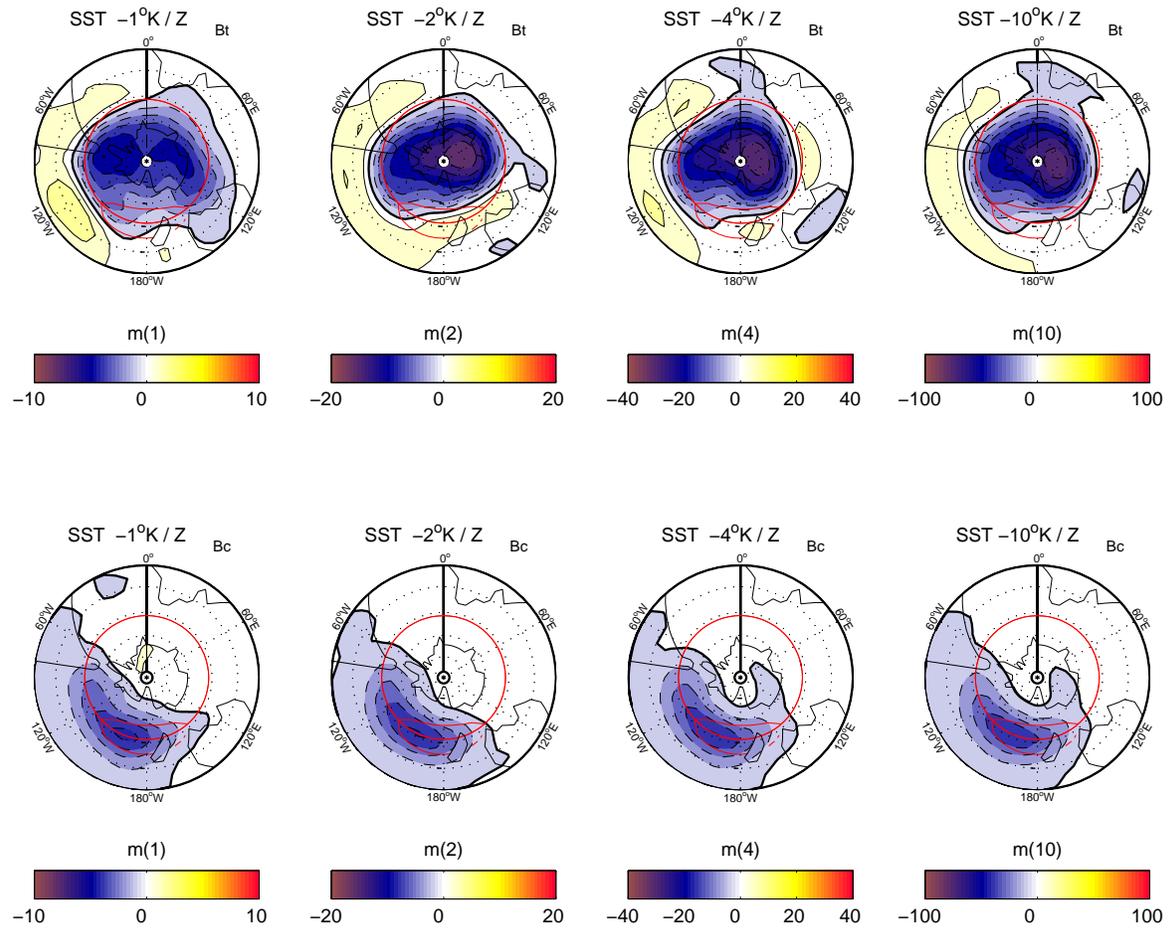
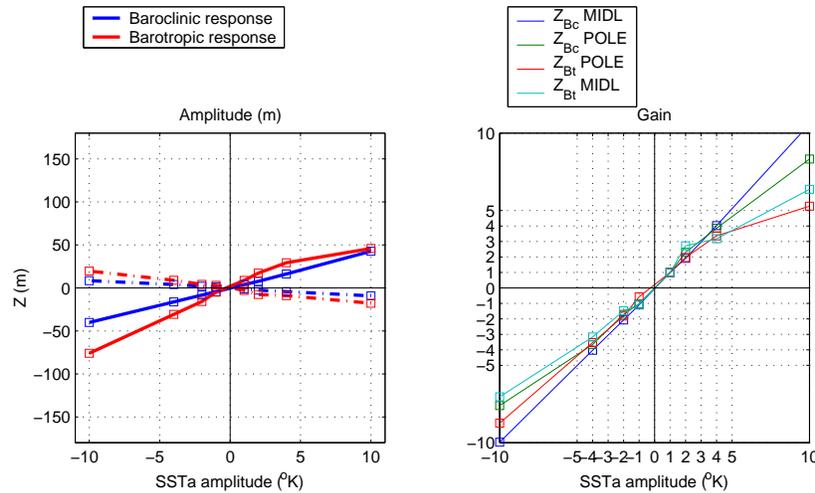


FIG. D.2 – Réponses barotrope (haut) et barocline (bas) de hauteur géopotentielle pour des anomalies négatives de SST localisées en 180E et d'amplitude  $-1^{\circ}K$ ,  $-2^{\circ}K$ ,  $-4^{\circ}K$  et  $-10^{\circ}K$ .



SSTa (°K)	Réponse barocline (m)		Réponse barotrope (m)	
	Moyennes latitudes (max)	Pôle Sud (min)	Pôle Sud (max)	Moyennes latitudes (min)
10	42	-9	45	-17
4	16	-4	29	-8
2	7	-2	17	-7
1	4	-1	8	-2
-1	-4	1	-5	2
-2	-8	1	-15	4
-4	-16	4	-30	8
-10	-40	8	-75	19

FIG. D.3 – Graphique de gauche : amplitudes maximales des réponses barocline (en bleu) et barotrope (en rouge) de hauteur géopotentielle aux moyennes latitudes (traits pleins) et sur le pôle (traits pointillés) en fonction de l'amplitude de l'anomalie de SST localisée en 0E. Graphique de droite : gain des réponses barotropes, respectivement baroclines, aux moyenne latitudes (rouge, resp. bleue) et sur le pôle (cyan, resp. verte). Le gain est défini comme le rapport de l'amplitude maximum d'une réponse sur l'amplitude maximum de la réponse obtenue avec une SSTa de  $+1^{\circ}K$ . Le tableau est un récapitulatif des amplitudes.



# Bibliographie

- Ambaum, M. H., Hoskins, B. J., Stephenson, D. B., 2001, Arctic oscillation or north atlantic oscillation ?, *Journal of Climate*, 14, 3495–3507
- Atmosphere, U. S., 1976, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.
- Baines, P. G., Cai, W., 2000, Analysis of an interactive instability mechanism for the antarctic circumpolar wave, *Journal of Climate*, 13, 1831–1844
- Barsugli, J. J., Battisti, D. S., 1998, The basic effects of atmosphere-ocean thermal coupling on midlatitude variability, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55, 477–493
- Blackmon, M. L., Wallace, J. M., Lau, N.-C., Mullen, S. L., 1977, An observational study of the northern hemisphere wintertime circulation, *Journal of the Atmospheric Sciences*, pp. 1040–1053
- Blackmon, M. L., Lee, Y.-H., Wallace, J. M., Hsu, H.-H., 1984, Time variation of 500 mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales as deduced from lag-correlation statistic, *Journal of the Atmospheric Sciences*, pp. 981–991
- Bonekamp, H., Sterl, A., Komen, G. J., 1999, Interannual variability in the southern ocean from an ocean model forced by european center for medium-range weather forecasts reanalysis fluxes, *Journal of Geophysical Research*, 104, 13,317–13,331
- Branstator, G., 1995, Organization of storm track anomalies by recurring low-frequency circulation anomalies, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52, 201–226
- Bretherton, C. S., Smith, C., Wallace, J. M., 1992, An intercomparison of methods for finding coupled patterns in climate data, *Journal of Climate*, 5, 541–560
- Cai, W., Baines, P. G., 2001, Forcing of the antarctic circumpolar wave by enso teleconnections, *Journal of Geophysical Research*, 106, 9019–9038
- Cai, W., Baines, P. G., Gordon, H. B., 1999, Southern mid- to high-latitude variability, a zonal wavenumber-3 pattern, and the antarctic circumpolar wave in the csiro coupled model, *Journal of Climate*, 12, 3087–3104
- Carril, A. F., Navarra, A., 2001, Low-frequency variability of the antarctic circumpolar wave, *Geophysical Research Letters*, 28, 4623–4626

- Cash, B. A., Kushner, P. J., Vallis, G. K., 2002, The structure and composition of the annular modes in an aquaplanet general circulation model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59, 3399–3414
- Cayan, D. R., 1992a, Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans : Driving the sea surface temperature, *Journal of Physical Oceanography*, 22, 859–881
- Cayan, D. R., 1992b, Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans : The connection to monthly atmospheric circulation, *Journal of Climate*, 5, 354–369
- Christoph, M., Barnet, T., Roeckner, E., 1998, The antarctic circumpolar wave in a coupled ocean-atmosphere gcm, *Journal of Climate*, 11, 1659–1672
- Colin de Verdière, A., Blanc, M., 2001, Thermal resonance of the atmosphere to sst anomalies. implications for the antarctic circumpolar wave, *Tellus*, 53A, 403–424
- Czaja, A., Frankignoul, C., 1999, Influence of the north atlantic sst on the atmospheric circulation, *Geophysical Research Letters*, 26, 2969–2972
- Czaja, A., Frankignoul, C., 2002, Observed impact of atlantic sst anomalies on the north atlantic oscillation, *Journal of Climate*, 15, 606–623
- Czaja, A., Robintson, A., Huck, T., 2003, The role of Atlantic Ocean-atmopshere coupling in affecting North Atlantic Oscillation variability, vol. 147-172, AGU Geophysical Monograph Series, Washington DC
- D'Andrea, F., coauthors, 1998, Northern hemisphere atmospheric blocking as simulated by 15 general circulation models in the period 1979-1988, *Climate Dynamics*, 14, 385–407
- D'Andrea, F., Vautard, R., 2000, Reducing systematic errors by empirically correcting model errors, *Tellus*, 52A, 21–41
- D'Andrea, F., Czaja, A., Marshall, J., 2005, Impact of anomalous ocean heat transport on the north atlantic oscillation, *Journal Of Climate*, 18, 4955–4969
- Ferreira, D., 2002, Couplage océan-atmopshère dans les moyennes latitudes, Ph.D. thesis, Université Paris VI
- Ferreira, D., Frankignoul, C., 2001, Coupled ocean-atmosphere dynamics in a simple midlatitude climate model, *Journal of Climate*, 14, 3704–3723
- Ferreira, D., Frankignoul, C., 2005, The transient atmospheric response to midlatitude sst anomalies, *Journal of Climate*, 18, 1049–1067
- Fischer, H., Traufetter, F., Oerter, H., Weller, R., Miller, H., 2004, Prevalence of the antarctic circumpolar wave over the last two millenia recorded in dronning maud land ice, *Geophysical Research Letters*, 31, L08 202

- Frankignoul, C., 1985, Sea surface temperature anomalies, planetary waves, and air-sea feedback in the middle latitudes, *Review of Geophysics*, 23, 357–390
- Frankignoul, C., Hasselmann, K., 1977, Stochastic climate model. part ii : Applications to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability, *Tellus*, 29, 289–305
- Fyfe, J., Boer, G. J., Flato, G. M., 1999, The arctic and antarctic oscillations and their projected changes under global warming, *Geophysical Research Letters*, 26, 1601–1604
- Gong, D., Wang, S., 1999, Definition of antarctic oscillation index., *Geophysical Research Letters*, 26, 459–462
- Goodman, J. C., 2001, Interannual Middle-Latitude Atmosphere-Ocean Interactions, Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology
- Goodman, J. C., Marshall, J., 1999, A model of decadal middle-latitude atmosphere-ocean coupled modes, *Journal of Climate*, 12, 621–641
- Haarsma, R., Selten, F., Opsteegh, J., 2000, On the mechanism of the antarctic circumpolar wave, *Journal of Climate*, 13, 1461–1480
- Hall, A., Visbeck, M., 2002, Synchronous variability in the southern hemisphere atmosphere, sea ice, and ocean resulting from the annular mode., *Journal of Climate*, 15, 3043–3057, see also note in white-2004b
- Hall, N. M. J., Derome, J., Lin, H., 2001, The extratropical signal generated by a midlatitude sst anomaly. part i : Sensitivity at equilibrium, *Journal of Climate*, 14, 2035–2053
- Hartmann, D. L., Lo, F., 1998, Wave-driven zonal flow vacillation in the southern hemisphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55, 1303–1315
- Held, I., Suarez, M., 1994, A proposal for the intercomparison of the dynamical cores of atmospheric general circulation models, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 75, 1825–1830
- Holton, J. R., 1992, *An Introduction to dynamic Meteorology*, Academic Press
- Hoskins, B., Karoly, D., 1981, The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38, 1179–1196
- Hurrell, J. W., 1995, Decadal trends in the north atlantic oscillation region temperatures and precipitation, *Science*, 269, 676–679
- Hurrell, J. W., Loon, H. V., 1997, Decadal variations in climate associated with the north atlantic oscillation, *Climate Change*, 36, 310–326
- Inatsu, M., Mukougawa, H., Xie, S.-P., 2003, Atmospheric response to zonal variations in midlatitude sst : Transient and stationary eddies and their feedback, *Journal of Climate*, 16, 3314–3329

- Jacobs, G., Mitchell, J., 1996, Ocean circulation variations associated with the antarctic circumpolar wave, *Geophysical Research Letters*, 23, 2947–2950
- Kalnay, E., Coauthors, 1996, The ncep-ncar 40-year reanalysis project, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77, 437–471
- Kara, A., Rochford, P., Hurlburt, H., 2003, Mixed layer depth variability over the global ocean, *Journal of Geophysical Research*, 108, 24–1
- Karoly, D., 1990, The role of transient eddies in low-frequency zonal variations of the southern hemisphere circulation, *Tellus*, 42A, 41–50
- Karoly, D. J., 1989, Southern hemisphere circulation features associated with el niño-southern oscillation events, *Journal of Climate*, 2, 1239–1252
- Kidson, J., 1988, Interannual variations in the southern hemisphere circulation, *Journal of Climate*, 1, 1177–1198
- Kidson, J. W., 1999, Principal modes of southern hemisphere low-frequency variability obtained from ncep-ncar reanalyses, *Journal of Climate*, 12, 2808–2830
- Kushner, P. J., Held, I. M., Delworth, T. L., 2001, Southern hemisphere atmospheric circulation response to global warming, *Journal of Climate*, 14, 2238–2249
- Kushnir, Y., 1992, The general circulation model response to a north pacific sst anomaly : Dependence on timescale and pattern polarity, *Journal of Climate*, 5, 271–283
- Kushnir, Y., Held, I. M., 1996, Equilibrium atmospheric response to north atlantic sst anomalies, *Journal of Climate*, 9, 1208–1220
- Kushnir, Y., Robinson, W. A., Bladé, I., Hall, N. M. J., Peng, S., Sutton, R., 2002, Atmospheric gcm response to extratropical sst anomalies : Synthesis and evaluation, *Journal of Climate*, 15, 2233–2256
- Lau, N., 1981, A diagnostic study of recurrent meteorological anomalies appearing in 15-year simulation with a gfdl general circulation model, *Monthly Weather Review*, 109, 2287–2311
- Lefebvre, W., Goose, H., Timmermann, R., Fichefet, T., 2004, Influence of the southern annular mode on the sea ice-ocean system, *Journal of Geophysical Research*, 109
- Levitus, S., Boyer, T., 1994, World ocean atlas 1994 volume 4 : Temperature, Tech. Rep. 117pp, NOAA Atlas NESDIS 4, U.S. Department of Commerce, Washington, D.C.
- Limpasuvan, V., Hartmann, D., 1999, Eddies and the annular modes of climate variability, *Geophysical Research Letters*, 26, 3133–3136
- Limpasuvan, V., Hartmann, D. L., 2000, Wave-maintained annular modes of climatic variability, *Journal of Climate*, 13, 4414–4429

- Marshall, G. J., 2003, Trends in the southern annular mode from observations and reanalyses, *Journal of Climate*, 16, 4134–4143
- Marshall, J., Molteni, F., 1993, Toward a dynamical understanding of planetary-scale flow regimes, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50, 1792–1818
- Maze, G., D’Andrea, F., Colin de Verdière, A., 2006, Low-frequency variability in the southern ocean region in a simplified coupled model, *Journal of Geophysical Research*, 111
- Millard, R. J., Fofonoff, P., 1983, Algorithms for computation of fundamental properties of seawater., *Unesco technical papers in marine science*, UNESCO
- Mo, K. C., 2000, Relationships between low-frequency variability in the southern hemisphere and sea surface temperature, *Journal of Climate*, 13, 3599–3610
- Mo, K. C., White, G. H., 1985, Teleconnections in the southern hemisphere, *Monthly Weather Review*, 113, 22–37
- Motoi, T., Kitoh, A., Koide, H., 1998, Antarctic circumpolar wave in a coupled ocean-atmosphere model, *Annal of Glaciology*, 27, 483–487
- Nakamura, H., Shimpo, A., 2004, Seasonal variations in the southern hemisphere storm tracks and jet streams as revealed in a reanalysis dataset, *Journal of Climate*, 17, 1828–1844
- Nakamura, H., Lin, G., Yamagata, T., 1997, Decadal climate variability in the north pacific during the recent decades, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78, 2215–2225
- Nakamura, H., Sampe, T., Tanimoto, Y., Shimpo, A., 2004, Observed Associations Among Storm Tracks, Jet Streams, and Midlatitude Oceanic Fronts. *Earth’s Climate : The Ocean-Atmosphere Interaction.*, 147, Geophysical Monograph, Amer. Geophys. Union
- Park, Y.-H., 1990, Mise en évidence d’ondes planétaires semi-annuelles baroclines au sud de l’océan indien par altimétrie satellitaire, *Comptes Rendus de l’Academie des Sciences de Paris*, 310, 919–926
- Park, Y.-H., Roquet, F., Vivier, F., 2004, Quasi-stationary enso wave signals versus the antarctic circumpolar wave scenario, *Geophysical Research Letters*, 31
- Peng, S., Whitaker, J. S., 1999, Mechanisms determining the atmospheric response to mid-latitude sst anomalies, *Journal of Climate*, 12, 1393–1408
- Peng, S., Mysak, L., Ritchie, H., Derome, J., Dugas, B., 1995, The differences between early and midwinter atmospheric responses to sea surface temperature anomalies in the northwest atlantic, *Journal of Climate*, 8, 137–157

- Peng, S., Robinson, W. A., Hoerling, M. P., 1997, The modeled atmospheric response to midlatitude sst anomalies and its dependence on background circulation states, *Journal of Climate*, 10, 971–987
- Peng, S., Robinson, W., Li, S., 2002, North atlantic sst forcing of the nao and relationships with intrinsic hemispheric variability, *Geophysical Research Letters*, 29
- Peng, S., Robinson, W., Li, S., 2003, Mechanisms for the nao responses to the north atlantic sst tripole, *Journal of Climate*, 16, 1987–2004
- Peterson, R. G., White, W. B., 1998, Slow oceanic teleconnections linking the antarctic circumpolar wave with the tropical el niño-southern oscillation, *Journal of Geophysical Research*, 103, 24,573–24,583
- Pitcher, E. J., Blackmon, M. L., Bates, G. T., Munoz, S., 1988, The effect of north pacific sea surface temperature anomalies on the january climate of a general circulation model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45, 172–188
- Qiu, B., Jin, F.-F., 1997, Antarctic circumpolar waves : An indication of ocean-atmosphere coupling in the extratropics, *Geophysical Research Letters*, 24, 2585–2588
- Quintanar, A. I., Mechoso, C. R., 1995a, Quasi-stationary waves in the southern hemisphere. part i : Observational data, *Journal of Climate*, pp. 2659–2672
- Quintanar, A. I., Mechoso, C. R., 1995b, Quasi-stationary waves in the southern hemisphere. part ii : Generation mechanisms, *Journal of Climate*, pp. 2673–2690
- Rapahel, M., 2003, Recent, large-scale changes in the extratropical southern hemisphere atmospheric circulation, *Journal of Climate*, pp. 2915–2924
- Raphael, M. N., 1998, Quasi-stationary waves in the southern hemisphere : An examination of their simulation by the near climate system model, with and without an interactive ocean, *Journal of Climate*, 11, 1405–1418
- Reynolds, R., Smith, T., 1994, Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation, *Journal of Climate*, 7, 929–948
- Roads, J. O., 1982, Predictability in the extended range, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44, 3495–3527
- Rodwell, M., Folland, C., 2002, Atlantic air-sea interaction and seasonal predictability, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 31, 1413–1443
- Rogers, J., Loon, H. V., 1982, Spatial variability of sea level pressure and 500-mb height anomalies over the southern hemisphere, *Monthly Weather Review*, 110, 1375–1392
- Saravanan, R., McWilliams, J. C., 1998, Advective ocean-atmosphere interaction : an analytical stochastic model with implications for decadal variability, *Journal of Climate*, 11, 165–188

- Sinclair, M. R., 1995, A climatology of cyclogenesis for the southern hemisphere, *Monthly Weather Review*, pp. 1601–1619
- Sinclair, M. R., Renwick, J. A., Kidson, J. W., 1997, Low-frequency variability of southern hemisphere sea level pressure and weather system activity, *Monthly Weather Review*, pp. 2531–2543
- Slutz, R., Lubker, S., Hiscox, J., Woodruff, S., Jenne, R., Steurer, P., Elms, J., 1985, Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set ; Release 1, NOAA, Environ. Res. Lab., Boulder, Colorado, USA.
- Smagorinsky, J., 1953, The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 79, 342–366
- Storch, J.-S. V., 2000, Signatures of air-sea interactions in a coupled atmosphere-ocean gcm, *Journal of Climate*, 13, 3361–3379
- Talley, L. D., 1999, Simple coupled midlatitude climate models, *Journal of Physical Oceanography*, 29, 2016–2037
- Thompson, D. W., Wallace, J., 1998, The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields, *Geophysical Research Letters*, 25, 1297–1300
- Thompson, D. W., Wallace, J. M., 2000, Annular modes in the extratropical circulation. part i : Month-to-month variability., *Journal of Climate*, 13, 1000–1016
- Trenberth, K. E., Paolino, D. A., 1981, Characteristic patterns of variability of sea level pressure in the northern hemisphere, *Monthly Weather Review*, 109, 1169–1189
- Venegas, S. A., 2003, The antarctic circumpolar wave : a combination of two signals ?, *Journal of Climate*, pp. 2509–2525
- Verdy, A., Marshall, J., Czaja, A., 2005, Sea surface temperature variability along the path of the antarctic circumpolar current, *Journal of Climate*, p. submitted
- Visbeck, M., Hall, A., 2004, Reply to : Comments on 'synchronous variability in the southern hemisphere atmosphere, sea ice, and ocean resulting from the annual mode', *Journal of Climate*, 17, 2255–2258
- Weisse, R., Mikolajewicz, U., 1999, Stochastically forced variability in the antarctic circumpolar current, *Journal of Geophysical Research*, 104, 11,049–11,064
- White, W. B., 2000, Influence of the antarctic circumpolar wave on australian precipitation from 1958 to 1997, *Journal of Climate*, 13, 2125–2141
- White, W. B., 2004, Comments on 'synchronous variability in the southern hemisphere atmosphere, sea ice, and ocean resulting from the annual mode', *Journal of Climate*, 17, 2249–2254

- White, W. B., Submitted 2001, The antarctic circumpolar wave and the antarctic oscillation in year-to-year climate variability over the southern ocean, *Journal of Climate*
- White, W. B., Annis, J., 2004, Influence of the antarctic circumpolar wave on el niño and its multidecadal changes from 1950 to 2001, *Journal of Geophysical Research*, 109
- White, W. B., Cayan, D. R., 2000, A global enso wave in surface temperature and pressure and its interdecadal modulation from 1900 to 1997, *Journal of Geophysical Research*, 105, 11 223–11 242
- White, W. B., Chen, S.-C., 2002, Thermodynamic mechanisms responsible for the tropospheric response to sst anomalies in the antarctic circumpolar wave, *Journal of Climate*, 15, 2577–2596
- White, W. B., Cherry, N. J., 1999, Influence of the antarctic circumpolar wave upon new zealand temperature and precipitation during autumn-winter, *Journal of Climate*, 12, 960–976
- White, W. B., Peterson, R. G., 1996, An antarctic circumpolar wave in surface pressure, wind, temperature and sea-ice extent, *Nature*, 380, 699–702
- White, W. B., Chen, S.-C., Peterson, R. G., 1998, The antarctic circumpolar wave : A beta effect in ocean- atmosphere coupling over the southern ocean, *Journal of Physical Oceanography*, 28, 2345–2361
- White, W. B., Chen, S.-C., Allan, R. J., Stone, R. C., 2002, Positive feedbacks between the antarctic circumpolar wave and the global el niño-southern oscillation wave, *Journal of Geophysical Research*, 107, 3165–3182
- Yoden, S., Shiotani, M., Hirota, I., 1987, Multiple planetary flow regimes in the southern hemisphere, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 65, 571–586
- Yuan, X., Martinson, D. G., 2000, Antarctic sea ice extent variability and its global connectivity, *Journal of Climate*, 13, 1697–1717
- Yuan, X., Martinson, D. G., 2001, The antarctic dipole and its predictability, *Geophysical Research Letters*, 28, 3609–3612



# THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Titre :

**Interactions basses fréquences  
océan-atmosphère dans l'océan Austral**

Auteur :

**Guillaume MAZE**

Résumé : Les modes de variabilités interannuelles du système couplé océan-atmosphère aux moyennes latitudes de l'hémisphère sud sont étudiés avec un modèle de complexité intermédiaire. L'objectif est de déterminer les mécanismes d'interactions océan-atmosphère indépendamment du forçage tropical. Le modèle est un modèle atmosphérique quasi-géostrophique à 3 niveaux, couplé à une couche de mélange océanique de profondeur constante incluant l'advection géostrophique par le courant circumpolaire Antarctique (ACC). Le couplage océan-atmosphère se fait par les flux de chaleur de surface et les transports d'Ekman forcés par la tension de vent de surface. Dans une simulation totalement couplée, l'atmosphère, qui inclue la dynamique des transitoires baroclines, exhibe un mode annulaire (SAM) comme premier mode de variabilité interannuelle. Les anomalies de vent induites par le SAM créent des courants méridiens d'Ekman dans la couche de mélange qui induisent à leur tour des anomalies de température océanique de surface qui sont ensuite advectées par l'ACC. Un mécanisme purement forcé où le rôle de l'océan est réduit à l'advection des anomalies de SST est suffisant pour reproduire les caractéristiques principales de la variabilité. Néanmoins, une rétroaction positive de l'océan est mise en évidence par l'analyse de la réponse stationnaire atmosphérique à une anomalie de SST (SSTa). Celle-ci est déterminée pour un ensemble d'expériences où une SSTa idéalisée est localisée en 14 longitudes différentes, uniformément réparties le long d'un cercle de moyenne latitude. En projetant les réponses obtenues sur les modes verticaux atmosphériques, il est mis en évidence la partition de la réponse en une composante barocline identique quelque soit la position de la SSTa et une composante barotrope se projetant sur le mode dominant de variabilité atmosphérique du modèle. La SSTa induit une anomalie d'air chaud dans la couche basse atmosphérique qui engendre une réponse barocline 45° à l'est. Cette réponse est due à l'advection du vortex stretching induit par la SSTa, par les vents d'ouest quasi-stationnaires. La réponse barotrope consiste en une haute pression aux moyennes latitudes et une basse pression sur le pôle quand les SSTa sont localisées de l'océan Atlantique ouest au centre de l'océan Indien ; et d'une haute pression sur le pôle quand elle est localisée du bassin Australo-Antarctique au centre de l'océan Pacifique. Les réponses barotropes ont une composante tourbillonnaire identique. La différence entre les réponses est déterminée par la composante zonale symétrique qui se projette sur le SAM. La réponse barotrope est formée par le terme d'advection de vorticité relative basse fréquence qui est lui-même déterminé par l'impact sur le pôle des interactions de l'anomalie de vorticité relative aux moyennes latitudes avec les ondes stationnaires du modèle.

Mots clés : climat, océan Austral, mode annulaire, basse fréquence, interactions océan-atmosphère, variabilité

Title :

**Ocean-atmosphere low-frequency interactions in  
the Southern Ocean**

Author :

**Guillaume MAZE**

Abstract : Patterns of interannual variability of the ocean-atmosphere coupled system in the Southern Hemisphere extratropics are studied with a simple dynamical model, in order to determine the basic physical processes of interaction independently of tropical forcing. The model used is an atmospheric quasi-geostrophic model coupled to a "slab" oceanic mixed layer, which includes mean geostrophic advection by the Antarctic Circumpolar Current (ACC). The ocean-atmosphere coupling occurs through surface heat fluxes and Ekman current heat advection. In a fully coupled simulation, the atmospheric part of the model, which includes high frequency transient eddies at midlatitudes, exhibits a strong Southern Annular Mode (SAM) as the first mode of variability at interannual time-scales. The SAM-related wind anomalies induce Ekman currents in the mixed layer which produce sea surface temperature anomalies. These are then advected along by the ACC. A forced mechanism where the ocean role is reduced to advect the SST appears sufficient to reproduce the main features of the variability. Nevertheless, a positive feedback of the ocean was also found. It operates through anomalous Ekman currents heat advection and contributes to the maintenance of the SST anomaly.

The stationary atmospheric response to an idealised SST anomaly (SSTa) is next studied in the same simple model of the Southern Hemisphere. Sensitivity of the stationary atmospheric response to the SSTa location is determined. Differentiating the barotropic from the baroclinic responses, it was found that for extratropical SSTa, the baroclinic atmospheric response is independent of the SSTa longitude whereas the barotropic response can take two different patterns.

The SSTa induces a warm air anomaly through the thermal wind balance, which gives a baroclinic response that creates a trough 45 degrees eastward. This response is simply due to the advection of the SSTa induced anomalous vortex stretching by quasi-stationary westerlies. Baroclinic transient eddies were found to have a dissipative role.

The barotropic response consists of midlatitudes ridge and South Pole trough for SSTa localised from the western Atlantic to the Indian center ocean ; and of South Pole ridge for SSTa localised from the Australo-Antarctic basin to the center of the Pacific ocean. The barotropic responses have a similar eddy component. The difference in the response pattern is selected by the zonally symmetric component, which is similar to opposite phases of the Southern Annular Mode (SAM). These SAM-like responses are driven by the anomalous advection of relative vorticity which in turn depends on the position of the SSTa relatively to the geopotential quasi-stationary wave mean field of the model.

Keywords : climat, Southern Ocean, annular mode, low frequency, ocean-atmosphere interactions, variability