



**HAL**  
open science

# Dynamique de variabilité des courants-jets des moyennes latitudes

Loïc Robert

► **To cite this version:**

Loïc Robert. Dynamique de variabilité des courants-jets des moyennes latitudes. Sciences de la Terre. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066220 . tel-01900354

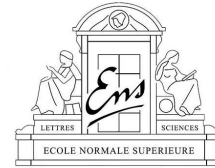
**HAL Id: tel-01900354**

**<https://theses.hal.science/tel-01900354>**

Submitted on 22 Oct 2018

**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.



UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

École Doctorale 129 Sciences de l'Environnement

*Laboratoire de Météorologie Dynamique / École Normale Supérieure*

---

# Dynamique de variabilité des courants-jets des moyennes latitudes

---

Par Loïc ROBERT

Thèse de doctorat de Géosciences

Dirigée par Dr. Gwendal RIVIÈRE et Pr. Francis CODRON

Présentée et soutenue publiquement le 20 Octobre 2017

*Devant un jury composé de :*

Vladimir ZETLIN (UPMC, Paris)	<i>Président du jury</i>
Laurent TERRAY (CERFACS, Toulouse)	<i>Rapporteur</i>
Pablo ZURITA-GOTOR (UCM, Madrid)	<i>Rapporteur</i>
Nili HARNIK (Tel Aviv University, Tel Aviv)	<i>Examinatrice</i>
Gwendal RIVIÈRE (CNRS, Paris)	<i>Directeur de thèse</i>
Francis CODRON (UPMC, Paris)	<i>Directeur de thèse</i>



*« Ce n'est qu'en essayant continuellement que l'on finit par réussir. En d'autres termes, plus ça rate et plus on a de chances que ça marche. »*

Proverbe Shadok

*« The whole problem with the world is that fools and fanatics are always so certain of themselves, and wiser people so full of doubts. »*

Bertrand Russell



## *Remerciement*

Je remercie chaleureusement mes directeurs de thèse, Gwendal Rivière et Francis Codron, qui après avoir encadré mon stage de Master 2 ont accepté de poursuivre avec moi ce projet de recherche, et ce malgré l'année de césure dont j'avais besoin pour préparer le concours de l'Agrégation. Je remercie aussi l'UPMC et le LMD-ENS pour m'avoir respectivement financé et accueilli pendant ces 3 ans.

Je suis très reconnaissant à Vladimir Zetlin, président, Laurant Terray et Pablo Zurita-Gotor, rapporteurs, ainsi qu'à Nilli Harnik, examinatrice, d'avoir accepté d'évaluer cette thèse et pour leur participation au jury de soutenance. Je remercie tout particulièrement Pablo Zurita-Gotor pour avoir accepté de participer à mon comité de thèse.

Je remercie aussi le personnel du LMD-ENS pour tous ces moments inoubliables, et en particulier Guillaume Lapeyre pour sa disponibilité et sa connaissance du modèle, Fabio D'Andrea pour ses encouragements et sa participation à mon comité de thèse, Bernard Legras pour son aide lors de la recherche d'un post-doc et les autres thésards et stagiaires du laboratoire, dont Florentin Damien qui a partagé mon bureau pendant 2 ans.

Je remercie enfin mes amis et ma famille pour leur soutien et leur compréhension.

## Résumé

Cette étude a pour objectif d'analyser le rôle joué par les ondes de Rossby dans la variabilité des courants-jets troposphériques des moyennes latitudes à l'aide d'un modèle numérique idéalisé. Elle s'intéresse en particulier aux mécanismes dynamiques responsables de la persistance des principaux modes de variabilité, à savoir le mode de déplacement méridien (Modes Annulaires, Oscillation Nord Atlantique) et de pulsation d'amplitude (lié à la téléconnection Pacifique Nord Américaine). Le mode de déplacement est souvent le principal mode de variabilité des jets du fait de sa persistance plus grande que celle du mode de pulsation.

Cette persistance accrue du mode de déplacement est causée par une rétroaction positive des ondes de Rossby, bien documentée dans de nombreux modèles et observations, qui est bien présente dans ce modèle. Parmi les différentes sortes de mécanismes proposées dans la littérature, cette rétroaction est caractérisée comme étant d'origine barocline, c'est à dire causée par une modification de la source d'onde, et non barotrope, c'est à dire liée à un changement de propagation des ondes. De plus, deux nouveaux types de rétroactions ont été mis en évidence à une échelle de temps plus courte que cette rétroaction classique. Ce sont toutes deux des rétroactions qui diminuent la persistance, mais dont le mécanisme dépend de la nature des ondes impliquées. Les ondes planétaires, caractérisées par un faible nombre d'onde zonal, tendent à se réfléchir sur les flancs du jet, ce qui produit une rétroaction négative pour les deux modes de variabilité. A contrario, les ondes synoptiques de plus grand nombre d'onde n'influent que sur la persistance du mode de pulsation, creusant ainsi l'écart de persistance avec le mode de déplacement. Ces différents mécanismes, identifiés grâce au modèle idéalisé, sont aussi retrouvés et ainsi validés dans le contexte plus réaliste des données de réanalyse, plus particulièrement dans l'hémisphère Sud en été dont les caractéristiques de variabilité du courant-jet sont les plus proches de celles du modèle.

Enfin, une réflexion sur les conséquences du changement climatique est proposée via l'étude de sensibilité menée sur certains paramètres clés du modèle. La variation du gradient méridien de température, résultat robuste observé dans de nombreux scénarios, est identifiée comme un paramètre affectant nettement la persistance du mode de déplacement, conduisant à un mode plus persistant dans le futur. La position moyenne du jet présente aussi un effet sur cette persistance, conduisant à un mode de déplacement moins persistant pour des jets plus proche du pôle. Ce résultat en accord avec la littérature même si son interprétation est différente. L'effet d'une variation de la friction dans les basses couches de l'atmosphère est aussi étudiée, car ce paramètre plutôt difficile à évaluer présente une disparité suivant les modèles, et influence nettement l'intensité de la rétroaction positive des ondes.

Cette thèse a donc permis de mettre en évidence deux nouveaux mécanismes de rétroaction des ondes sur les courants-jets et développé des diagnostics théoriques qui pourront être plus amplement testés et appliqués dans d'autres contextes, particulièrement des réanalyses et des simulations de climat réalistes.

# Abstract

This study investigate the impact of Rossby waves on the tropospheric midlatitude eddy-driven jets using an idealized numerical model. It focuses on the dynamical mechanisms driving the persistence of the main modes of variability, namely a shifting mode (Annular Modes, North Atlantic Oscillation) and a pulsing mode (related to the Pacific North American teleconnection pattern). The shifting mode is often found to be the leading mode of variability due to an enhanced persistence compared to the pulsing one.

This increase persistence is caused by a positive feedbacks of Rossby waves, well established in many models and observations, which is present in the idealized model. Among the different kind of mechanisms proposed in the literature, this feedback is caused by a baroclinic mechanism, i.e. based on changes in the wave source, and not by a barotropic one, i.e. caused by a change in wave propagation. Moreover, two new kinds of feedback have been found for a shorter timescale than the more classical feedback. They both tend to reduce persistence, but their underlying dynamical mechanism depends on wave properties. The planetary wave, i.e. with small zonal wavenumber, do reflect on both flanks of the jet, leading to a negative feedback on both the shifting and pulsing modes. However, the synoptic waves, i.e. with a larger zonal wavenumber, only impact the pulsing mode, increasing the discrepancy in persistence between the two modes. These new mechanisms, identified using the idealized model, have been also found in the more realistic set up of reanalysis by studying Southern hemisphere eddy-driven jet summer variability which resemble the most the simulated variability of the model.

Finally, the impact of climate change is assessed using the sensitivity analysis of the model to key parameters. Changes in meridional gradient of temperature, which are a robust feature of many climate change simulations, is found to clearly impact the persistence of the shifting mode, leading to longer lasting phases of such modes in the future. Jet position is also found to have an effect on shifting mode persistence, which leads to less persistent shifting mode for poleward shifted jets. This result is consistent with other studies but a different explanation is given. The impact of friction is also investigated, because it is a parameter difficult to tune in numerical models, and is found to change the strength of the positive eddy feedback.

In conclusion, two new feedback mechanisms acting on eddy-driven jets variability have been found and theoretical diagnostics have been developed and could be used to probe more realistic set up such as future climate simulations and reanalysis.



# Table des matières

<b>Remerciement</b>	<b>iv</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Ondes de Rossby et variabilité des courants-jets</b>	<b>7</b>
1.1 Ondes de Rossby	7
1.1.1 Modèle heuristique des ondes de Rossby	7
1.1.2 L'instabilité barocline	10
1.1.3 Cycle de vie	14
1.1.4 Interaction entre onde de Rossby et jet zonal	17
1.2 Variabilité des courants-jets	21
1.2.1 Méthodes d'étude de la variabilité	21
1.2.1.1 Téléconnexions	21
1.2.1.2 Modes annulaires	21
1.2.1.3 Téléconnexions de l'hémisphère Nord	22
1.2.1.4 Régimes de temps	24
1.2.2 Modes de variabilités des courants-jets	25
1.2.3 Persistance et rétroaction	27
<b>2 Ondes planétaires et synoptiques</b>	<b>30</b>
2.1 Article : A Short-Term Negative Eddy Feedback on Midlatitude Jet Variability due to Planetary Wave Reflection	30
Principaux résultats	30
2.1.1 Introduction	32
2.1.2 Methodology	34
2.1.2.1 Model	34
Normal mode approach	35
Long-term run	35
2.1.2.2 Refractive index	36
2.1.3 Normal-mode study	36
2.1.4 Long-term simulation	41
2.1.4.1 Model climatology	41
2.1.4.2 Snapshots	42
2.1.4.3 Composites	46
2.1.5 Conclusion	49
2.2 Séparation planétaire/synoptique	52
2.2.1 Détection des réflexions	52

2.2.2	Comptage des réflexions . . . . .	54
2.2.3	Réflexions et dépôt de quantité de mouvement . . . . .	56
2.3	Conclusion . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Rétroactions dans la simulation de contrôle</b>	<b>60</b>
3.1	Article : Positive and Negative Eddy Feedbacks Acting on Midlatitude Jet Variability in a Three-Level Quasigeostrophic Model . . . . .	60
	Principaux résultats . . . . .	60
3.1.1	Introduction . . . . .	63
3.1.2	Model . . . . .	65
3.1.3	Jet Variability . . . . .	66
3.1.4	Short-term feedback . . . . .	69
	3.1.4.1 Planetary and synoptic components . . . . .	69
	3.1.4.2 Planetary feedback . . . . .	71
	3.1.4.3 Synoptic feedback . . . . .	73
3.1.5	Long-term feedback . . . . .	77
3.1.6	Conclusion . . . . .	80
3.2	Comparaison avec les données ERA-Interim . . . . .	82
3.2.1	Variabilité du "eddy-driven" jet . . . . .	82
3.2.2	Décomposition planétaire/synoptique . . . . .	84
3.2.3	Rétroactions à court terme . . . . .	86
	3.2.3.1 Rétroaction planétaire . . . . .	86
	3.2.3.2 Rétroaction synoptique . . . . .	87
3.2.4	Rétroaction à long terme . . . . .	90
3.2.5	Conclusion . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Variabilité et changement climatique</b>	<b>95</b>
4.1	Extension des diagnostics pour l'étude d'une série de simulations . . . . .	96
	4.1.1 Nature des EOF . . . . .	96
	4.1.2 Séparation planétaire/synoptique . . . . .	98
4.2	Sensibilité à la latitude du forçage . . . . .	102
4.3	Article : Effect of upper- and lower-level baroclinicity on the persistence of the leading mode of midlatitude jet variability . . . . .	106
	Principaux résultats . . . . .	106
4.3.1	Introduction . . . . .	108
4.3.2	Model and diagnostics . . . . .	109
	4.3.2.1 Numerical model . . . . .	109
	4.3.2.2 Simulations . . . . .	110
4.3.3	Persistence of the leading mode and eddy feedbacks . . . . .	111
4.3.4	Dynamical interpretation . . . . .	114
4.3.5	Additional sensitivity experiments . . . . .	117
	4.3.5.1 Baroclinicity intensity versus latitude . . . . .	117
	4.3.5.2 Sensitivity to relaxation timescales . . . . .	118
4.3.6	Conclusion . . . . .	118
4.4	Sensibilité au temps caractéristique de friction . . . . .	121
4.5	Conclusion . . . . .	125
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>127</b>

5.1	Résultats . . . . .	127
5.1.1	Mécanismes dynamiques influençant la variabilité . . . . .	128
5.1.2	Variabilité et changement climatique . . . . .	129
5.2	Perspectives ... . . . .	130
5.2.1	... d'un point de vue théorique . . . . .	130
5.2.2	... d'un point de vue général . . . . .	131
<b>A</b>	<b>Estimation de la rétroaction dans le modèle idéalisé</b>	<b>133</b>
A.1	Présentation du modèle quasi-géostrophique à trois niveaux . . . . .	133
A.1.1	Description du modèle . . . . .	133
A.1.2	Équation d'évolution du vent zonal . . . . .	136
A.2	Étude de la variabilité . . . . .	138
A.2.1	Analyse en EOF . . . . .	138
A.2.2	Diagnostic de rétroaction . . . . .	140
<b>B</b>	<b>Indice de réfraction dans le modèle idéalisé</b>	<b>145</b>
B.1	Dérivation pour une atmosphère continuellement stratifiée . . . . .	145
B.2	Dérivation pour le modèle à trois niveaux . . . . .	146
<b>C</b>	<b>Bilan énergétique dans le modèle idéalisé</b>	<b>149</b>
C.1	Équation d'évolution de l'énergie cinétique des perturbations . . . . .	150
C.1.1	Cas d'une géométrie plane . . . . .	150
C.1.2	Corrections dues à la géométrie sphérique . . . . .	152
C.2	Équation d'évolution de l'énergie potentielle des perturbations . . . . .	153
C.3	Bilan énergétique global . . . . .	154
	<b>Liste des Abréviations</b>	<b>157</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>167</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>168</b>

# Introduction

Les moyennes latitudes, qui correspondent à la cellule de Ferrel, sont définies comme la bande de latitude s'étendant entre la limite de la cellule de Hadley, située en moyenne vers  $30^\circ$  de latitude, et le début de la cellule polaire, vers  $60^\circ$ . La troposphère des moyennes latitudes, présentant une forte variabilité climatique, est globalement balayée en altitude par des vents d'Ouest qui s'organisent en deux courants-jets principaux : le courant subtropical et le "eddy-driven jet".

Le jet subtropical, situé au bord de la cellule de Hadley, est lié à cette circulation atmosphérique de grande échelle de la région des Tropiques. La figure 1 donne une représentation schématique de cette circulation :

- (1) L'intensité du rayonnement solaire plus important en moyenne au niveau de l'équateur induit un chauffage des basses couches de l'atmosphère dans cette région. Les masses d'air, plus chaudes et chargées en humidité (surtout au dessus des océans), vont alors monter en altitude et l'eau se condenser, donnant lieu à une région de convection intense appelée Zone Inter-Tropicale de Convergence (ITCZ en anglais).
- (4) Une fois la tropopause atteinte, les masses d'air sont bloquées dans leur progression verticale. Poussée par le flux constant venant du sol et contrainte par la relative symétrie zonale, elles se déplacent alors vers le Nord ou vers le Sud, formant les branches hautes des deux cellules de Hadley, clairement visible de part et d'autre de l'équateur sur la figure 2 vers 200 hPa.
- (2) Arrivées au niveau des Tropiques du Cancer et du Capricorne, les masses d'air, asséchées et refroidies, redescendent. Ce phénomène est visible par les "ceintures des déserts" qui correspondent aux deux bandes sur le globe où se trouvent les déserts chauds et secs comme le Sahara ou l'Australie et qui coïncident assez bien avec les deux Tropiques.
- (3) Enfin, pour fermer le cycle, les masses d'air retournent à l'équateur pour compenser la divergence de masse induite par le flux montant. Ce phénomène est connu sous le nom de convergence des alizés et explique pourquoi les régions tropicales sont sans cesse balayées par un vent convergent vers l'équateur, la déviation vers l'Est étant causée par la force de Coriolis. Cette convergence est visible sur la figure 2 où le sens du vent méridien proche du sol est inversé par rapport à celui d'altitude.

Le jet subtropical, comme le montre la figure 2, se forme à l'extrémité de la branche haute de la cellule. En effet, du fait de la conservation du moment angulaire, une parcelle d'air qui s'écarte de l'équateur gagne en vitesse zonale car elle se rapproche de l'axe de la Terre. Un calcul simple, sans perte par friction, permet d'estimer une vitesse du jet subtropical de l'ordre de :

$$u \simeq a\Omega(1 - \cos(\varphi))$$

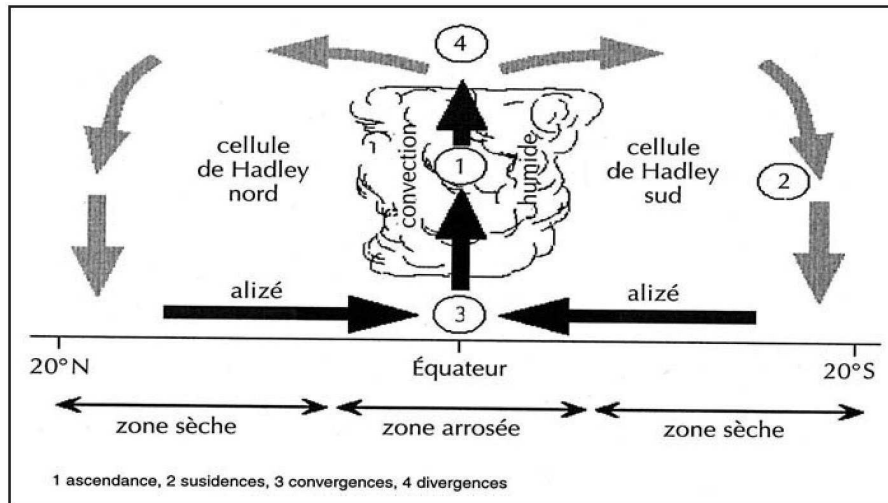


FIGURE 1 – Représentation schématique de la cellule de Hadley (tirée de Beltrando (2011), figure 2.6)

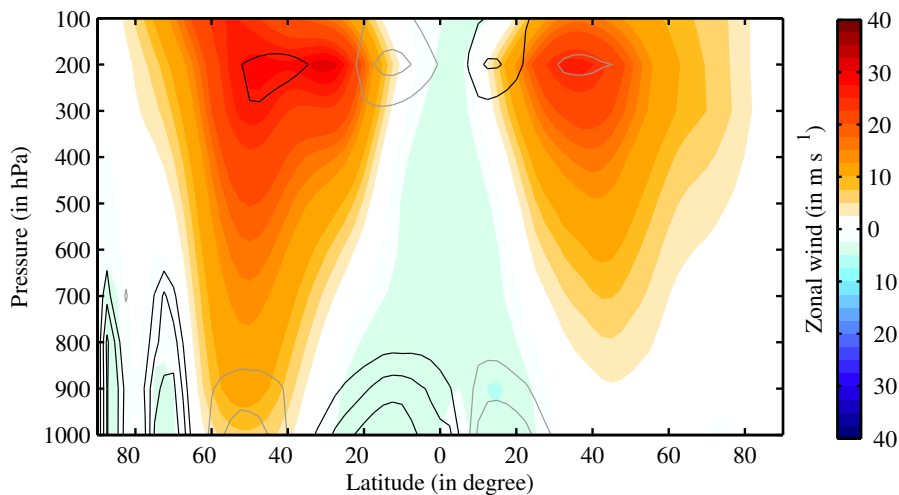


FIGURE 2 – Moyenne climatologique annuelle entre 1979 et 2016 du vent zonal (en couleur) et méridien (en contours noirs pour les valeurs positives et gris pour les valeurs négatives, intervalle de  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ ) moyenné zonalement dans la réanalyse ERA-Interim en fonction de la latitude et de la pression.

où  $a$  est le rayon de la Terre,  $\Omega$  sa vitesse angulaire et  $\varphi$  la latitude. On obtient ainsi une vitesse de  $62 \text{ m s}^{-1}$  à la latitude  $\varphi = 30^\circ$ , ce qui n'est pas très éloigné de la valeur moyenne de  $40 \text{ m s}^{-1}$  obtenue sur la figure 2 qui représente la moyenne climatologique annuelle du vent zonal et méridien. On peut voir de plus sur cette figure que la structure de ce jet subtropical est très barocline, avec un vent de surface quasi nul.

On devine sur la figure 2 la présence d'un second courant d'ouest d'altitude, plus barotrope que le jet subtropical et de moindre amplitude, situé entre  $30^\circ$  et  $60^\circ$  de latitude. Son signal est particulièrement visible dans l'hémisphère Sud où l'on distingue la présence d'un jet plus barotrope que le jet subtropical et centré autour de  $50^\circ\text{S}$ , avec des valeurs de l'ordre de  $7.5 \text{ m s}^{-1}$  au niveau du sol et de  $30 \text{ m s}^{-1}$  vers 200 hPa. Ce jet possède en fait une structure zonale assez différente suivant l'hémisphère considéré, comme le montre la figure 3 où est

représentée la moyenne climatologique du vent zonal à 850hPa. Dans l'hémisphère Sud, il possède une structure très homogène zonalement, du fait du peu de topographie liée aux continents et de la forme plutôt circulaire de l'Antarctique. En revanche, dans l'hémisphère Nord, on distingue deux jets qui semblent bien séparés, chacun situé au dessus d'un bassin océanique : le jet Atlantique et le jet Pacifique. Cette séparation est principalement due à la présence d'un forçage stationnaire causé entre autres par d'importantes chaînes de montagnes, comme les Rocheuses à l'Ouest des États-Unis ou l'Himalaya au Nord de la péninsule indienne, qui se dessinent très nettement sur la figure 3.

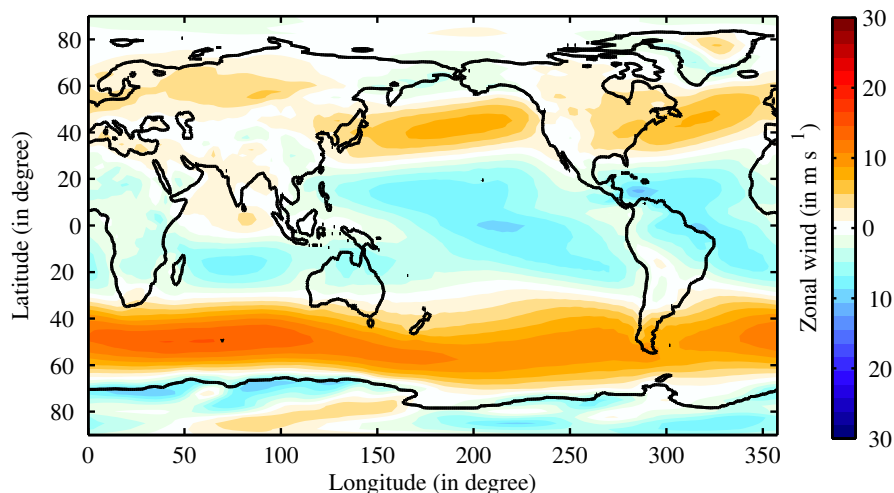


FIGURE 3 – Moyenne climatologique annuelle entre 1979 et 2016 du vent zonal à 850hPa dans la réanalyse ERA-Interim en fonction de la longitude et de la latitude. Le contour des côtes est indiqué en gras.

Ce second type de courant-jet vérifie l'équilibre géostrophique entre le gradient méridien de température présent aux moyennes latitudes et le cisaillement vertical de vent zonal. Il est d'une grande importance dans la climatologie des moyennes latitudes car il est intrinsèquement lié aux tempêtes et dépressions atmosphériques, comme le montre la figure 4 qui indique la fréquence et l'intensité des tempêtes dans la réanalyse NCEP (Kalnay et al., 1996; Kistler et al., 2001). On peut voir sur cette figure que la plupart des tempêtes ont en effet lieu à proximité de ces différents jets, ou plus précisément sur leur flancs polaires. Ce phénomène est connu sous le nom de rail des dépressions, ou "storm track" en anglais, et est responsable du transport des perturbations au dessus des océans. Ainsi, ces courants-jets jouent un rôle crucial dans la distribution des précipitations dans des régions comme l'Europe ou la côte Ouest des États-Unis.

Ce lien étroit entre cyclones extratropicaux et courant-jet vient de l'origine dynamique de ce dernier qui est tout autre que celle du jet subtropical. En effet, il est fortement influencé par la propagation méridienne d'ondes atmosphériques appelées ondes de Rossby (voir section 1.1), elles même intrinsèquement liées aux dépressions que sont les cyclones extratropicaux, aussi appelées "eddies" en anglais. Ainsi, ce type de courant-jet est-il appelé "eddy-driven jet" dans la littérature. C'est d'ailleurs l'interaction entre le jet et ces perturbations qui est responsable d'une grande partie de la variabilité interne de ce courant atmosphérique. Cette interaction est assez complexe du fait de la grande diversité des échelles spatiales et temporelles des phénomènes qui l'influence.

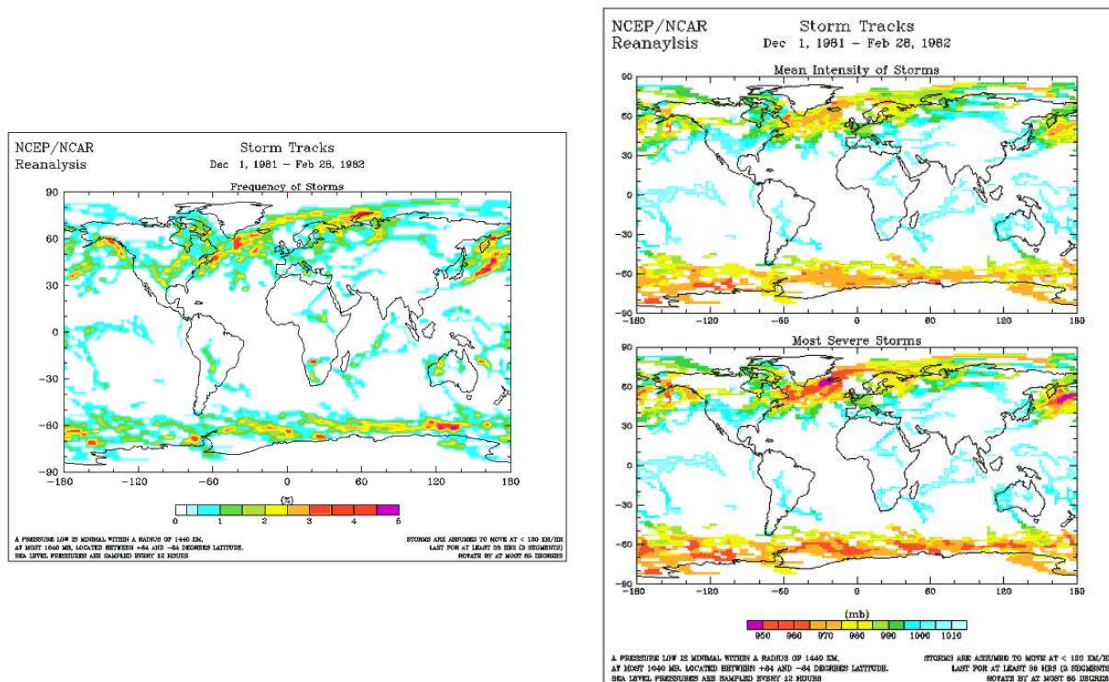


FIGURE 4 – (à gauche) fréquence, (en haut à droite) intensité moyenne et (en bas à droite) intensité maximale des cyclones extratropicaux obtenues à partir de l'"Atlas of Extra-Tropical Cyclones 1961-1998" basé sur la réanalyse NCEP/NCAR. Source : [www.giss.nasa.gov/research/news/20030210/](http://www.giss.nasa.gov/research/news/20030210/)

La présente étude se focalisera sur une analyse de la variabilité des courants-jets grâce à la méthode des EOF (voir section 1.2). Son but est de rechercher des mécanismes dynamiques permettant de rendre compte de la prédominance de certains modes de variabilité caractérisés par un déplacement méridien du jet et particulièrement persistants. La détermination de tels mécanismes est en effet cruciale dans ce contexte de changement climatique, car ils permettent de faire des prédictions concernant le comportement des courants-jets, phénomène dynamique clé du climat des moyennes latitudes, dans les années futures.

Or, beaucoup de paramètres ont un effet sur la variabilité des courants-jets. De nombreuses études ont en effet montré que la position du jet (Barnes et al., 2010; Kidston and Gerber, 2010; Arakelian and Codron, 2012), la friction de surface (Chen and Plumb, 2009), les asymétries zonales (Gerber and Vallis, 2007), les courants océaniques, et en particulier les fronts de température de surface (SST) (Kushnir et al., 2002; Nakamura et al., 2004; Lu et al., 2010; Michel and Rivière, 2014), le jet subtropical (Eichelberger and Hartmann, 2007; Lachmy and Harnik, 2014, 2016) et même la stratosphère (Kushner and Polvani, 2004, 2006) peuvent influencer cette variabilité. Face à ce constat, deux approches peuvent être envisagées. La première consiste à considérer le problème dans toute sa complexité, à l'aide d'observations ou d'un General Circulation Model (GCM), et de le sonder, bien souvent par le biais de corrélations statistiques. L'autre voie consiste à modéliser une évolution temporelle de l'atmosphère avec un cadre idéalisé, afin de décrire des mécanismes physiques pouvant expliquer les phénomènes observés. Ces deux approches sont très complémentaires et leur interaction est à la base de nombreuses recherches dans les domaines du climat et la science en général.

C'est principalement la seconde approche qui sera envisagée au cours de cette étude où nous allons chercher à caractériser des mécanismes influençant la variabilité des courants-jets à l'aide d'un modèle numérique idéalisé. Ce modèle, inspiré des travaux de [Marshall and Molteni \(1993\)](#), a déjà été utilisé avec succès pour étudier la variabilité aux moyennes latitudes ([D'Andrea and Vautard, 2001](#); [Rivière, 2009](#); [Drouard et al., 2013](#)). Nous présenterons d'abord dans le chapitre 1 quelques éléments de dynamique des ondes de Rossby et de variabilité du jet. Puis nous mettrons en évidence au chapitre 2 que les ondes de Rossby de grande longueur d'onde interagissent de façon particulière avec le jet qui agit comme un guide d'onde. Ensuite, l'étude d'une simulation de contrôle au chapitre 3 nous permettra de décrire et d'étudier de nouveaux mécanismes influençant la persistance des principaux modes de variabilité du jet, mécanismes que nous chercherons à valider grâce aux réanalyses. Enfin, afin de s'intéresser aux conséquences du changement climatique sur la variabilité des courants-jets, nous ferons au chapitre 4 une étude de sensibilité du modèle afin d'étudier l'effet de certains paramètres que sont la position, la baroclinie du jet et la friction de surface avant de conclure et de présenter quelques perspectives au chapitre 5.





## Chapitre 1

# Ondes de Rossby et variabilité des courants-jets

Dans ce chapitre, nous allons présenter quelques éléments afin de contextualiser ce travail de thèse. Premièrement, nous décrivons la dynamique des ondes de Rossby, principales ondes atmosphériques des moyennes latitudes et responsables d'une grande partie de la variabilité du "eddy-driven jet". Deuxièmement, nous présenterons les différentes méthodes d'analyse de la variabilité de ce jet, et en particulier les résultats de l'approche des Fonctions Orthogonales Empiriques (EOF).

## 1.1 Ondes de Rossby

Les ondes de Rossby, décrites par Rossby pour la première fois en 1939 avant d'être généralisées par Haurwitz en 1940, sont des ondes atmosphériques caractéristiques des moyennes latitudes. Elles se développent à cause de la variation du facteur de Coriolis  $f = 2\Omega \sin(\varphi)$  (où  $\Omega = 2\pi/89400 = 7.27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  est la vitesse angulaire de la Terre) en fonction de la latitude  $\varphi$ . Nous présenterons dans une première partie la théorie de ces ondes dans un cadre simple, puis nous présenterons l'instabilité barocline, principale source d'ondes aux moyennes latitudes. Ensuite, nous décrivons le cycle de vie de ces ondes d'un point de vue énergétique. Enfin, nous ferons le lien entre ondes de Rossby et courants-jets en montrant comment leur propagation induit une accélération locale du vent zonal.

### 1.1.1 Modèle heuristique des ondes de Rossby

Les ondes de Rossby sont des ondes atmosphériques liées à la conservation de la vorticité absolue  $\zeta + f$ , somme de  $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$  la vorticité relative et de  $f$  la vorticité planétaire (ou facteur de Coriolis), ou plus généralement de la vorticité potentielle  $q$ , dans un milieu présentant un gradient de vorticité. Dans l'atmosphère, ce gradient est causé par la géométrie sphérique qui fait que le facteur de Coriolis dépend de la latitude. La figure 1.1 présente un schéma simple mettant en évidence les principales caractéristiques de ces ondes. Elle représente une onde de Rossby se développant dans l'hémisphère Nord le long d'un cercle de latitude constante  $\varphi_0$  à partir de la perturbation initiale d'une parcelle d'air :

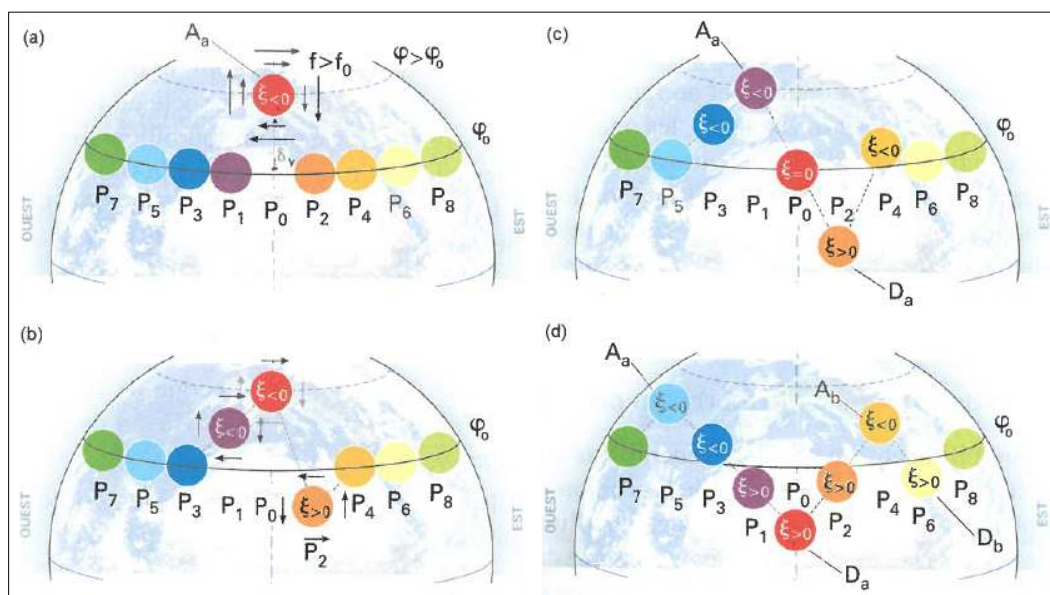


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de formation et de propagation des ondes de Rossby (tiré de Malardel (2005), figure 1.4).

- Une perturbation initiale provoque le déplacement méridien d'une parcelle d'air  $P_0$  par exemple ici vers le pôle. Par conservation de la vorticité absolue, cette parcelle va avoir une vorticité relative qui diminue et va donc donner un anticyclone.
- La circulation d'air autour de cet anticyclone va influencer les parcelles d'air environnantes. À l'ouest, la parcelle  $P_1$  va être entraînée vers le pôle et donner lieu à un nouvel anticyclone qui à son tour va entraîner la parcelle  $P_3$ . À l'inverse, à l'est, la parcelle  $P_2$  va être poussée vers l'équateur, donnant naissance à une dépression qui en retour va pousser la parcelle  $P_4$  vers le pôle.
- La circulation autour de  $P_1$  et  $P_2$  va entraîner la parcelle initiale  $P_0$  vers l'équateur. De plus, la perturbation continue alors à s'étendre aussi bien vers l'est où l'anticyclone  $P_4$  va pousser la parcelle  $P_6$  vers l'équateur que vers l'ouest où l'anticyclone  $P_3$  va entraîner la parcelle  $P_5$  vers le pôle.
- Le développement de l'onde de Rossby se transforme alors en une succession d'anticyclones au dessus du cercle de latitude initial et de cyclones en dessous de ce cercle.

Ce schéma met en évidence plusieurs aspects importants des ondes de Rossby. D'une part, on voit que les perturbations se propagent vers l'est mais que l'énergie se propage vers l'ouest. Ceci est à mettre en lien avec le fait que les ondes de Rossby ont une vitesse de phase négative (donc orientée vers l'est) mais une vitesse de groupe positive (orientée vers l'ouest). De plus, ce schéma illustre assez clairement le lien intrinsèque entre les ondes de Rossby et les cyclones et anticyclones extratropicaux. En effet, on constate que la présence d'un cyclone (ou d'un anticyclone) isolé peut générer une onde de Rossby. De même, on peut voir les ondes de Rossby comme une organisation spatiale des cyclones et anticyclones dont l'interaction les fait se propager de concert. C'est cette relation entre cyclones/anticyclones et onde de Rossby qui explique le lien étroit entre le rail des dépressions et le "eddy-driven jet" évoqué dans l'introduction.

Une description plus formelle des ondes de Rossby s'obtient en considérant l'équation de conservation de la vorticité absolue  $\zeta + f$ . Prenons l'exemple d'un modèle barotrope avec une variation de  $f$  selon la direction  $y$ , encore appelé plan  $\beta$ . Cette équation prend alors la forme suivante (équation (4.23) de [Holton \(2004\)](#)) :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \left( \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \beta \right) = 0 \quad (1.1)$$

où  $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ .

On peut linéariser cette équation autour d'un état stationnaire correspondant à un jet zonal  $\bar{u}(y)$  :

$$u = \bar{u} + u', v = 0 + v' \text{ et } \zeta = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u} + u'}{\partial y} = -\frac{d\bar{u}}{dy} + \zeta'.$$

De plus, l'approximation quasi-géostrophique nous permet d'écrire  $u$  et  $v$  sous la forme de dérivées spatiales d'une fonction de courant  $\psi$  telle que :

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, v = \frac{\partial \psi}{\partial x} \text{ et } \zeta' = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \Delta \psi.$$

On peut alors exprimer l'équation (1.1) en terme d'anomalie de cette fonction de courant  $\psi'$  :

$$\frac{\partial \Delta \psi'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \Delta \psi'}{\partial x} + \left( \beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} \right) \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (1.2)$$

L'équation de dispersion pour une onde plane  $\psi'(x, y, t) = \Re[\Psi \exp(i(kx + ly - \omega t))]$  obtenue à partir de l'équation (1.2) est alors la suivante :

$$\omega = \bar{u}k - \left( \beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} \right) \frac{k}{k^2 + l^2} \quad (1.3)$$

où encore, en terme de vitesse de phase  $c_\varphi^k = \omega/k$  :

$$c_\varphi^k - \bar{u} = -\frac{\beta - d^2 \bar{u}/dy^2}{k^2 + l^2} \quad (1.4)$$

Ainsi, comme le laissait supposer le modèle heuristique précédent, si on considère un jet zonal en cloche, la vitesse de phase propre d'une onde de Rossby est toujours négative au cœur du jet car  $d^2 \bar{u}/dy^2$  est négatif du fait de la forme du jet et  $\beta$  est toujours positif sur la Terre. Cependant, dans le référentiel terrestre, cette vitesse peut être positive du fait du terme d'entraînement par le vent moyen  $\bar{u}$  positif aux moyennes latitudes.

Mais l'atmosphère réelle n'est pas barotrope et la vorticité absolue n'est pas une quantité véritablement conservée. Cependant, dans le cadre de l'approximation quasi-géostrophique, on montre qu'une quantité équivalente appelée vorticité potentielle est elle bien conservée. Cette quantité diffère de la vorticité absolue car elle prend en compte l'effet de l'étirement ou de la compression des colonnes d'air, causé par exemple par la topographie, qui modifie la vorticité relative du fait de l'incompressibilité du fluide. En effet, une colonne d'air étirée verra ses parcelles se rapprocher de son axe de rotation, et va donc voir sa vorticité

relative augmenter par conservation du moment angulaire (de la même façon qu'un patineur se met à tourner plus vite sur lui-même quand il replie les bras), comme le montre la figure 1.2. Mais par construction, sa vorticité potentielle restera constante, la variation de vorticité relative étant compensée par l'étirement.

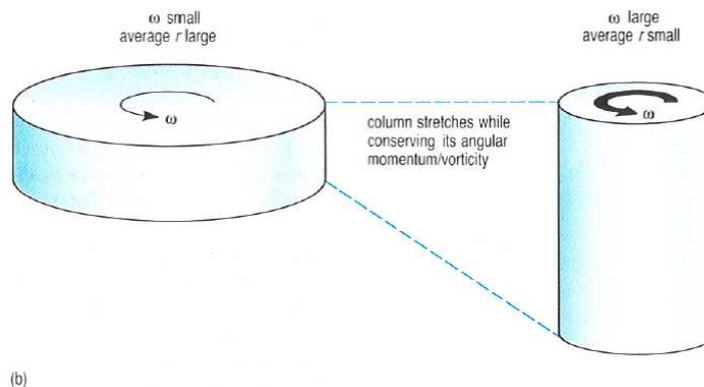


FIGURE 1.2 – Schéma de principe de l'évolution de la vorticité relative en cas d'étirement ou de compression d'une colonne d'air.

Dans ce cas, ce n'est plus simplement le gradient de vorticité planétaire qu'il faut prendre en compte pour déterminer le signe de la vitesse de phase mais le gradient de vorticité potentielle. Si en altitude, ce gradient est bien positif, conduisant à des ondes se propageant vers l'Est comme précédemment, il est généralement négatif près du sol, conduisant à des ondes de Rossby se propageant vers l'Ouest. C'est cette particularité qui permet aux ondes de Rossby de croître en amplitude grâce au phénomène d'instabilité barocline.

### 1.1.2 L'instabilité barocline

L'équation de la partie précédente ne donne qu'une vision simplifiée de la dynamique des ondes de Rossby. En particulier, elle ne permet pas de comprendre comment ces ondes peuvent croître en amplitude, passant en quelques jours d'une faible perturbation initiale aux ondes de grandes échelles visibles sur les observations. Pour comprendre cette croissance, il faut s'intéresser au phénomène d'instabilité, et en particulier à l'instabilité barocline.

L'instabilité barocline est la principale instabilité dynamique génératrice d'ondes aux moyennes latitudes. En effet, cette instabilité nécessite un gradient vertical de vent zonal, ou de façon équivalente un gradient méridien de température (du fait de la relation du vent thermique). Or, comme le montre la figure 1.3, les moyennes latitudes vérifient ce critère puisqu'elles sont la zone de la troposphère où se fait la transition entre les températures plutôt élevées des Tropiques et les températures bien plus froides des pôles, comme le montrent les pentes très prononcées des isentropes au-delà de 30° de latitude.

Plusieurs modèles conceptuels ont été proposés pour décrire cette instabilité, et en particulier la croissance des perturbations baroclines (Charney, 1947; Eady, 1949). Physiquement, l'instabilité barocline peut s'interpréter comme un phénomène d'amplification mutuelle de deux ondes de Rossby se propageant à des niveaux verticaux différents, d'où son nom.

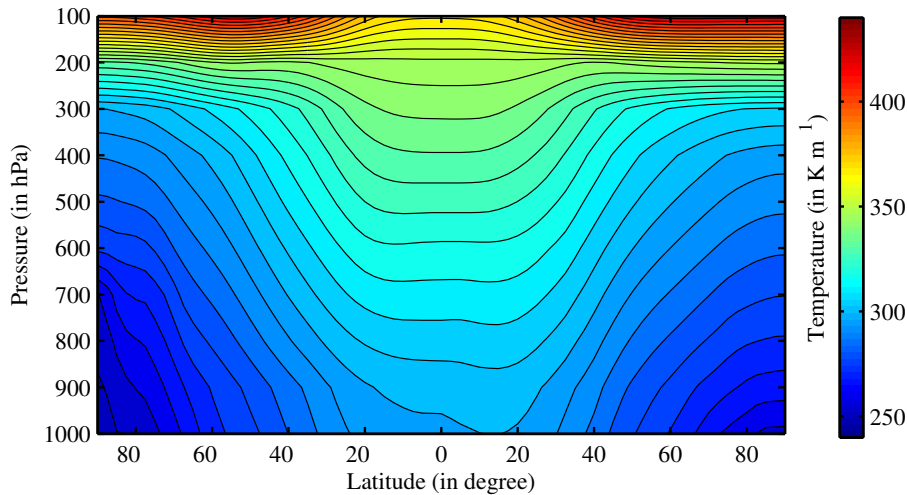


FIGURE 1.3 – Moyenne climatologique annuelle entre 1979 et 2016 de température potentielle dans la réanalyse ERA-Interim en fonction de la latitude et de la pression.

Pour comprendre cette instabilité, il faut envisager la circulation secondaire, aussi appelée agéostrophique, induite par une anomalie de vorticité.

Prenons l'exemple d'une anomalie cyclonique au niveau du sol. La figure 1.4 montre l'exemple d'une telle perturbation cyclonique axisymétrique dans un jet zonal cisailé verticalement. Les panneaux a et c montrent respectivement les perturbations initiales de température et de vorticité. Au niveau du sol, une perturbation cyclonique est associée à une anomalie chaude car une telle perturbation tend à écarter les isobares, ce qui correspond à un réchauffement local du fait de la relation hydrostatique. Cette perturbation va être advectionnée par le champ de vent  $U$ , mais du fait du cisaillement, la base de la perturbation se déplacera moins vite que son sommet. Afin de compenser cette inclinaison de la perturbation, une circulation secondaire va se mettre en place, comme le montre la figure 1.4e. La réponse de cette circulation peut se comprendre grâce à l'équation complète d'évolution du vorticité absolue :

$$\frac{D\zeta + f}{Dt} = -(\zeta + f)\text{div}(\vec{u}) = +(\zeta + f)\frac{\partial w}{\partial z} \quad (1.5)$$

où  $w$  correspond à la composante verticale (agéostrophique) du vent. D'après cette équation, la vorticité absolue augmente dans les régions où  $w$  croît avec l'altitude et diminue quand il décroît. Ainsi, à l'avant de la perturbation, une ascendance agéostrophique va se créer afin de réduire l'anomalie de vorticité en altitude, alors qu'une subsidence apparaît à l'arrière de celle-ci pour réduire l'anomalie au sol. De même, on montre que la composante horizontale agéostrophique  $u_{ag}$  tend à compenser le cisaillement causé par le vent géostrophique en étant négative en altitude mais positive proche du sol.

La circulation secondaire tend donc à rétablir l'équilibre géostrophique et hydrostatique que la déformation causée par le cisaillement du vent géostrophique brisait. C'est pourquoi dans le cas d'une perturbation cyclonique d'altitude (figure 1.5), on observe la même circulation secondaire au cas précédent.

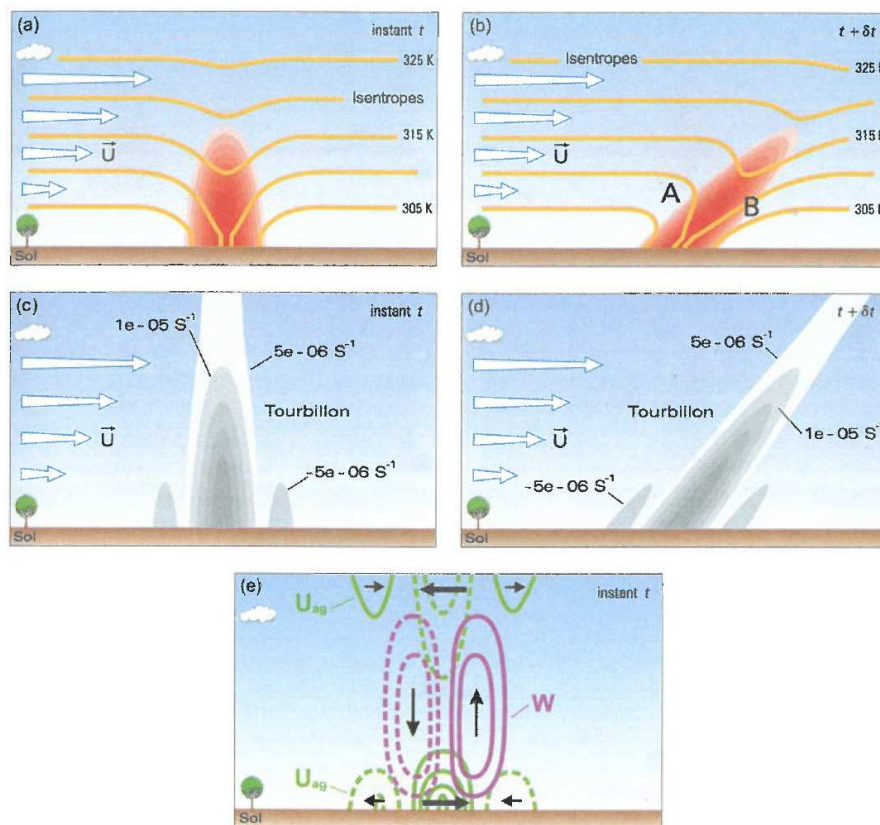


FIGURE 1.4 – Représentation schématique de la circulation secondaire induite par une anomalie cyclonique au niveau du sol : (a) perturbation initiale en température, (b) son évolution sans circulation secondaire, (c) perturbation initiale de vorticité, (d) son évolution sans circulation secondaire et (e) circulation secondaire induite (tiré de Malardel (2005), figure 14.26).

On peut comprendre l'instabilité barocline comme l'interaction entre les circulations secondaires d'une perturbation d'altitude et d'une perturbation au niveau du sol qui tendent à accroître mutuellement leur anomalies de vorticité relative respectives. Prenons l'exemple de deux anomalies cycloniques comme présentés sur les figures 1.6a et b. On remarque que si on les superpose, l'effet net consistera à accentuer la circulation secondaire totale sans effet sur les perturbations elles-mêmes. Par contre, si on place la perturbation d'altitude un peu en amont (à l'est) par rapport à celle située au sol, la circulation secondaire résultante viendra influencer les anomalies de vorticité. En effet, comme on peut le voir sur la figure 1.6c, le vent vertical n'est plus nul au niveau du maximum de vorticité potentielle. Celui-ci est positif au dessus de la perturbation au sol et négatif en dessous de celle d'altitude, ce qui aura tendance à étirer la colonne d'air au niveau des deux perturbations. Cet étirement tend, comme on la vu, à augmenter la vorticité relative, creusant ainsi l'anomalie cyclonique (positive). Ce mécanisme reste le même dans le cas de deux anticyclones, la circulation secondaire étant opposée au cas cyclonique.

Cependant, pour qu'une telle amplification puisse être efficace, il faut que les deux perturbations restent dans la configuration de la figure 1.6c suffisamment longtemps. En effet, si la perturbation d'altitude se déplace vers l'ouest, la retroaction perd alors en efficacité, devenant même négative à partir du moment où elle dépasse la position de la perturbation

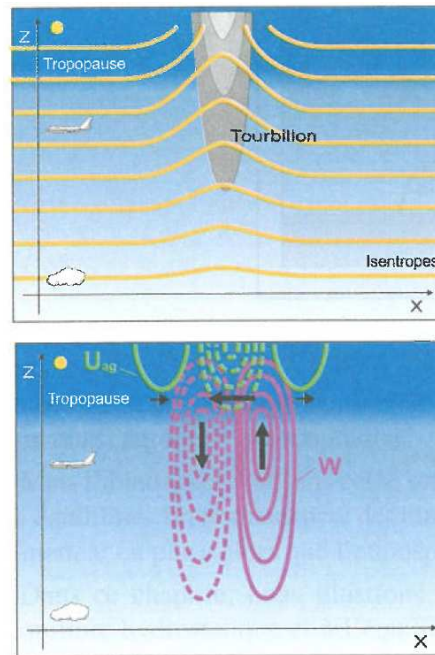


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de la circulation secondaire induite par une anomalie cyclonique au sommet de la troposphère : (a) perturbation initiale en température et vorticité et (b) circulation secondaire induite (tiré de Malardel (2005), figure 14.28).

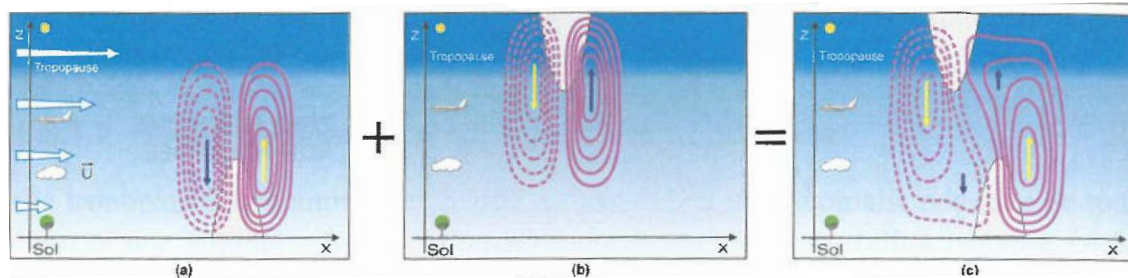


FIGURE 1.6 – Représentation schématique de l'instabilité barocline : (a) circulation verticale due à une perturbation cyclonique au sol, (b) circulation verticale due à une perturbation cyclonique d'altitude et (c) combinaison des deux résultant en une circulation secondaire tendant à accentuer les anomalies de vorticité potentielle (tiré de Malardel (2005), figures 19.12).

au sol. On parle alors de décroissance barocline. Ainsi, pour permettre l'amplification, il faut que les deux perturbations se déplacent à des vitesses de phase suffisamment proches. On parle alors de verrouillage de phase qui se traduit par l'expression :

$$U_{sol} + c_{\varphi,sol} \simeq U_{alt} + c_{\varphi,alt}.$$

Ceci est rendu possible grâce à l'inversion du gradient de vorticité potentielle près du sol. En effet, en altitude,  $U_{alt}$ , qui est assez élevé et positif (vent d'ouest), est compensé par  $c_{\varphi,alt} < 0$  alors qu'au sol, on a  $U_{sol} \simeq 0$  auquel s'ajoute  $c_{\varphi,sol} > 0$ .



### 1.1.3 Cycle de vie

La partie précédente présente la principale source d'ondes de Rossby aux moyennes latitudes, cependant ces ondes ne font pas que croître indéfiniment. D'une part, le verrouillage de phase n'est jamais parfait entre l'onde d'altitude et celle de surface, limitant l'amplification maximale. De plus, au-delà d'une certaine amplitude, des phénomènes non-linéaires comme le déferlement interviennent. Ainsi, les ondes suivent une sorte de cycle de vie, dont la durée est de l'ordre de la semaine.

Une façon simple d'appréhender ce cycle de vie est de le considérer d'un point de vue énergétique. Bien qu'il soit assez simple d'estimer l'énergie cinétique due au mouvement des masses d'air, la question de l'énergie potentielle est plus complexe. En effet, la quantité d'énergie potentielle totale, qu'elle soit interne ou gravitationnelle, contenue par l'atmosphère est colossale, mais toute cette énergie ne peut être convertie en énergie cinétique. **Lorenz (1955)** proposa le concept d'énergie potentielle utilisable en considérant l'écart d'énergie par rapport à une situation de repos où l'atmosphère aurait une stratification stable et horizontale comme le montre la figure 1.7c. Or du fait de l'éclairement solaire plus important en moyenne à l'équateur qu'aux pôles, l'atmosphère ne se trouve pas dans cet état de repos mais présente une stratification où les isentropes sont inclinées comme le montre les figures 1.7b et 1.3. L'énergie potentielle utilisable correspond alors à l'énergie potentielle de flottabilité obtenue en réarrangeant les parcelles d'air afin d'obtenir des isentropes horizontales et par conséquent à annuler le gradient méridien de température.

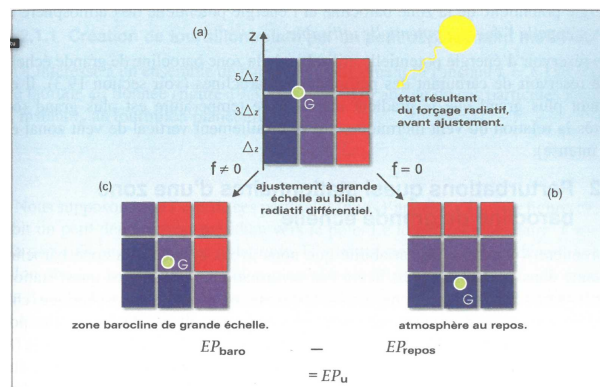


FIGURE 1.7 – Représentation schématique de la source d'énergie potentielle utilisable aux moyennes latitudes : (a) stratification due aux chauffage différentielle entre l'équateur et les pôles, (b) stratification résultant de l'effet de la force de Coriolis aux moyennes latitudes et (c) état de repos de l'atmosphère sans rotation (tiré de **Malardel (2005)**, figure 19.1).

On peut ainsi définir une énergie (massique) cinétique KE et potentielle utilisable PE par les expressions suivantes :

$$\text{KE} = \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \quad \text{PE} = \frac{1}{2} \frac{\theta^2}{\theta_p} \frac{R}{P_0} \left( \frac{P_0}{P} \right)^{1/\gamma} \quad (1.6)$$

où  $R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  est la constante spécifique de l'air sec,  $\bar{\theta}_p$  correspond au gradient moyen de température potentielle en coordonnées isobares, qui caractérise la stabilité statique de l'environnement,  $P_0$  une pression de référence (en général proche de celle au sol) et  $\gamma = C_P/C_V$  au rapport des capacités thermiques à pression et à volume constant de l'air.

Classiquement, ces énergies cinétiques et potentielles sont séparées en énergie de l'état moyen et énergie des perturbations à l'aide d'une décomposition de Reynolds des champs de vent et de température. On peut alors à partir des équations du mouvement et de la thermodynamique en déduire des équations d'évolution des quatre quantités obtenues, que la figure 1.8 représente sous forme d'un schéma :

$$\begin{aligned}
 \text{énergie potentielle de l'état moyen ZPE : } & \frac{\partial \text{ZPE}}{\partial t} = \text{SZ} - \text{CZ} - \text{CA} \\
 \text{énergie cinétique de l'état moyen ZKE : } & \frac{\partial \text{ZKE}}{\partial t} = -\text{DZ} + \text{CZ} + \text{CK} \\
 \text{énergie potentielle des perturbations EPE : } & \frac{\partial \text{EPE}}{\partial t} = \text{SE} - \text{CE} + \text{CA} \\
 \text{énergie cinétique des perturbations EKE : } & \frac{\partial \text{EKE}}{\partial t} = -\text{DE} + \text{CE} - \text{CK}
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

où SZ et SE représentent les termes sources, dus aux différents forçages comme l'ensoleillement, DZ et DE les termes dissipatifs, notamment la friction au niveau du sol, et CZ, CK, CE et CP les termes de conversion entre les différents types d'énergie et qui sont de la forme :

$$\begin{aligned}
 \text{conversion interne d'énergie de l'état moyen : } & \text{CZ} \propto [\omega][\theta] \\
 \text{conversion d'énergie cinétique (conversion barotrope) : } & \text{CK} \propto [u^*v^*] \frac{\partial [u]}{\partial y} \\
 \text{conversion interne d'énergie des perturbations : } & \text{CE} \propto [\omega^*\theta^*] \\
 \text{conversion d'énergie potentielle (conversion barocline) : } & \text{CP} \propto [v^*\theta^*] \frac{\partial [\theta]}{\partial y}
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

où  $[X]$  correspond à la moyenne de la quantité  $X$  et  $X^* = X - [X]$  à son anomalie. Les expressions exactes dérivées dans le cas du modèle idéalisé seront données à l'annexe C.

la figure 1.9 donne un exemple de cycle de vie typique des perturbations baroclines dans un modèle idéalisé aux équations primitives :

- La phase de croissance de la perturbation se caractérise par une conversion d'énergie potentielle de l'état moyen en énergie potentielle des perturbations, encore appelée conversion barocline, elle même convertie très rapidement en énergie cinétique des perturbations. Cela correspond à la croissance suite à l'instabilité barocline.
- L'onde commence ensuite à se propager, cédant au passage une partie de son énergie à l'écoulement moyen sous forme d'énergie cinétique, ce qui tend à accélérer le

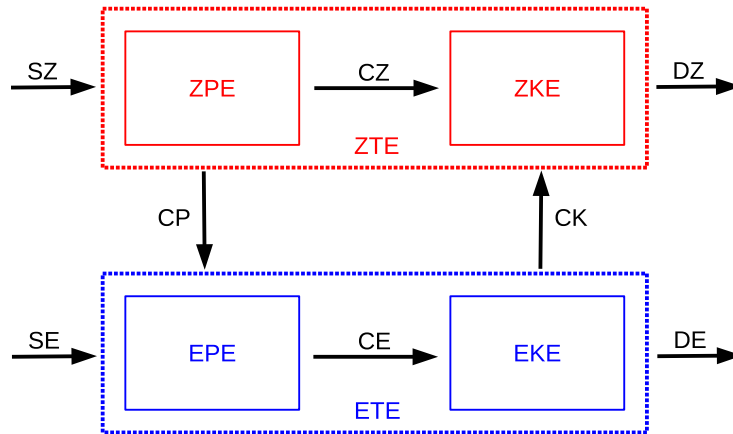


FIGURE 1.8 – Représentation schématique du cycle énergétique de Lorenz représenté par les équations (1.8) entre l'écoulement moyen (Z) et les perturbations (E). K représente l'énergie cinétique, P l'énergie potentielle utilisable, T l'énergie totale, S les termes source, D les termes dissipatifs et C les termes de conversion.

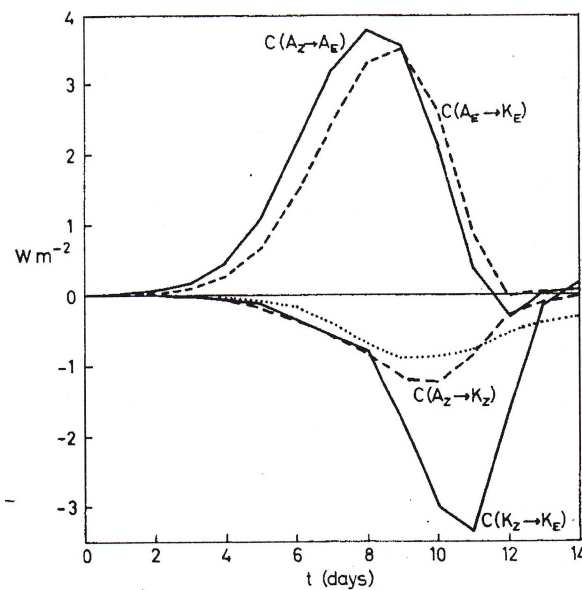


FIGURE 1.9 – Tracé des conversions d'énergies intégrées en fonction du temps pour un cycle de vie d'une perturbation barocline (tiré de Simmons and Hoskins (1978), figure 5). La correspondance avec les notations du texte sont les suivantes :  $CP = C(A_Z \rightarrow A_E)$ ,  $CK = -C(K_Z \rightarrow K_E)$ ,  $CZ = -C(A_Z \rightarrow K_Z)$  et  $CE = -C(A_E \rightarrow K_E)$ .

vent : c'est la conversion barotrope. La croissance barocline cesse alors et commence à décroître.

- N'étant plus alimentée par la conversion barocline, l'onde finit par céder toute son énergie cinétique à l'écoulement moyen, accélérant ainsi le courant-jet. La conversion barotrope devient maximale quelques jours après le maximum de conversion

barocline, puis s'atténue très rapidement.

- On remarque que lorsque la perturbation cède son énergie via la conversion barotrope, une partie est reconvertie sous forme d'énergie potentielle de l'écoulement moyen. Ainsi les ondes ont tendance à restaurer une partie de l'énergie potentielle qu'elles ont consommée, mais une petite partie seulement.

Le bilan d'un cycle de vie barocline est donc une conversion nette d'énergie potentielle de l'état moyen, caractérisé par un gradient méridien de température, en énergie cinétique de l'état moyen, c'est à dire une accélération du courant-jet. Ainsi les ondes baroclines sont d'une importance cruciale pour comprendre la dynamique du courant-jet des moyennes latitudes.

### 1.1.4 Interaction entre onde de Rossby et jet zonal

Comment les ondes de Rossby transfèrent-elles leur énergie cinétique à l'écoulement moyen ? Pour comprendre ce phénomène, considérons l'équation du mouvement zonal (équation (12.18) de Vallis (2006)) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + F_u - D_u \quad (1.9)$$

où  $\phi$  correspond au géopotential,  $F_u$  à d'éventuels termes de forçage et  $D_u$  aux termes dissipatifs. On décompose ensuite chaque champ  $X$  selon sa moyenne zonale  $[X]$  et une éventuelle anomalie  $X^* = X - [X]$ . Si on fait l'hypothèse d'un fluide incompressible et qu'on considère la moyenne zonale de  $v$  comme nulle, on peut déduire de l'équation (1.9) l'équation d'évolution du vent moyen  $[u]$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial [u]}{\partial t} &= - \left[ u \frac{\partial u}{\partial x} \right] - \left[ v \frac{\partial u}{\partial y} \right] + f[v] - \left[ \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] + [F_u] - [D_u] \\ &= -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial u^2}{\partial x} \right] - \frac{\partial [uv]}{\partial y} + \left[ u \frac{\partial v}{\partial y} \right] + 0 - 0 + [F_u] - [D_u] \\ &= 0 - \frac{\partial [(u + u^*)v^*]}{\partial y} - \left[ u \frac{\partial u}{\partial x} \right] + [F_u] - [D_u] \end{aligned}$$

d'où,

$$\frac{\partial [u]}{\partial t} = -\frac{\partial [u^*v^*]}{\partial y} + [F_u] - [D_u] \quad (1.10)$$

Ainsi, si on néglige les termes liés au forçage ou à la dissipation, la tendance du vent zonal moyen est égale à l'opposé du gradient méridien de  $[u^*v^*]$ , aussi appelé convergence méridienne du flux de quantité de mouvement. On remarque que si on multiplie cette équation par  $[u]$ , on retrouve l'équation d'évolution de ZKE décrite dans la partie précédente, le terme de convergence de flux de quantité de mouvement correspondant à la conversion barotrope. On peut aussi relier cette convergence à la propagation méridienne des ondes de

Rossby. En effet, si on considère les anomalies de vent causées par une telle onde, on a :

$$\begin{cases} u^* = +\frac{\partial\psi^*}{\partial y} = +\Re[i l \Psi \exp(i(kx + ly - \omega t))] \\ v^* = -\frac{\partial\psi^*}{\partial x} = -\Re[i k \Psi \exp(i(kx + ly - \omega t))] \end{cases}$$

d'où,

$$[u^* v^*] = -\frac{\Psi^2}{2} kl \quad (1.11)$$

Considérons maintenant la vitesse de groupe méridienne d'une onde de Rossby, que l'on peut calculer en prenant la dérivé selon  $l$  de l'équation (1.3) :

$$c_g^l = \frac{\partial\omega}{\partial l} = +\frac{\beta - d^2[u]/dy^2}{(k^2 + l^2)^2} kl \quad (1.12)$$

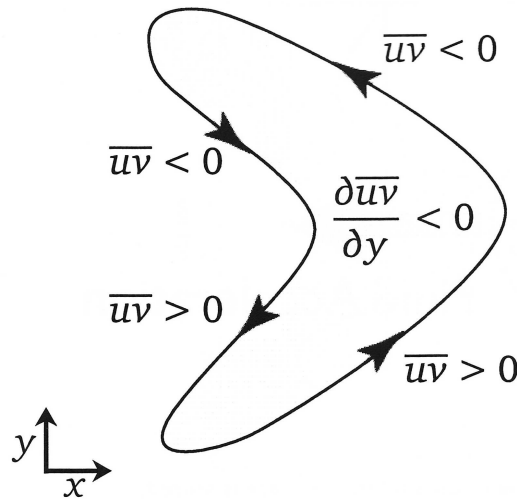


FIGURE 1.10 – Structure dans le plan  $(x,y)$  des contours de fonction de courant associés à une onde de Rossby générée dans le courant-jet. Sur la figure,  $\overline{uv}$  correspond au  $[u^*v^*]$  de l'équation (1.10) (tiré de Vallis (2006), figure 12.5).

La vitesse de groupe méridienne et le flux méridien de quantité de mouvement généré par une onde de Rossby sont donc liés et de signe opposé si  $(\beta - d^2[u]/dy^2) > 0$ . Or cette condition est bien vérifiée dans le jet car  $\beta > 0$  partout sur le globe et  $d^2[u]/dy^2 < 0$  au cœur du jet du fait de sa forme en cloche. Ainsi, si une telle onde se propage vers le pôle, son flux de quantité de mouvement sera orienté vers l'équateur, et inversement. Ce lien entre propagation et flux de quantité de mouvement se traduit par une inclinaison des contours de fonction de courant comme illustré sur la figure 1.10. En d'autres termes, quand une onde de Rossby se propage depuis la zone barocline qui l'a excitée, typiquement le cœur du courant-jet, elle aura tendance à se propager loin du jet et à faire converger le flux de quantité de mouvement dans sa région source, comme le montre la figure 1.11.

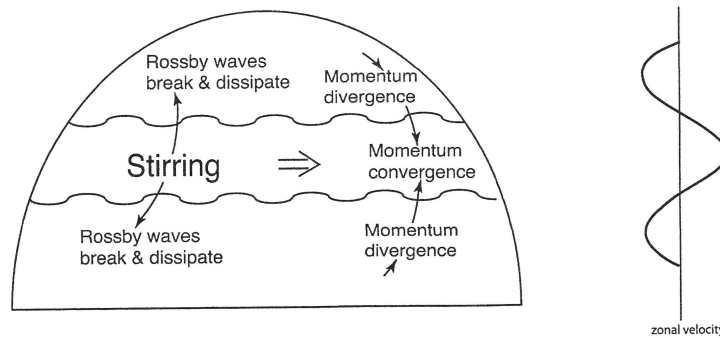


FIGURE 1.11 – Schéma descriptif de l'impact de la propagation méridienne des ondes de Rossby sur le courant-jet (qui correspond à la principale source d'excitation de ces ondes). (tiré de Vallis (2006), figure 12.4).

Cette vision barotrope a été généralisée par la notion de flux d'Eliassen-Palm (Eliassen and Palm, 1961), dont la divergence peut-être reliée à l'accélération du vent zonal moyen (Andrews and McIntyre, 1976). Cette quantité vectorielle est un bon diagnostic de la propagation des ondes dans un plan (y,p). Son expression sur la sphère, dans le cas d'une atmosphère sèche, est la suivante (équation (12A.2) de Vallis (2006)) :

$$\vec{F} = (F_y, F_p) = \left( -\cos(\varphi)[u^*v^*], -f \frac{[u^*\theta^*]}{\bar{\theta}_p} \right) \quad (1.13)$$

On reconnaît dans l'expression de la composante méridienne l'opposé du flux de quantité de mouvement, multiplié par un facteur  $\cos(\varphi)$  du fait de la géométrie sphérique. La composante verticale correspond quand à elle à l'opposé du flux d'énergie thermique due à l'onde, souvent appelé "flux de chaleur" dans la littérature. L'avantage de ce flux d'Eliassen-Palm est qu'il peut être tracé sur une carte afin de visualiser la propagation des ondes de Rossby, car ses composantes sont proportionnelles à la vitesse de groupe des ondes (Edmon et al., 1980; Palmer, 1982).

La figure 1.12 montre la moyenne climatologique du flux d'Eliassen-Palm. On constate sur cette figure un intense flux vertical au sein du jet, indiquant une propagation des ondes de Rossby depuis les basses couches vers les hautes couches de la troposphère. En montant en altitude, le flux d'Eliassen-Palm s'incline, préférentiellement vers l'équateur à cause de la géométrie sphérique (Rivière, 2009). Dans cette zone, le flux de chaleur va être converti en flux de quantité de mouvement, ce qui va provoquer une convergence flux de quantité de mouvement de vers  $50^\circ$  de latitude et donc une accélération du vent dans cette zone. Cette figure est donc une bonne illustration du lien intrinsèque entre propagation des ondes de Rossby et courants-jets.

On peut aussi étudier la propagation des ondes de Rossby dans le cadre de l'approximation quasi-géostrophique en utilisant une approche très similaire à celle de l'optique géométrique. On peut en effet définir pour l'atmosphère un indice de réfraction  $n$  dont l'expression dépend à la fois de l'écoulement moyen et des caractéristiques de l'onde (Matsuno, 1970; Karoly and Hoskins, 1982). Si on s'intéresse à la propagation dans le plan (x,y), on montre

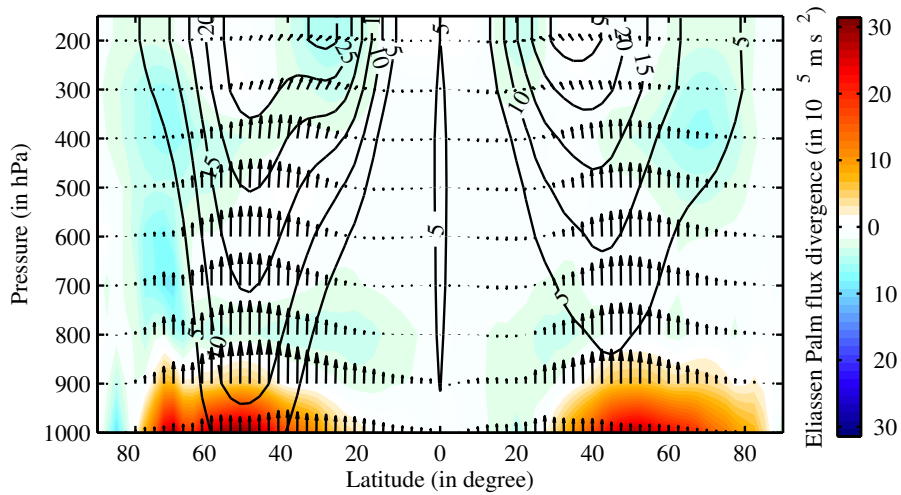


FIGURE 1.12 – Moyenne climatologique annuelle entre 1979 et 2016 du flux d'Eliassen-Palm (flèches) et de sa divergence (contours) dans la réanalyse ERA-Interim en fonction de la latitude et de la pression.

que cet indice  $n$  prend le forme suivante :

$$n^2 = \frac{\partial[q]/\partial y}{[u] - c_\varphi a \cos(\varphi)} - \frac{k^2}{(a \cos(\varphi))^2} \quad (1.14)$$

où  $[u]$  et  $[q]$  représentent le vent zonal et la vorticité potentielle moyenne,  $k$  et  $c_\varphi$  le nombre d'onde (sans dimension) et la vitesse de phase (en  $\text{rad s}^{-1}$ ) de l'onde et  $a$  le rayon de la Terre.

Plusieurs résultats de l'optique géométrique trouvent ainsi leur analogue pour la propagation des ondes de Rossby. Par exemple, ces ondes ont tendance à se propager vers les régions de plus fort indice, du fait que les rayons s'incurvent de plus en plus quand  $n$  augmente, comme le feraient des rayons lumineux qui vérifient la loi de Snell-Descartes. L'équation (1.14) montre aussi que  $n^2$  peut devenir nul voire négatif, ce qui rend l'indice  $n$  imaginaire et donc produit une onde évanescente. La limite  $n = 0$  ainsi donc comme une barrière entre les domaines où l'onde se propage ( $n > 0$ ) et ceux où elle s'amortit exponentiellement ( $n < 0$ ), donnant lieu à une réflexion totale des ondes incidentes. C'est pourquoi ces zones sont appelées des niveau de réflexion, ou "turning latitudes" en anglais. Un tel niveau de réflexion se trouve notamment sur le flanc polaire des courants-jets, où la décroissance du gradient de vorticité potentielle et l'augmentation du rapport  $k/a \cos(\varphi)$  provoque un changement de signe de  $n^2$  pour les ondes de grande longueur d'onde (cf section 2.1).

Mais des comportements plus surprenants peuvent aussi avoir lieu du fait de l'expression particulière de l'indice de réfraction. En particulier, si la vitesse de phase compense exactement le vent zonal moyen,  $n^2$  devient infini. De telles régions sont appelés latitudes critiques et sont le siège de phénomènes non linéaires comme l'absorption et le déferlement d'onde (Holton, 1992). Elles agissent aussi, du moins dans l'approche linéaire, comme des barrières infranchissables de fait de cette singularité. On les trouve souvent de part et d'autre du jet du fait de la décroissance du vent zonal. Ainsi, les courants-jets agissent

comme des guides d'onde pour les ondes de Rossby, en particulier pour les ondes synoptiques dont la vitesse de phase est plus élevée (Hoskins and Ambrizzi, 1993).

## 1.2 Variabilité des courants-jets

Comme nous l'avons vu, le courant-jet est fortement influencé par les ondes de Rossby et il en est de même pour sa variabilité. Dans cette partie nous allons d'abord présenter les principales méthodes utilisées pour étudier la variabilité des moyennes latitudes, puis nous concentrerons sur la méthode des Fonctions Orthogonales Empiriques (EOF) qui nous permettra de dégager les principaux modes de variabilité du courant-jet. Enfin, nous verrons les mécanismes proposés pour déterminer le mode de variabilité dominant.

### 1.2.1 Méthodes d'étude de la variabilité

Du fait de la grande variabilité du climat aux moyennes latitudes, de nombreuses méthodes statistiques ont été utilisées pour déterminer des modes cohérents pouvant caractériser cette variabilité. Deux principales approches ont alors émergées. La première, appelé téléconnexions, est basée sur l'analyse de la corrélation de différents champs atmosphériques dans l'espace et le temps. La seconde, appelée régimes de temps, consiste à classer les états de l'atmosphère en classes présentant des caractéristiques similaires.

#### 1.2.1.1 Téléconnexions

Depuis les travaux pionniers de Walker and Bliss (1932) sur la corrélation à grande échelle du champ de pression, l'idée d'une interconnexion dynamique entre certaines régions des moyennes latitudes n'a fait que se renforcer. D'abord définies comme un couple de régions aux conditions atmosphériques fortement anticorrélées (Wallace and Gutzler, 1981), la méthode de téléconnexions a par la suite évolué notamment grâce à l'utilisation des Fonctions Orthogonales Empiriques ou EOF (Molteni et al., 1988; Feldstein, 2000) qui permettent d'obtenir un indice temporel, appelé composante principale, et une structure spatiale décrivant la variabilité (cf. annexe A.2). Nous verrons dans un premier temps les téléconnexions dans un cadre moyenné zonalement, puis nous mettrons en évidence les spécificités des téléconnexions de l'hémisphère Nord.

#### 1.2.1.2 Modes annulaires

Même si la Terre présente une certaine asymétrie zonale, en particulier à cause des continents et des grandes chaînes de montagnes comme l'Himalaya ou les Rocheuses, une partie de la variabilité des moyennes latitudes peut-être reproduite par un mode de variabilité zonalement homogène. Historiquement, ces modes ont été observés d'abord dans l'hémisphère Nord comme une anticorrélation de la pression au niveau de la mer comparée aux Tropiques connue sous le nom d'Oscillation Arctique (AO) Lorenz (1951). Sa contrepartie, dans l'hémisphère Sud, est appelée Oscillation Antarctique (AAO). Une autre définition,



basés sur les EOF du géopotentiel, conduit à une autre dénomination : le NAM (North Annular Mode) et le SAM (South Annular Mode) (Thompson and Wallace, 2000). Ces deux définitions montrent une forte corrélation, indiquant qu'elles sont probablement les deux facettes d'un même phénomène.

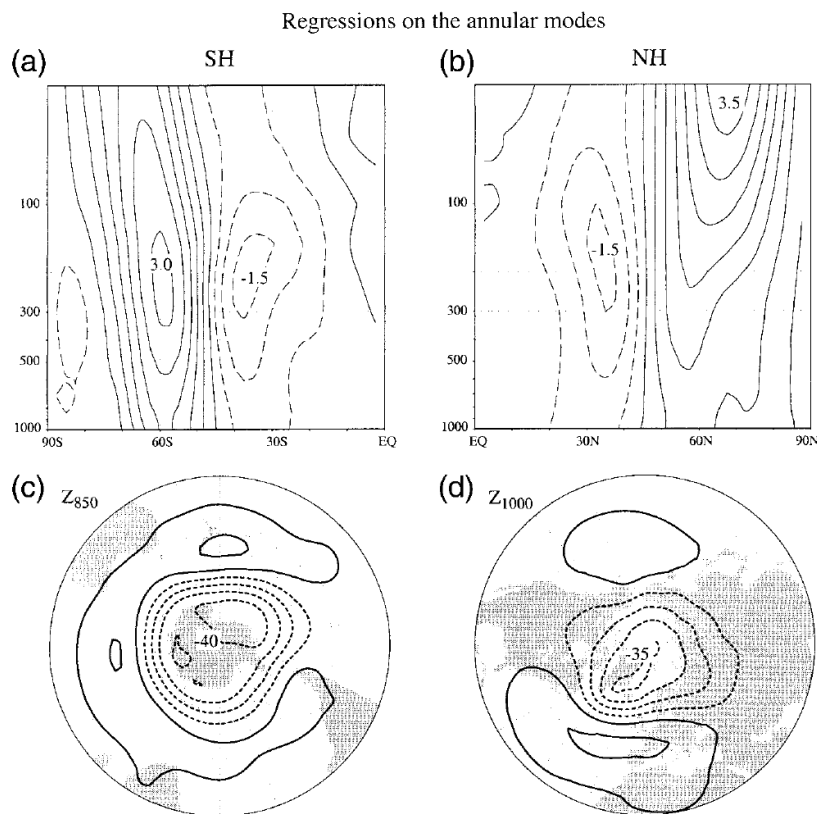


FIGURE 1.13 – (a,b) Vent géostrophique moyen et (c,d) anomalies de géopotentiel régressées selon l'indice normalisé du NAM (à gauche) et du SAM (à droite), basée sur des données mensuelles de janvier 1958 à décembre 1997 (tiré de Thompson and Wallace (2000), figure 3).

La phase positive de l'AAO/SAM se caractérise par une anomalie négative de géopotentiel au dessus du pôle, associée à une anomalie positive aux moyennes latitudes (voir figure 1.13c). Sa structure est assez symétrique zonalement, du fait de la topographie des continents dans l'hémisphère Sud. La même structure est visible pour l'hémisphère Nord, où les anomalies positives de géopotentiel sont particulièrement nettes au dessus des océans. Mais dans ce cas les continents semblent plus fortement affecter la structure du mode, et les deux centres d'actions sont à mettre en rapport avec les deux courants-jets Pacifique et Atlantique (voir figure 3). Cette structure particulière montre que si l'approche zonalement intégrée est assez convaincante pour l'hémisphère Sud, une vision plus locale est nécessaire pour l'hémisphère Nord.

### 1.2.1.3 Téléconnexions de l'hémisphère Nord

Contrairement à l'hémisphère Sud, on isole plusieurs téléconnexions non zonalement homogènes dans l'hémisphère Nord selon le bassin océanique observé Walker and Bliss (1932);

Wallace and Gutzler (1981). Il en existe trois principales, l'Oscillation Nord Atlantique (NAO) dans l'océan Atlantique, l'Oscillation Nord Pacifique ou Pacifique Ouest (NPO/WP) à l'Ouest de l'océan Pacifique et l'oscillation Pacifique Nord Américaine (PNA) à L'Est.

L'Oscillation Nord-Atlantique (Walker and Bliss, 1932) est une téléconnection cruciale qui domine la variabilité de l'Atlantique Nord. Elle est traditionnellement associée à l'anticorrélation entre l'intensité de la dépressions d'Islande et celle de l'anticyclone des Açores, cette constatation n'étant en fait qu'une définition plus rigoureuse d'un phénomène déjà connu des marins de XVIIIème siècle (Crantz, 1767). La figure 1.14a montre la structure spatiale des anomalies de pression associée à La NAO. Pendant la phase positive, la dépression et l'anticyclone sont renforcées. Sa phase négative est quand à elle plutôt associée à un décalage vers le Sud de la dépression et un affaiblissement de l'anticyclone. La NAO a une persistance typique de 10 jours (Feldstein, 2000), ce qui particulièrement long en regard des autres téléconnections, et représente le principal mode de variabilité (c'est à dire première EOF) du bassin Atlantique Nord. Sa structure est très proche de celle du NAM (voir figure 1.14b), bien que le signal de la NAO soit moindre sur l'océan Pacifique, ce qui laisse penser que la NAO pourrait être une expression locale de du NAM (Ambaum et al., 2001; Vallis and Gerber, 2008).

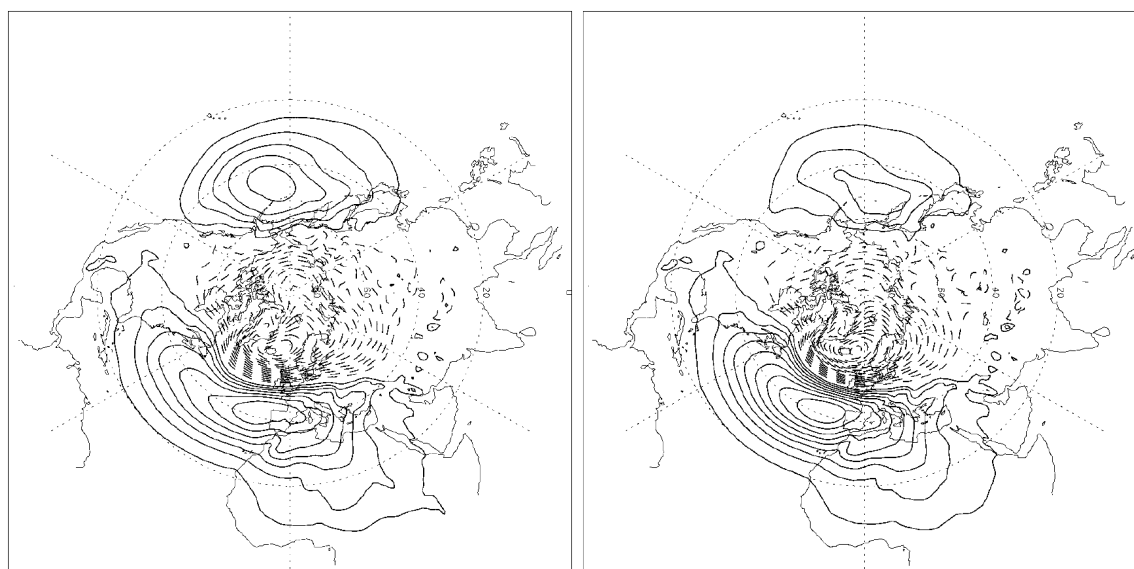


FIGURE 1.14 – Structure de la principale EOF de la pression au niveau de la mer, calculée à partir de la variabilité hivernale (DJFM) (a gauche) sur le secteur Atlantique seulement et (à droite) sur tout l'hémisphère Nord (tiré de Ambaum et al. (2001), figures 4a et 1a respectivement).

L'océan Pacifique possède un mode de variabilité très proche de la NAO, anciennement appelé North Pacific Oscillation (NPO) (Walker and Bliss, 1932; Rogers, 1981). Elle correspond à l'anticorrélation de la pression au niveau de la mer entre l'Alaska (correspondant à l'Islande pour la NAO) et Hawaï (correspondant aux Açores). Sa persistance est plus courte que la NAO (seulement 7 jours d'après Feldstein (2000)) mais sa structure est sensiblement la même comme le montre la figure 1.15. Il existe cependant plusieurs différences entre les deux modes. D'une part, les anomalies liées à la NPO ne s'étendent pas sur tout le Pacifique, mais surtout sur le Pacifique Ouest et central, d'où son autre nom : West Pacific teleconnection (WP). D'autre part, la NPO/WP ne correspond pas au mode dominant de

variabilité sur le Pacifique, mais seulement à la seconde EOF (Feldstein, 2000; Linkin and Nigam, 2008).

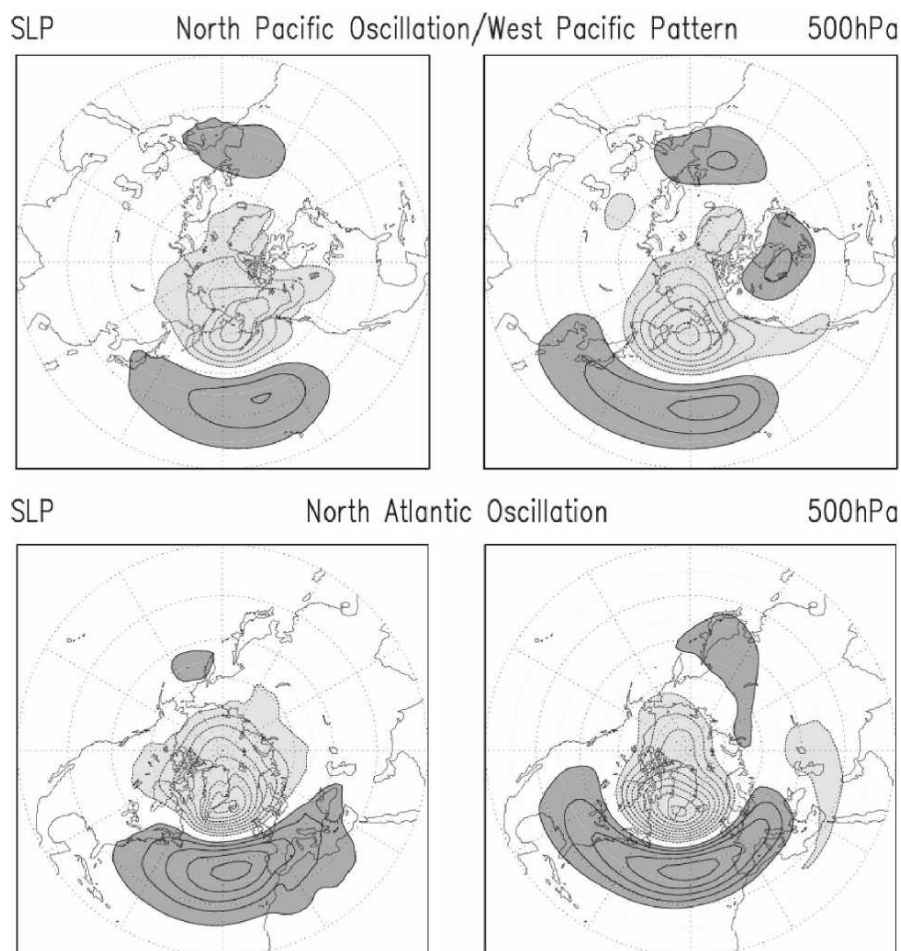


FIGURE 1.15 – Anomalies de pression au niveau de la mer (SLP, à gauche) et du géopotential à 500hPa (à droite) associées à la WP et la NAO, régressée sur tous les hivers entre 1958 et 2001 d’après la réanalyse ERA-40 (tiré de Linkin and Nigam (2008), figure 13).

La principale EOF de l’océan Pacifique est appelée la téléconnection Pacifique Nord Américaine (PNA) (Wallace and Gutzler, 1981; Esbensen, 1984). Cette téléconnection, dont la détection se fait généralement à l’aide du géopotential à 500hPa, est plus complexe et possède quatre centres d’action et non deux, comme le montre la figure 1.16. Sa phase positive est associée à une anomalie de géopotential positive au large d’Hawaï et sur le Canada, ainsi qu’à une anomalie négative au Sud de l’archipel des îles Aléoutiennes (au Sud-ouest de l’Alaska) et du Sud-Est des États-Unis.

#### 1.2.1.4 Régimes de temps

Une autre approche que les EOF consiste à analyser de la variabilité des moyennes latitudes en classant les différents états possibles de l’atmosphère en différents régimes de temps. Cette idée vient de la constatation par les météorologues pendant les années 1950

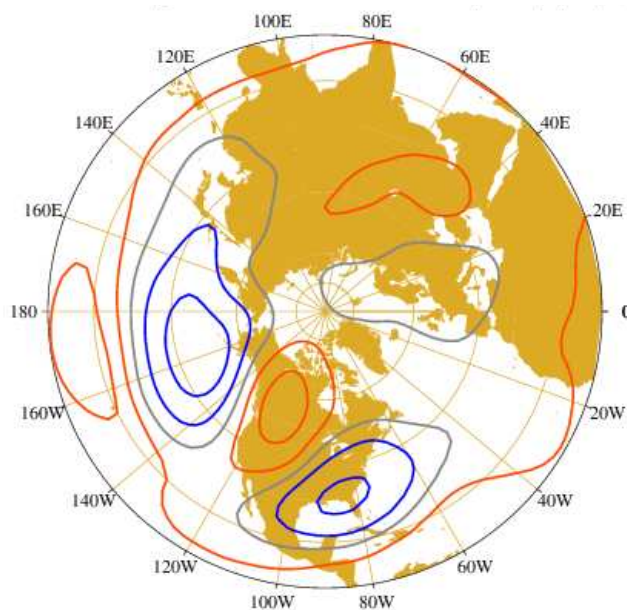


FIGURE 1.16 – Carte de corrélation obtenue pour la téléconnection Pacifique Nord Américaine. Les lignes rouges, grises et bleues représentent respectivement une corrélation positive, nulle et négative avec un intervalle de 0.35. Source : [http://research.jisao.washington.edu/data\\_sets/pna](http://research.jisao.washington.edu/data_sets/pna)

du maintien pendant plusieurs jours de certaines configurations atmosphériques particulières, notamment les blocages (Rex, 1950; Namias, 1964). Par la suite, deux principales méthodes ont émergées afin de classifier ces régimes de temps. La première, basée sur la technique du "clustering" (ou partitionnement) qui consiste à classer les différents états de l'atmosphère en les groupant afin de minimiser la variance au sein d'une classe mais à maximiser la variance entre les classes (Legras et al., 1987; Michelangeli et al., 1995). La seconde méthode repose sur une classification hiérarchisée où après chaque itération, le nombre de classe est réduit en fusionnant celles ayant le moins de variance inter-classe, jusqu'à toutes les fusionner et ainsi obtenir une arborescence organisant tous les états possibles (Ward, 1963).

Cette méthode a été appliquée avec succès dans différentes régions du globe et en particulier pour les océans Pacifique Nord (Haines and Hannachi, 1995) et Atlantique Nord (Vautard, 1990; Ayrault et al., 1995). La figure 1.17 montre les 4 régimes de temps classiques obtenus sur l'Europe et l'Atlantique Nord. Le régime zonal (Fig. 1.17a) et le régime d'anticyclone groenlandais (Fig. 1.17c) sont assez similaires aux phases positive et négative de la NAO, mais cette méthode met aussi en évidence deux nouveaux modes de variabilité. Le mode de dorsale atlantique est un mode très symétrique zonalement avec un courant-jet très faible. Le mode de blocage présente quand à lui un fort anticyclone au dessus de la Scandinavie, ce qui tend à réduire l'étendue zonal du courant-jet et du rail des dépression.

Plus récemment, Woolings et al. (2010) a proposé une nouvelle méthode de classification basée sur la position du jet. D'après cette étude, focalisée sur l'Atlantique Nord, le courant-jet de cette région possède trois états privilégiés associés à trois pics de la distribution

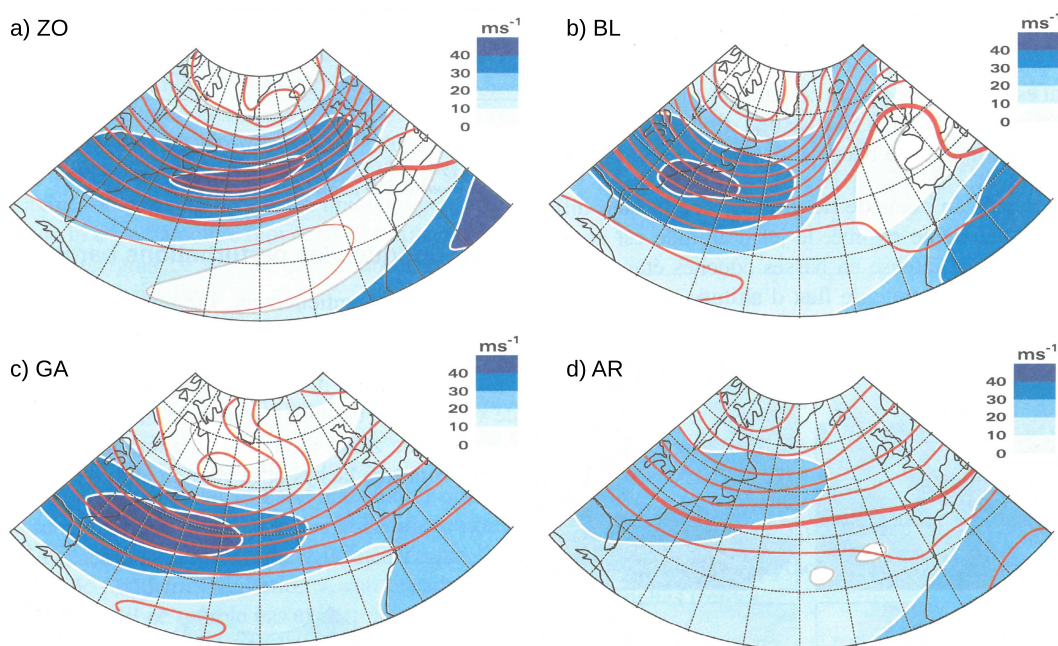


FIGURE 1.17 – Isolignes du géopotential à 700hPa (en rouge) et intensité du vent zonal (en couleur) pour les 4 régimes de temps de l'Atlantique Nord : (a) régime zonal (ZO), (b) régime de blocage (BL), (c) anticyclone groenlandais (GA) et (d) dorsale atlantique (AR) (d'après [Ayrault et al. \(1995\)](#), figure 1).

de position moyenne journalière. Cette démarche, plus simple à mettre en œuvre que les algorithmes présentés plus haut, a été reliée aussi bien à la classification classique des régimes de temps de l'Atlantique Nord qu'aux deux premières EOF du vent zonal, formant ainsi un pont entre ces deux approches.

## 1.2.2 Modes de variabilités des courants-jets

Les différents modes de variabilité présentés dans la section précédente ont bien sûr une influence sur le courant-jet. Nous nous focaliserons ici sur l'approche des téléconnexions qui sera au cœur de l'étude proposée ici. Il y a en effet un fort lien entre les téléconnexions précédemment décrites et les EOF du vent zonal ([Athanasiadis et al., 2010](#)), du fait du lien étroit entre anomalies de pression, signature des cyclones et anticyclones extratropicaux, et les courants-jets.

L'effet des modes annulaires sur le jet moyen est montré figures 1.13a et b. Lors d'une phase positive, le courant-jet tend à être déplacé vers le pôle alors que lors d'une phase négative, celui-ci est déplacé vers l'équateur. Ce mode de déplacement méridien est appelé "shifting mode" et représente une part significative de la variabilité du jet, expliquant entre 20 et 35% de la variance hivernale dans l'hémisphère Nord et entre 30 et 45% dans l'hémisphère Sud ([Thompson and Wallace, 2000](#); [Eichelberger and Hartmann, 2007](#); [Codron, 2007](#)). Si ce comportement est assez général pour l'hémisphère Sud ([Lorenz and Hartmann, 2001](#); [Codron, 2007](#)), il est aussi le mode dominant de variabilité dans l'Atlantique Nord du fait du fort impact de la NAO ([Ambaum et al., 2001](#); [Eichelberger and Hartmann,](#)

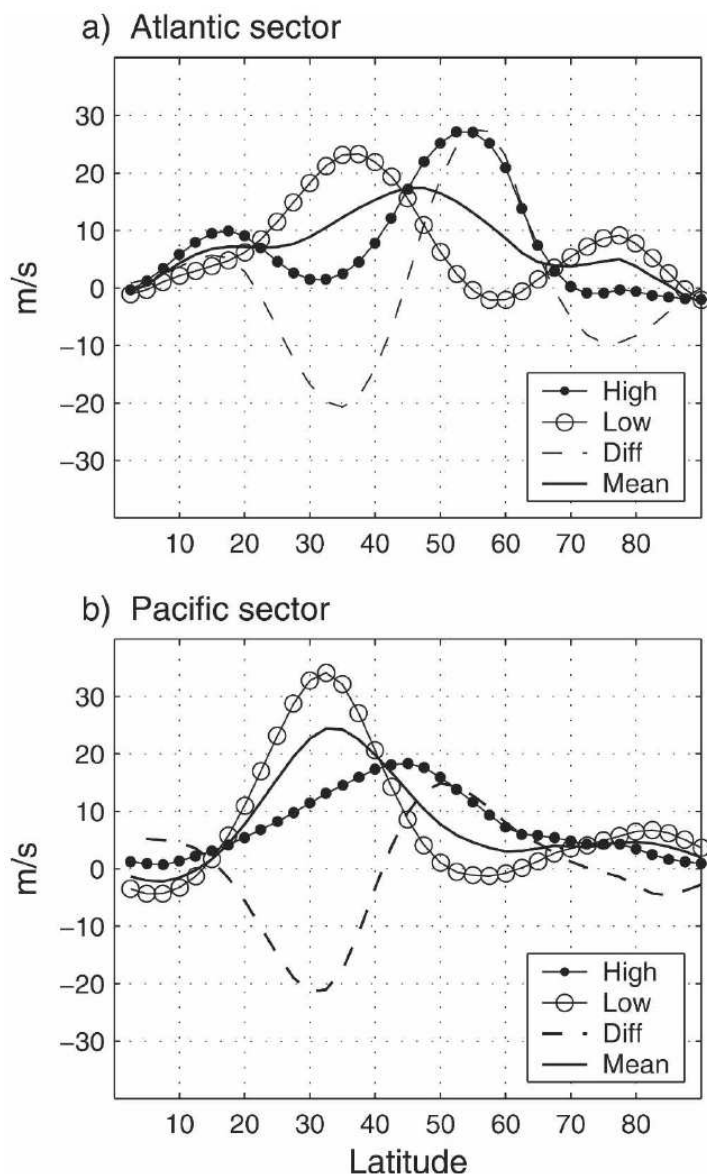


FIGURE 1.18 – Composites des anomalies de vent zonal pour une phase positive (High) et négative (Low) du mode de variabilité dominant (a) du jet Atlantique et (b) du jet Pacifique. La moyenne climatologique est tracée en trait plein et la différence des deux composites en pointillé (tiré de [Eichelberger and Hartmann \(2007\)](#), figure 4).

2007, voir figure 1.18a). Cependant, pour le jet Pacifique, ce mode de déplacement méridien, bien que lié à la NPO/WP, n'est pas le mode de variabilité dominant ([Eichelberger and Hartmann, 2007](#); [Athanasiadis et al., 2010](#)).

En effet, le principal mode de variabilité du jet Pacifique est un mode mixte où le déplacement méridien se superpose à une variation significative de l'intensité du jet, comme le montre la figure 1.18b. Ce mode de variabilité avec accélération/décélération des courants-jets a été relié à la PNA et est présent aussi dans pour le jet Atlantique, mais cette fois-ci comme seconde EOF ([Athanasiadis et al., 2010](#)). Ce genre de mode particulier s'observe

aussi dans les analyses sectorielles de l'hémisphère Sud. En effet, bien que le SAM induise en moyenne un déplacement du jet, comme c'est le cas au dessus de l'océan Indien, la réponse au dessus de l'océan Pacifique correspond à un jet plus intense et étroit pour la phase positive et moins intense et plus large pour la phase négative (voir figure 1.19). Ce genre de comportement est parfois qualifié de "pulsing mode".

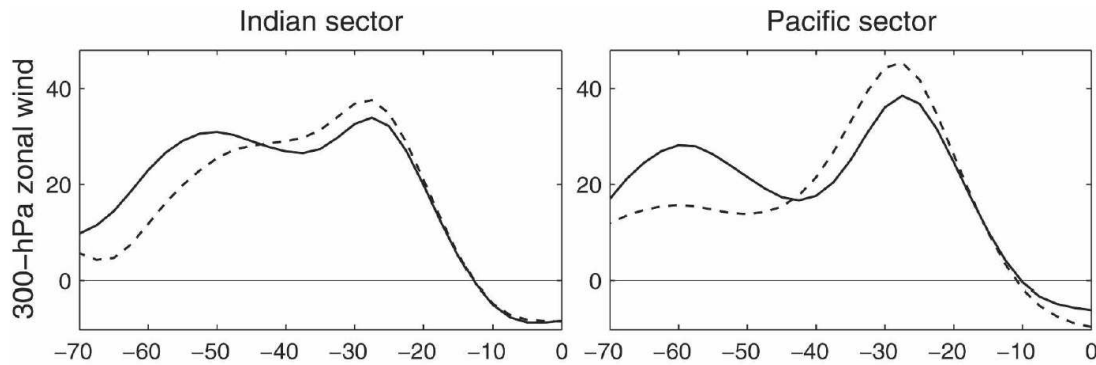


FIGURE 1.19 – Composites des anomalies de vent zonal pour une phase positive (trait plein) et négative (pointillé) du SAM pour l'océan Indien (à gauche) et Pacifique (à droite) (tiré de [Codron \(2007\)](#), figure 4).

### 1.2.3 Persistance et rétroaction

Depuis la découverte des modes annulaires et des divers téléconnexions, la question de la prépondérance de ces modes de variabilité s'est posée. En effet, les modes de déplacement méridien (NAM, SAM, NAO) semblent posséder une persistance plus grande que les autres modes ([Feldstein, 2000](#); [Lorenz and Hartmann, 2001, 2003](#)), ce qui tendrait à en faire les modes privilégiés de réponse de l'atmosphère aux différentes perturbations ([Ring and Plumb, 2007, 2008](#); [Chen and Zurita-Gotor, 2008](#); [Lutsko et al., 2015](#)). Plusieurs études ont montré que ce mode particulier est rendu plus persistant par un mécanisme de rétroaction faisant intervenir les ondes synoptiques ([Yu and Hartmann, 1993](#); [Robinson, 1996, 2000](#); [Feldstein and Lee, 1996, 1998](#)).

[Lorenz and Hartmann \(2001\)](#) proposa une méthode simple pour mettre en évidence cette rétroaction. En partant de l'équation d'évolution du vent moyen et en la projetant sur un mode de variabilité (EOF) donné, il obtint l'équation suivante (Eq. (2) de l'article) :

$$\frac{dPC}{dt} = m - \frac{PC}{\tau} \quad (1.15)$$

où PC (noté  $z$  dans l'article) correspond à la composante principale associée à l'EOF et  $m$  à la projection du terme de convergence de flux de quantité de mouvement. Ici, le terme  $PC/\tau$  est une approximation du terme de dissipation dû à la friction, celle-ci n'étant pas explicitement accessible dans les réanalyses et est approchée par un amortissement ("Rayleigh damping") avec une constante de temps  $\tau$  constante (comparer à équation (A.10)). En faisant l'hypothèse qu'il existe bien une rétroaction des ondes, le modèle le plus simple consiste à considérer une relation linéaire entre PC et le terme de convergence de flux de

quantité de mouvement, qui s'écrit alors sous la forme

$$m = \tilde{m} + bPC$$

où  $\tilde{m}$  représente le forçage aléatoire par les ondes et  $bPC$  la rétroaction. On peut alors chercher à évaluer le coefficient  $b$  qui lie  $m$  et PC en calculant la corrélation croisée entre ces deux séries temporelles. La figure 1.20 montre le résultat obtenu pour le SAM. On voit clairement sur cette figure un pic de corrélation vers -2 jours correspondant au forçage d'un événement de SAM par les ondes de Rossby. Puis entre 0 et +3 jours, la corrélation devient négative avant de redevenir positive entre +4 et +20 jours. C'est cette dernière corrélation, significativement positive, qui est pour [Lorenz and Hartmann \(2001\)](#) la signature d'une rétroaction positive, car elle ne peut être causée par la partie "aléatoire"  $\tilde{m}$  dont l'autocorrélation est nulle au delà de 5 jours.

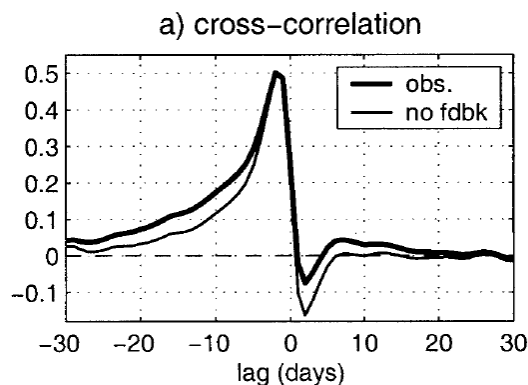


FIGURE 1.20 – Corrélation croisée entre PC, la composante principale associée à l'EOF1, et  $m$ , la projection des anomalies de convergence de flux de quantité de mouvement intégrées zonalement et verticalement, pour l'hémisphère Sud en l'absence de rétroaction (trait fin) et dans les réanalyses NCEP (trait épais) (tiré de [Lorenz and Hartmann \(2001\)](#), figure 7a).

Cette rétroaction est principalement causée par les ondes dites synoptiques, dont le nombre d'onde zonal est de l'ordre de 5 à 8. À l'inverse, les ondes plus longues, par la suite appelées ondes planétaires, ne semblent pas avoir d'impact sur la persistance de l'EOF1, du moins pas aux échelles de temps considérées ([Lorenz and Hartmann, 2001](#)). Plusieurs types de mécanismes ont été proposés au fil des publications pour comprendre cette rétroaction des ondes et ceux-ci peuvent être classés en deux principales catégories : les mécanismes baroclines et barotropes.

Les mécanismes baroclines reposent sur le maintien des anomalies de vent par un changement de la baroclinie et donc de la source d'onde. Les premiers modèles de rétroaction ([Robinson, 1996, 2000](#)) mettent en évidence le rôle de la friction, qui permet de décélérer le vent dans les basses couches de la troposphère et donc d'accroître le gradient vertical de vent. Depuis, d'autres mécanismes ont été proposés et font intervenir un déplacement méridien de la zone barocline corrélé avec celui du jet ([Robinson, 2006](#); [Gerber and Vallis, 2007](#)). Enfin, une autre approche propose que la baroclinie au cœur du jet, qui tend à être réduite par les ondes synoptiques, soit restaurée par les ondes planétaires qui déposent leur quantité de mouvement sur les bords du jet, conduisant à une divergence du flux de quantité de mouvement et à une décélération du jet dans les basses couches [Zhang et al. \(2012\)](#).



Les mécanismes barotropes reposent eux sur une modification de la propagation des ondes sans changement de la baroclinie. En effet, c'est la propagation méridienne qui structure la convergence de flux de quantité de mouvement dans la haute troposphère. Par exemple, la présence ou non d'un niveau de réflexion sur le flanc polaire du jet va fortement affecter cette convergence et l'intensité de la rétroaction des ondes (Lorenz, 2014a,b). Un autre mécanisme propose que ce n'est pas tant la présence du niveau de réflexion que le fait que les ondes n'atteignent pas la latitude critique polaire qui importe, cette dernière étant cruciale pour organiser une structure de la convergence de flux de quantité de mouvement qui permettra de maintenir efficacement un déplacement du jet (Barnes et al., 2010; Barnes and Hartmann, 2011).

Ces deux types de mécanismes ne sont bien sûr pas mutuellement exclusifs et participent sans doute tous les deux à la persistance accrue du mode de déplacement méridien. De récentes études ont montré, en comparant les résultats obtenus dans des modèles barotropes et des GCM, que ces deux sortes de mécanismes étaient bien présents, même s'il reste difficile d'évaluer leur importance respective (Barnes and Thompson, 2014; Zurita-Gotor et al., 2014). La question est donc encore loin d'être tranchée, d'autant plus que la variabilité des courants-jets peut être influencée par de nombreux autres facteurs comme l'océan (Kushnir et al., 2002; Nakamura et al., 2004; Michel and Rivière, 2014), le jet subtropical (Eichelberger and Hartmann, 2007; Barnes and Hartmann, 2011; Lachmy and Harnik, 2016) ou la stratosphère (Kushner and Polvani, 2004, 2006).

## Chapitre 2

# Ondes planétaires et synoptiques

### Sommaire

---

<b>1.1 Ondes de Rossby</b> . . . . .	<b>7</b>
1.1.1 Modèle heuristique des ondes de Rossby . . . . .	7
1.1.2 L'instabilité barocline . . . . .	10
1.1.3 Cycle de vie . . . . .	14
1.1.4 Interaction entre onde de Rossby et jet zonal . . . . .	17
<b>1.2 Variabilité des courants-jets</b> . . . . .	<b>21</b>
1.2.1 Méthodes d'étude de la variabilité . . . . .	21
1.2.2 Modes de variabilités des courants-jets . . . . .	25
1.2.3 Persistance et rétroaction . . . . .	27

---

Dans ce chapitre, nous allons étudier le comportement des ondes de Rossby en fonction de leur nombre d'onde zonal. Nous verrons dans un premier temps que les ondes ayant un petit nombre d'onde zonal se réfléchissent sur les bords du courant-jet, affectant ainsi sa variabilité. Dans un second temps, nous montrerons qu'il existe un lien entre ces réflexions à la structure de convergence de flux de quantité de mouvement.

## 2.1 Article : A Short-Term Negative Eddy Feedback on Midlatitude Jet Variability due to Planetary Wave Reflection

### Principaux résultats

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la propagation des ondes de Rossby et en particulier des ondes planétaires caractérisées par un petit nombre d'onde zonal (entre 1 et 4) ou de manière équivalente une grande longueur d'onde (de l'ordre de 5000 km ou plus). Plus spécifiquement, nous allons chercher à interpréter physiquement le rôle de ces ondes planétaires dans la variabilité des jets. Plusieurs articles ont en effet montré qu'elles avaient un comportement bien différent des ondes synoptiques (c'est à dire ayant une plus petite longueur d'onde) et ce notamment à très courte échéance, dans les jours qui suivent une fluctuation marquée de la latitude ou de l'intensité du jet.

Cette étude se base sur 2 types d'expériences numériques distinctes. La première est une étude du développement et de la propagation des modes normaux, qui correspondent au mode le plus linéairement instable pour un nombre d'onde donné. On peut ainsi étudier la dynamique non-linéaire de ces modes afin de mettre en évidence une éventuelle différence de comportement suivant le nombre d'onde. La seconde expérience consiste en une simulation longue du modèle utilisée afin de savoir si on retrouve ou non une dynamique similaire à celle des modes normaux dans le cas où les ondes sont couplées et interagissent. Cette simulation permet aussi d'étudier les éventuelles conséquences sur la variabilité du jet.

Dans les deux séries d'expériences, on a pu mettre en évidence une différence de comportement entre les ondes planétaires et synoptiques. En effet, ces dernières adoptent systématiquement une inclinaison ("tilt") anticyclonique alors que les premières ont tendance à changer d'inclinaison au fil du temps, adoptant successivement une inclinaison anti-cyclonique puis cyclonique et ainsi de suite. Ce comportement spécifique des ondes planétaires provient du fait qu'elles se réfléchissent sur les bords du jet, à la différence des ondes synoptiques qui sont plus volontiers absorbées. Ces réflexions se traduisent par un changement brusque du signe du flux de quantité de mouvement et donc de leur vitesse de groupe méridienne, qui va se répercuter sur leur dépôt de quantité de mouvement et donc sur le jet.

Ces réflexions planétaires sont causées par différents mécanismes suivant que l'onde se propage vers le pôle ou l'équateur. Lors de leur propagation vers l'équateur, l'interaction non-linéaire avec l'écoulement moyen va induire une homogénéisation de la vorticité potentielle sur le flanc équatorial du jet et ainsi réduire le gradient de vorticité dans cette zone. Cette diminution peut être telle qu'elle entraîne l'apparition d'un niveau de réflexion transitoire qui disparaît une fois que l'onde s'est réfléchie. Cette éventualité est renforcée pour les ondes planétaires du fait de leur plus faible vitesse de phase. Pour celles se propageant vers le pôle, c'est la présence d'un niveau de réflexion quasi permanent qui va induire leur réflexion. Encore une fois, ces réflexions n'ont lieu que pour les ondes planétaires du fait de leur plus faible vitesse de phase.

On montre aussi que ces réflexions influencent directement la variabilité du jet. En effet, celle-ci est souvent marquée par des accélérations accompagnées de déplacements vers le pôle qui sont associées à un déferlement anticyclonique et à une propagation vers l' quateur des ondes. L'étude de la simulation longue montre qu'un tiers des ondes planétaires se propageant vers l' quateur se réfléchissent, valeur qui est en accord avec les observations ([Abatzoglou and Magnusdottir, 2004](#)). Dans le cas plus rare d'une onde se propageant vers le pôle, alors elle aura tendance à déplacer le jet vers l' quateur et   le décélérer, mais les ondes planétaires se réfléchiront systématiquement du fait de la présence de ce niveau de réflexion quasi permanent. Ainsi, on interprète l'effet d'amortissement des ondes planétaires sur la variabilité du jet à courte échéance, déjà mise en évidence par plusieurs études ([Lorenz and Hartmann, 2003](#); [Simpson et al., 2013](#)), comme provenant de réflexions sur les flancs du jet.

## A Short-Term Negative Eddy Feedback on Midlatitude Jet Variability due to Planetary Wave Reflection

Gwendal RIVIÈRE and Loïc ROBERT

*Laboratoire de Météorologie Dynamique/IPSL, École Normale Supérieure/CNRS/UPMC,  
Paris, France*

Francis CODRON

*LOCEAN/IPSL, Université Pierre et Marie Curie/CNRS/IRD, Paris, France*

(Manuscript received 8 March 2016, in final form 20 June 2016)

### ABSTRACT

*A three-level quasi-geostrophic model on the sphere is used to identify the physical nature of the negative planetary-wave feedback on mid-latitude jet variability. A first approach consists in studying the nonlinear evolution of normal-mode disturbances in a baroclinic westerly zonal jet. For a low-zonal-wavenumber disturbance, successive acceleration and deceleration of the jet occur due to reflection of the wave on either side of the jet. The planetary wave deposits momentum in opposite ways during its poleward or equatorward propagation. In contrast, a high-zonal-wavenumber disturbance is not reflected but absorbed within the subtropical critical layer. It thus only induces poleward momentum fluxes which accelerate the jet and shift it slightly poleward. A long-term simulation forced by a relaxation toward a zonally-symmetric temperature profile is then analyzed. Planetary waves are shown to be baroclinically excited. When they propagate equatorward, they induce an acceleration of the jet together with a slight poleward shift. About two thirds of them are absorbed by the subtropical critical layer, which allows the accelerated poleward-shifted jet to persist for a while. For the remaining third, the potential vorticity equatorward of the jet is so well homogenized that a reflection occurs. It is followed by an abrupt jet deceleration during the subsequent poleward propagation. The reflection of planetary waves on the poleward side of the jet is more systematic because of the quasi-permanent presence of a turning latitude there. This negative planetary-wave feedback is shown to act more on pulses of the jet than on its latitudinal shifts.*

### 2.1.1 Introduction

Midlatitude jet variability is usually described using the leading empirical orthogonal function (EOF) of the zonally-averaged zonal wind, sometimes called the zonal index (Yu and Hartmann, 1993; Feldstein and Lee, 1998; Gerber and Vallis, 2007). This index is closely related to the leading EOF of the tropospheric geopotential height, the so-called annular mode introduced by Thompson and Wallace (2000). These modes of jet variability mainly represent latitudinal fluctuations of the jet and are triggered by variations of the eddy momentum fluxes. The same eddy momentum fluxes also act to maintain the different phases

of the leading modes through a positive eddy feedback which last a few weeks after the peak of the phases (Robinson, 1996, 2000; Lorenz and Hartmann, 2001). As such, the positive feedback increases the persistence of the leading modes and accounts for their dominance : because it is present mainly for latitudinal shifts of the jet and much less for variations of its intensity, the eddy feedback explains why the leading mode strongly projects onto the former and much less onto the latter jet changes (Lorenz and Hartmann, 2001, 2003; Barnes and Hartmann, 2011).

The positive eddy feedback is primarily due to synoptic, high-frequency waves whose momentum flux convergence maintains the zonal wind anomalies even a few weeks after their peak (Feldstein and Lee, 1998; Lorenz and Hartmann, 2001). Several studies suggested that the efficiency of the positive eddy feedback decreases with the mean jet latitude (Kidston and Gerber, 2010; Barnes and Hartmann, 2010). However, there is still a debate on the exact nature of the positive synoptic eddy feedback (e.g., Robinson, 2000; Lorenz and Hartmann, 2003; Robinson, 2006; Barnes and Hartmann, 2011; Zhang et al., 2012; Zurita-Gotor et al., 2014) : some studies emphasize the role of barotropic mechanisms whereby a jet shift creates a change in the horizontal propagation of the waves (e.g., Barnes and Hartmann, 2011; Lorenz, 2014b). Some others focus on baroclinic mechanisms in which the jet shift induces a change in the latitude of the baroclinicity and thus a change in the latitude of wave stirring, which in turn impacts the latitude of momentum flux convergence (e.g., Robinson, 2000; Zurita-Gotor et al., 2014). Others again propose mixed barotropic-baroclinic mechanisms in which the latitude of the lower baroclinicity determines the nature of wave propagation at upper levels (Rivière, 2009).

On the contrary, the planetary, low-frequency waves act to hasten the short-term decay of the zonal wind anomalies during the first week following their peak (Feldstein and Lee, 1998; Watterson, 2002). By analyzing observational datasets, Lorenz and Hartmann (2003) showed that the jet acts as a waveguide for these waves ; so they propagate into the jet and remove momentum from it. This general behavior of planetary waves is well reproduced in simple models (O'Rourke and Vallis, 2013). However, the underlying mechanisms explaining the short-term damping effect of planetary-scale waves on jet variability have not been deeply examined in the literature, and studies discussing this negative planetary eddy feedback (Lorenz and Hartmann, 2003; Simpson et al., 2013) are much less numerous than for the positive synoptic eddy feedback. And yet, the difficulties encountered by climate models in representing the annular mode variability might not only come from a misrepresentation of the positive synoptic feedback (Arakelian and Codron, 2012; Barnes and Polvani, 2013) but also from a misrepresentation of planetary waves and their negative feedback (Simpson et al., 2013). There is therefore a clear need for further investigation of the planetary wave effect on mid-latitude jet variability in a more systematic manner as done in the present paper.

The waveguide effect of westerly jets on planetary waves has been underlined by different studies (e.g., Hoskins and Ambrizzi, 1993; Branstator, 2002; Lorenz and Hartmann, 2003). Following linear theories, such a waveguide exists when turning latitudes (or equivalently reflecting levels) exist on both sides of the jet. However, the presence of a waveguide is far from being systematic : it depends on the wavenumber and on the strength of the westerly jet. For instance, the Asian jet is more likely to act as a waveguide because it is strong and sharp enough (Hoskins and Ambrizzi, 1993). Generally speaking, because of the stronger planetary vorticity gradient at lower latitudes, quasi-stationary and low-frequency Rossby

waves tend to have a turning latitude on the poleward flank of the westerly jets and a critical latitude (i.e where the phase speed equals the background zonal wind) on the equatorward flank (Karoly, 1983; Lorenz, 2014b). When the waves approach the critical attitude, linear theory predicts that the waves will be absorbed (Held, 1983). However, when during their nonlinear stage, the waves break near the critical latitude in a region called the critical layer, they feed back onto their environment and tend to homogenize the potential vorticity. This leads to a near zero potential vorticity gradient within the critical layer which will favor a reflection of the waves (Geisler and Dickinson, 1974; Held, 1983). If the critical layer is of finite extent, the nonlinear theory of Rossby wave critical layer thus predicts that the critical layer will necessarily become reflective after some time (Killworth and McIntyre, 1985). This theory has been largely confirmed in realistic numerical experiments of localized Rossby wave trains propagating into the subtropics (Brunet and Haynes, 1996; Magnusdottir and Haynes, 1999). In observational data, one third of planetary Rossby wave breakings occurring near a subtropical critical latitude seem to lead to reflection (Abatzoglou and Magnusdottir, 2004).

Most of these wave-mean flow interaction studies focused on nonlinear processes within the critical layer itself. They did not pay attention to the later evolution of the reflecting waves and their feedback on the jet outside of the critical layer. More recently, Abatzoglou and Magnusdottir (2006a) started such an analysis by comparing the effects on the North Atlantic Oscillation (NAO) of reflecting and nonreflecting planetary wave breakings occurring in the subtropical North Atlantic. Nonreflecting waves continuously induce poleward momentum fluxes when they approach the subtropics, which drives an extended positive NAO phase. On the contrary, reflecting waves first induce poleward momentum fluxes and then equatorward fluxes after their reflection, which suddenly stop the development of the positive NAO phase and even create a reversal of the polarity of the NAO a few days after the reflection. Our main purpose in this paper is to show that more generally the short-term negative feedback by planetary waves on jet variability can be attributed to reflecting waves.

We analyze the interaction of planetary waves and jet variability using a three-level quasi-geostrophic model on the sphere, addressing the following questions :

- Why and in which circumstances do planetary waves reflect near the subtropical critical layer ?
- How do planetary wave reflections on both sides of the jet affect the jet variability ?

Section 2.1.2 presents the model, the set-up of the numerical experiments and the diagnostic tools. Section 2.1.3 analyzes the life cycles of nonlinear baroclinic disturbances having a normal-mode structure at the initial time. Then, a detailed study of a long-term integration of the model forced by a relaxation to a prescribed zonally-symmetric temperature profile is made in section 2.1.4. Conclusion and discussion are presented in section 2.1.5.

## 2.1.2 Methodology

### 2.1.2.1 Model

We use the quasi-geostrophic (QG) model of Marshall and Molteni (1993, hereafter denoted as MM93). It is a three-level spectral model on the sphere that integrates the potential

vorticity (PV) equation at each vertical level  $i$

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = -J(\psi_i, q_i) - D_i + S_i, \quad (2.1)$$

where  $q_i$  and  $\psi_i$  denote the PV and streamfunction. Levels  $i = 1$ ,  $i = 2$  and  $i = 3$  correspond to 200, 500 and 800 hPa respectively. The PV can be expressed as

$$q_1 = f + \nabla^2 \psi_1 - R_1^{-2}(\psi_1 - \psi_2), \quad (2.2)$$

$$q_2 = f + \nabla^2 \psi_2 + R_1^{-2}(\psi_1 - \psi_2) - R_2^{-2}(\psi_2 - \psi_3), \quad (2.3)$$

$$q_3 = f + \nabla^2 \psi_3 + R_2^{-2}(\psi_2 - \psi_3), \quad (2.4)$$

where  $f = 2\Omega \sin \varphi$  is the Coriolis parameter. The Rossby radii of deformation  $R_1 = 660$  km and  $R_2 = 400$  km for the 200-500 hPa layer and the 500-800 hPa layer respectively are set to the same values as in [Rivière \(2009\)](#). Each term  $D_i$  is the sum of linear operators including a Newtonian relaxation of temperature, a linear drag at the surface (for  $i = 3$ ) and horizontal diffusion. The term  $S_i$  is the forcing term. A T42 truncation is used.

**Normal mode approach** The first set of simulations consists in nonlinear evolution of unstable normal modes. The basic flow is a baroclinic westerly zonal jet centred at  $15^\circ$ . Its meridional profile is a Gaussian function of latitude with  $15^\circ$  width; the peak zonal wind speeds are 45, 22.5 and  $9 \text{ m s}^{-1}$  at levels 1, 2 and 3 respectively. Such a profile aims at representing a typical wintertime westerly jet. The sum of the dissipation and forcing terms can be written as

$$-D_1 + S_1 = -c_H \nabla^8 q'_1 + \tau_{R1}^{-1} R_1^{-2}(\psi_1 - \psi_2), \quad (2.5)$$

$$-D_2 + S_2 = -c_H \nabla^8 q'_2 - \tau_{R1}^{-1} R_1^{-2}(\psi_1 - \psi_2) + \tau_{R2}^{-1} R_2^{-2}(\psi_2 - \psi_3), \quad (2.6)$$

$$-D_3 + S_3 = -c_H \nabla^8 q'_3 - \tau_E^{-1} \nabla^2 \psi_3 - \tau_{R2}^{-1} R_2^{-2}(\psi_2 - \psi_3), \quad (2.7)$$

where  $q'_i$  denote the PV minus the planetary vorticity and the Ekman damping time scale  $\tau_E = 3$  days. The forcing terms  $S_i$  are zero in this section.  $c_H$  is such that the damping time scale of the shorter waves at T42 truncation is 0.02 days. The relaxation time scales  $\tau_{R1} = \tau_{R2} = 25$  days as in the formulation of MM93. After computing the normal modes with the linear model, the resulting disturbances are introduced in the nonlinear model with weak amplitudes : the perturbation PV is twenty times smaller than the basic state PV at the initial time.

**Long-term run** The sum of the dissipation and forcing terms can here be written as

$$-D_1 + S_1 = -c_H \nabla^8 q'_1 + \tau_{R1}^{-1} R_1^{-2}(\psi_1 - \psi_2 - \tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_2), \quad (2.8)$$

$$-D_2 + S_2 = -c_H \nabla^8 q'_2 - \tau_{R1}^{-1} R_1^{-2}(\psi_1 - \psi_2 - \tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_2) + \tau_{R2}^{-1} R_2^{-2}(\psi_2 - \psi_3 - \tilde{\psi}_2 + \tilde{\psi}_3), \quad (2.9)$$

$$-D_3 + S_3 = -c_H \nabla^8 q'_3 - \tau_E^{-1} \nabla^2 \psi_3 - \tau_{R2}^{-1} R_2^{-2}(\psi_2 - \psi_3 - \tilde{\psi}_2 + \tilde{\psi}_3). \quad (2.10)$$

The forcing terms  $S_i$  are those including variables denoted with tilde like  $\tilde{\psi}_1 - \tilde{\psi}_2$  and  $\tilde{\psi}_2 - \tilde{\psi}_3$  which are proportional to the temperature-restoration field between levels 1 and 2

and levels 2 and 3 respectively. The diffusion and dissipation coefficients  $c_H$  and  $\tau_E$  have the same values as in the normal-mode approach. The temperature relaxation coefficients are equal to  $\tau_{R1} = 40$  days and  $\tau_{R2} = 15$  days in order to get relaxation time scales similar to the [Held and Suarez \(1994\)](#)'s framework with shorter time scales at lower levels. The restoration temperature is an error function of latitude in thermal wind balance with the zonal jet given by

$$\tilde{u}_i = U_{0i} \exp \left[ - \left( \frac{\varphi - \varphi_0}{d\varphi} \right)^2 \right], \quad (2.11)$$

where  $\varphi$  denotes latitude. The jet latitude is  $\varphi_0 = 30^\circ\text{N}$ , its width  $d\varphi = 20^\circ$ , and the velocity at the different levels  $U_{01} = 50 \text{ m s}^{-1}$ ,  $U_{02} = 25 \text{ m s}^{-1}$  and  $U_{03} = 10 \text{ m s}^{-1}$ . The simulation lasts 15 years ; the first 300 days have been removed before the analysis.

### 2.1.2.2 Refractive index

The refractive index of waves within the three-level quasi-geostrophic framework on the sphere can be expressed as (see appendix B)

$$n_1^2 = \frac{\partial \bar{q}_1 / \partial y}{\bar{u}_1 - ca \cos \varphi} - \frac{R_2^2}{R_1^2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 - \frac{m^2}{a^2 \cos^2 \varphi}, \quad (2.12)$$

$$n_2^2 = \frac{\partial \bar{q}_2 / \partial y}{\bar{u}_2 - ca \cos \varphi} - \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 - \frac{m^2}{a^2 \cos^2 \varphi}, \quad (2.13)$$

$$n_3^2 = \frac{\partial \bar{q}_3 / \partial y}{\bar{u}_3 - ca \cos \varphi} - \frac{R_1^2}{R_2^2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 - \frac{m^2}{a^2 \cos^2 \varphi}, \quad (2.14)$$

where *overline* and  $\bar{q}$  are the zonal-mean zonal wind and PV respectively.  $c$  is the angular phase speed of the disturbance,  $a$  the earth's radius and  $m$  the nondimensional zonal wave-number. The second terms on the rhs of Eqs. (2.12), (2.13) and (2.14) take into account the variations of the stratification with height, similarly to the continuous formulation obtained in [Charney and Drazin \(1961\)](#) and [Matsuno \(1970\)](#).

In all simulations, the phase speed of waves has been computed for each day as follows : first, the meridional wind is decomposed into contributions from individual zonal wave-numbers  $m$

$$v_m(\lambda, \varphi, z, t) = A_m \cos(m\lambda + \phi_m),$$

where  $\lambda$  is longitude and  $m$  the zonal wavenumber. By multiplying  $v_m$  by  $\cos(m\lambda)$  and  $\sin(m\lambda)$  and then zonally averaging, one obtains

$$\overline{v_m \cos(m\lambda)} = \frac{A_m}{2} \cos \phi_m,$$

$$\overline{v_m \sin(m\lambda)} = -\frac{A_m}{2} \sin \phi_m.$$

The phase  $\phi_m$  is thus given by the angle of the vector. The difference of  $\phi_m$  between day  $d$  and its successor  $d + 1$  is then computed to get an estimation of the angular phase speed  $c$  of the waves present at a each day  $d$ .



### 2.1.3 Normal-mode study

The nonlinear evolution of unstable baroclinic normal modes for individual zonal wavenumbers  $m \in [3, 11]$  is analyzed in the present section. While such an approach has been intensively adopted since the 1970s (Gall, 1976; Simmons and Hoskins, 1978), the following results which focus on the successive stages of the nonlinear evolution and the difference between planetary and synoptic waves do not seem to have been underlined before. For our basic flow, the most unstable wavenumbers are  $m = 6$ ,  $m = 7$  and  $m = 8$  with e-folding times equal to 1.9, 1.8 and 1.9 days respectively. Since the disturbances have small initial amplitudes, a few days are needed for them to reach finite amplitudes. The jet begins to be visibly modified around  $t = 4$  days, roughly at the same time as when the momentum flux convergence reaches strong values (see Figure 2.1).

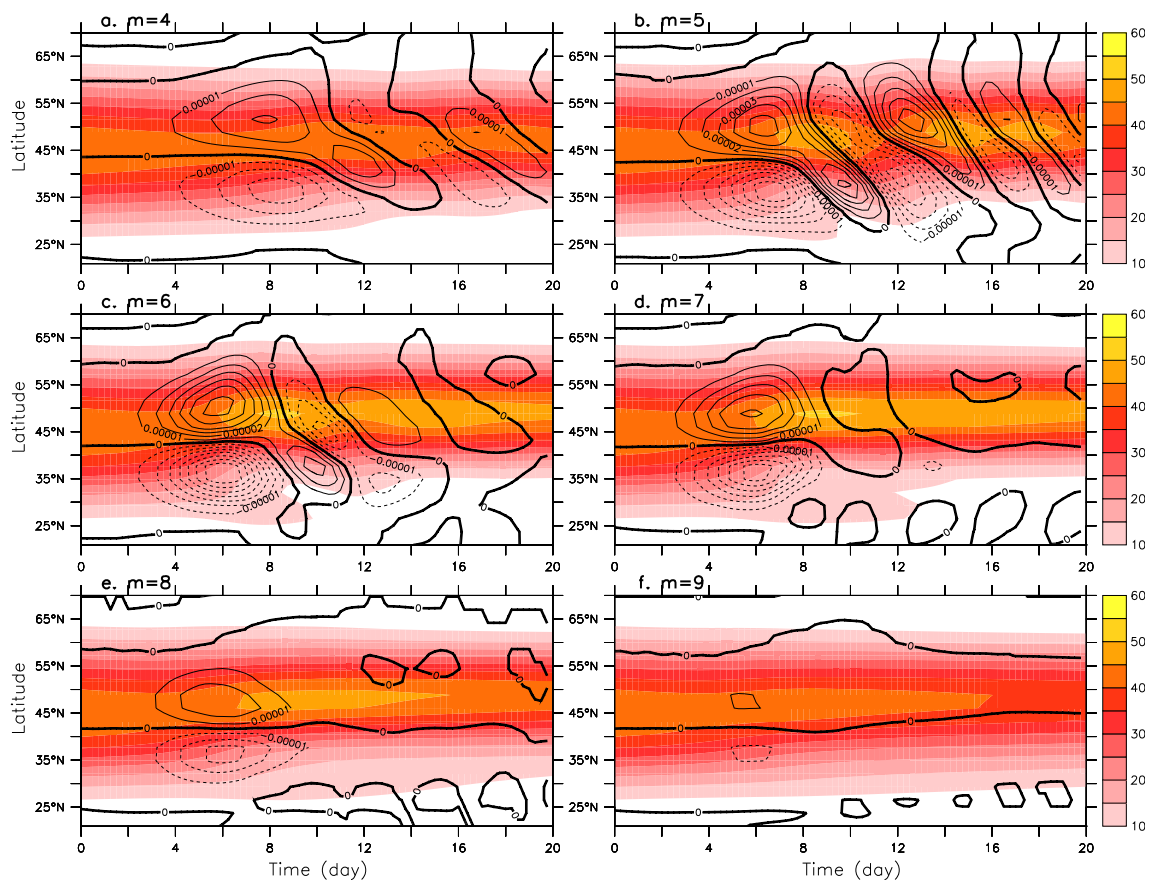


FIGURE 2.1 – Zonally-averaged zonal wind (shadings; units :  $\text{m s}^{-1}$ ) and momentum flux convergence (contours; int :  $10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ) at 200 hPa as a function of time for nonlinear simulations of unstable normal modes with zonal wavenumbers (a)  $m = 4$ , (b)  $m = 5$ , (c)  $m = 6$ , (d)  $m = 7$ , (e)  $m = 8$  and (f)  $m = 9$ .

Normal-mode disturbances have a pronounced anticyclonic tilt due to spherical geometry (Simmons and Hoskins, 1978; Balasubramanian and Garner, 1997). Indeed, the stronger planetary vorticity gradient on the equatorward side of the jet also makes the refractive index stronger there than on the poleward side as seen in Eqs. (2.12)-(2.14) (Rivière, 2009). This leads to predominant poleward momentum fluxes during the first stage of the nonlinear evolution of the normal modes between  $t = 4$  days and  $t = 8$  days. Hence, a dipolar

structure in the momentum flux convergence appears during that time interval, with positive and negative values on the poleward and equatorward sides of the jet respectively. The jet moves poleward and accelerates as can be clearly seen at  $t = 8$  days for the most unstable wavenumbers ( $m \in [5, 8]$ ). Note also that the jet becomes narrower at  $t = 8$  days than at  $t = 0$  days.

After this first stage of the nonlinear evolution, the behavior of the disturbances and their feedback onto the jet vary depending on their wavenumber. For low wavenumbers ( $m \in [4, 6]$ ), as soon as the jet is accelerated the momentum flux convergence abruptly reverses sign with negative values on the jet core and on its poleward flank and positive values on its equatorward flank. This occurs between  $t = 11$  days and  $t = 14$  days for  $m = 4$  (Fig. 2.1a) and between  $t = 8$  days and  $t = 11$  days for  $m = 5$  and  $m = 6$  (Figs. 2.1b,c). This sign reversal of the momentum flux convergence leads to a decelerated jet with a minimum intensity reached at  $t = 16$  days,  $t = 12$  days and  $t = 11$  days for  $m = 4$ ,  $m = 5$  and  $m = 6$  respectively. After this second stage, yet another sign reversal of the momentum flux convergence is observed, which creates a new acceleration of the jet. This alternance in the sign of the momentum flux convergence continues with decreasing amplitudes until  $t = 20$  days.

For higher wavenumbers ( $m \in [7, 9]$ ), the alternance in the sign of the momentum flux convergence barely occurs (Figs. 2.1d-f). After a nonlinear stage during which synoptic disturbances mainly accelerate the jet, the jet intensity slowly decreases with time because of the dissipating processes.

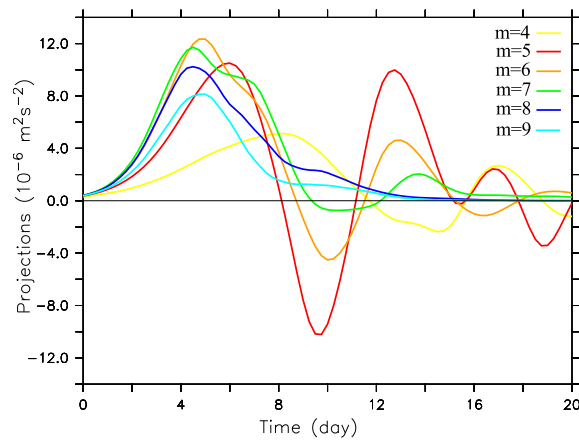


FIGURE 2.2 – Projection  $P(t)$  (see Eq. (2.15)) of the vertically-averaged momentum flux convergence at any time on the vertically-averaged momentum flux convergence at the initial time for nonlinear simulations of normal modes with different zonal wavenumbers.

Figure 2.2 summarizes the behavior of disturbances of different wavenumbers by projecting the momentum flux convergence at each time on the momentum flux convergence at the initial time :

$$P(t) = \sum_y [u^*v^*](y, t) \frac{[u^*v^*](y, 0)}{\sqrt{\sum_y [u^*v^*](y, 0)^2}}, \quad (2.15)$$

where stars denote the deviation from the zonal mean and square brackets the zonal mean. Wavenumbers which induce the strongest signal at the beginning of the first nonlinear

stage ( $t = 4$  days) are  $m = 6$ ,  $m = 7$  and  $m = 8$  which makes sense since they are the most unstable wavenumbers. For  $m \in [4, 6]$ , the projections oscillate between positive and negative values. These oscillations are still slightly visible for  $m = 7$ . On the contrary, for  $m \in [8, 10]$ , the projections smoothly decrease toward zero after reaching their peak.

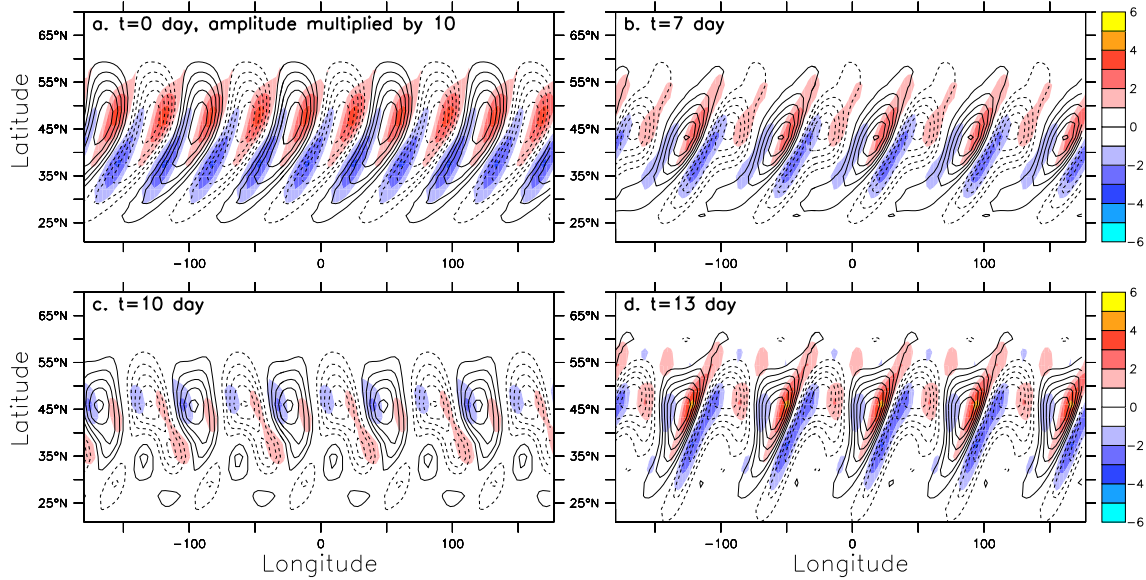


FIGURE 2.3 – Anomalous relative vorticity (contours ; units :  $8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ) and momentum flux convergence (shadings ; units :  $10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ ) at 200 hPa for the nonlinear simulation of the unstable normal mode with  $m = 5$  at (a)  $t = 0$  day (b)  $t = 7$  days, (c)  $t = 10$  days and (d)  $t = 13$  days.

To better understand this oscillatory behavior of the momentum flux convergence for low wavenumbers, we analyze the structural changes of the disturbances. We focus on wave-number  $m = 5$  because it is the clearest case. Figure 2.3a shows the normal mode initialized in the nonlinear model. The disturbance mainly tilts anticyclonically across the jet core leading to positive and negative momentum flux convergence to the north and south respectively. At  $t = 7$  days (Fig. 2.3b), the disturbance has less meridional extent but is still anticyclonically tilted. Its amplitude also peaks at a lower latitude than at the initial time. At  $t = 10$  days (Fig. 2.3c), the structure of the disturbance suddenly changes and becomes marked by a pronounced cyclonic tilt. At that time, the amplitude peaks within the latitudinal band  $[45^\circ\text{N}, 50^\circ\text{N}]$  while before ( $t = 7$  days) it was more within  $[40^\circ\text{N}, 45^\circ\text{N}]$ . Finally at  $t = 13$  days, the disturbance tilts anticyclonically again. These successive changes in the tilt of the wave show that there are reflections on both sides of the jet. First, between  $t = 0$  days and  $t = 7$  days, the wave propagates toward lower latitudes and is reflected on the equatorward side of the jet between  $t = 7$  days and  $t = 10$  days. Then, the wave propagates poleward with a new reflection occurring on the poleward flank of the jet between  $t = 10$  days and  $t = 13$  days.

Computing the refractive index at different times confirms the existence of a waveguide effect for low wavenumbers only (Fig. 2.4). Before the first stage of jet acceleration ( $t = 6$  days), the  $m = 5$  perturbation has a turning latitude on the poleward flank of the jet near  $55^\circ\text{N}$  and a critical latitude on its equatorward flank near  $33^\circ\text{N}$  (Figs. 2.4a,c). At  $t = 8$  days, the jet is accelerated and is sharper than previously. In particular, we note a strong decrease

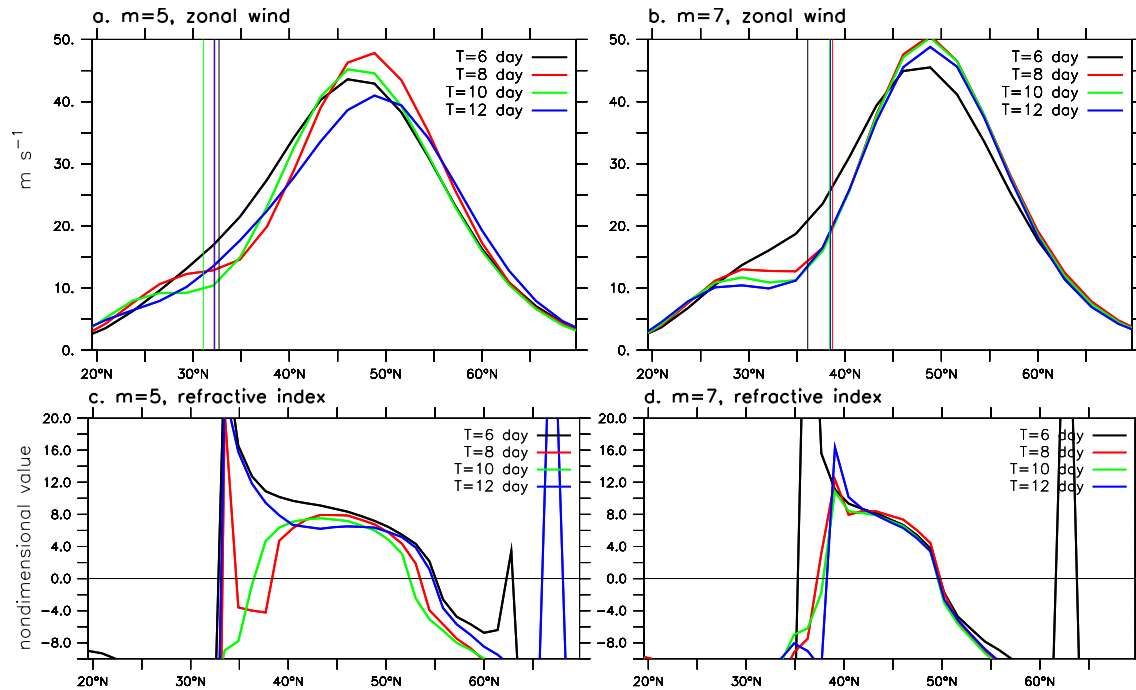


FIGURE 2.4 – (Upper panels) Zonally-averaged zonal wind at 200 hPa for the nonlinear simulations of unstable normal modes with (a)  $m = 5$  and (b)  $m = 8$ . The vertical lines correspond to the critical latitudes of the days of interest. (Lower panels) Nondimensional refractive index  $a|n|\text{sign}(n^2)$  at 200 hPa for (c)  $m = 5$  and (d)  $m = 7$ .

of the zonal wind near  $35^\circ\text{N}$  leading to an important change in the curvature of the jet profile. This gives a significant decrease in potential vorticity gradient between the jet core and the critical latitude. The consequence is a rapid decrease in the refractive index toward zero, reached near  $37^\circ\text{N}$ . Therefore the wave meets a turning latitude before its critical latitude and is reflected poleward. The formation of a temporary turning latitude is not only due to the decrease in potential vorticity gradient but also to the fact that the critical layer does not shift poleward when the westerlies decrease on the equatorward side of the jet (Fig. 2.4a). This is the decrease in phase speed during the equatorward wave propagation which roughly maintains the critical layer at the same place. The turning latitude still exists at  $t = 10$  days when the jet remains intense and sharp but then disappears at  $t = 12$  days because the wave propagates poleward after the reflection, which acts to broaden the jet and to suppress the turning latitude (Figs. 2.4a,c).

High wavenumbers do not create temporary turning latitudes on the equatorward flank of the jet even when it has accelerated and becomes sharper, as seen in the  $m = 7$  case (Figs. 2.4b,d) : the refractive index in fact increases until the critical latitude. In contrast with the  $m = 5$  case, the critical layer shifts poleward (Fig. 2.4b) when the jet sharpens because the zonal winds decrease and the phase speed does not change. Therefore, the decrease in potential vorticity gradient during the sharpening of the jet is necessary to make a turning latitude appear but is not enough to completely explain its occurrence. A reduction in phase speed as seen for  $m = 5$  and not for  $m = 7$  is an additional important factor for the formation of a transient turning latitude on the equatorward side of the jet.

To summarize, during their non linear evolution planetary waves drive a succession of acceleration and deceleration of the jet because they tend to reflect on both sides of the jet and deposit their momentum in opposite regions during their poleward and equatorward propagation within the waveguide. The turning latitude on the poleward side is always present, while that on the equatorward side is transient and depends on the ability of the waves to reduce the potential vorticity gradient during their equatorward propagation towards the critical layer. Therefore, planetary waves can force variations of the jet that are quickly suppressed by the same waves once they are reflected. The latter effect will appear as a negative feedback of planetary waves on changes of the jet. On the contrary, synoptic waves only force a single acceleration of the jet because they are absorbed within the critical layer and not reflected. It is important to note that the transition wavenumber between reflection and absorption depends on the basic flow properties. In next section, the transition wavenumber will be different and the separation between synoptic and planetary waves will differ.

## 2.1.4 Long-term simulation

The long-term simulation will serve to confirm the previous results when all wavenumbers interact with each other.

### 2.1.4.1 Model climatology

While the forcing latitude is  $\varphi_0 = 30^\circ\text{N}$ , the mean position of the jet is around  $45^\circ\text{N}$  (dashed curve in Fig. 2.5). Such a difference is due to the dominance of anticyclonic wave breaking in the model which tends to deposit momentum on the poleward side of the excitation zone (Rivière, 2009). The latitudinal distributions of the time-mean momentum flux convergence and heat fluxes for various wavenumbers are also shown in figure 2.5. The patterns vary strongly from wavenumber to wavenumber. For  $m = 3$ , heat fluxes reach their maximum on the poleward side of the jet near  $55^\circ\text{N}$ , while the momentum flux convergence peaks closer to  $60^\circ\text{N}$ . This slight shift can be attributed to the spherical geometry since waves tend to tilt anticyclonically and deposit their momentum poleward of the heat fluxes (Rivière, 2009). In contrast to the  $m = 3$  case, heat fluxes for  $m = 4$  have a larger amplitude on the equatorward side of the jet. The momentum flux convergence peaks at two distinct latitudes : one on the equatorward side of the jet near the heat flux maximum, and another one on the poleward side near  $55^\circ\text{N}$ . The latter peak may seem surprising ; it is not associated with a peak in heat fluxes, and cannot be attributed to barotropic instability either since the PV gradient at the upper level does not change sign in this particular region. For  $m = 5$ , the maximum in heat fluxes is on the equatorward side of the jet as for  $m = 4$ , but the momentum flux convergence has a single poleward-shifted maximum as for  $m = 3$ . For  $m = 6$  and  $m = 7$ , the heat fluxes and the momentum flux convergence both peak close to the jet core. The higher phase speeds of these synoptic waves make their low-level critical layer occur closer to the jet core, and baroclinic instability is more likely in that region than for planetary waves (Zhang et al., 2012).

To summarize, the model shows some classical features of this type of models (Zhang et al., 2012; O'Rourke and Vallis, 2013) like the deposition of momentum on the jet flanks

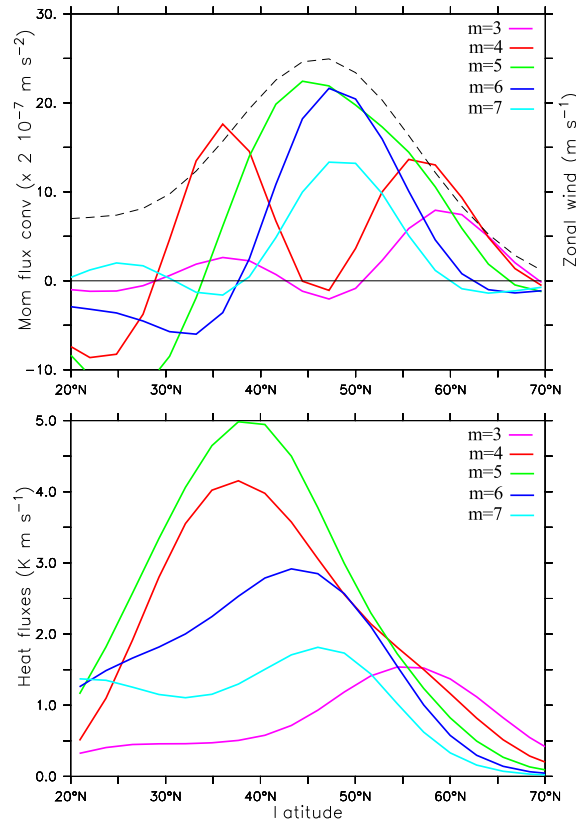


FIGURE 2.5 – Model climatology of (a) the vertically-averaged momentum flux convergence for different wavenumbers (solid lines) and the vertically-averaged zonal wind (dashed line) and (b) the heat flux at the interface between the two lowest levels for the long-term simulation.

by planetary waves and on the jet core by synoptic waves. The distribution of eddy momentum fluxes is mainly explained by baroclinic instability as in [Zhang et al. \(2012\)](#) and not by barotropic instability ([O’Rourke and Vallis, 2013](#)). Indeed, there is a general one-to-one correspondence between the lower-level heat fluxes and the momentum flux convergence, with a slight shift due to spherical geometry. One exception is the second peak of momentum flux convergence for  $m = 4$  on the poleward side of the jet which is not linked to a peak in heat fluxes and will be shown to be a signature of a waveguide effect in next sections.

#### 2.1.4.2 Snapshots

In the rest of the paper, planetary waves will mean wavenumbers  $m \in [1, 4]$  and synoptic waves  $m \in [5, 8]$ . They were separated according to the climatological patterns of momentum flux convergence of figure 2.5, which peak outside the jet core for  $m \in [1, 4]$  and inside it for  $m \in [5, 8]$ . Waves with wavenumbers greater than 8 have very weak amplitudes, and are not considered in what follows.

To demonstrate the role of planetary waves, we first focus on a 20-days interval of the simulation during which the jet strongly fluctuates in amplitude (figure 2.6). Long waves

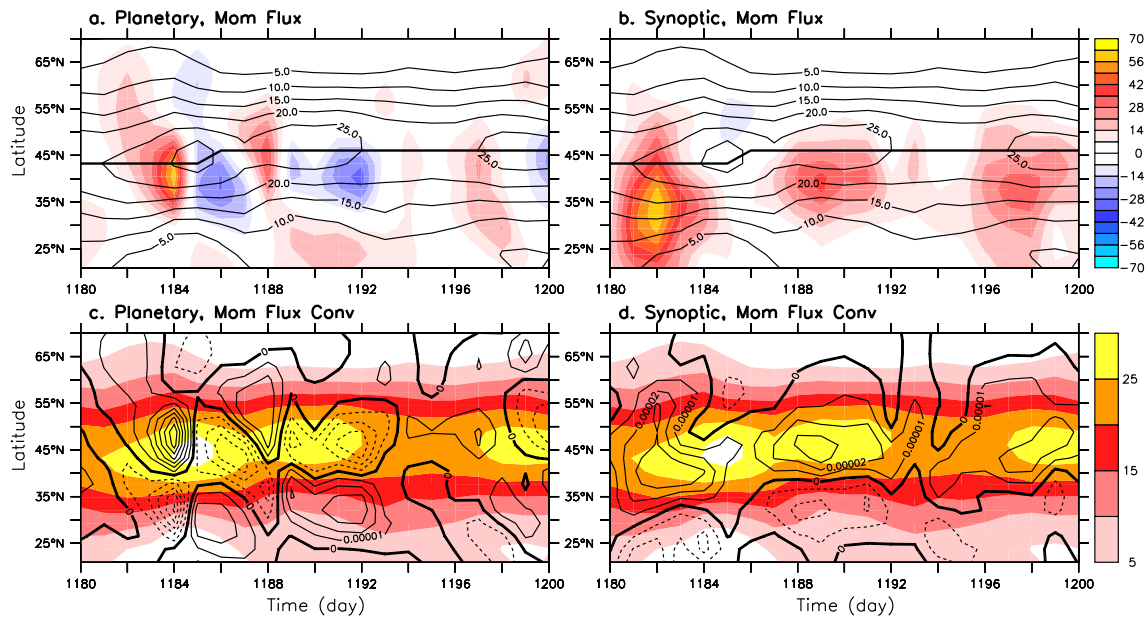


FIGURE 2.6 – (Upper panels) vertically-averaged momentum flux (shadings ; units :  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) and zonal wind (contours ; int :  $5 \text{ m s}^{-1}$ ) as a function of time and latitude from  $t = 1180$  days to  $t = 1200$  days of the long-term simulation. (Lower panels) vertically-averaged momentum flux convergence (contours ; int :  $10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ) and zonal wind (shadings ; units :  $\text{m s}^{-1}$ ) as a function of time and latitude. (a),(c) Planetary wave and (b),(d) synoptic wave.

exhibit an alternation of poleward and equatorward momentum fluxes with the former having greater amplitude (Fig. 2.6a). Since the meridional group velocity and the meridional momentum fluxes have opposite sign for Rossby waves (see Vallis, 2006, p 490), the figure shows an alternation of poleward and equatorward propagation of planetary-wave energy. Hence, a waveguide effect is operating on the equatorward flank of the jet, as seen in the peak amplitudes which are more often reached on the equatorward flank than in the jet core. The alternation in the orientation of propagation of planetary waves creates an alternation in the sign of the momentum flux convergence (Fig. 2.6c). During their equatorward propagation, planetary waves induce poleward momentum fluxes leading to positive and negative momentum flux convergence in the jet core and equatorward of it respectively (see  $t = 1184$  days,  $t = 1188$  days, and  $t = 1197$  days). On the contrary, during the poleward propagation of planetary waves, the associated momentum flux convergence is negative in the jet core and positive equatorward of it (see  $t = 1186$  days,  $t = 1191$  days and  $t = 1200$  days).

Synoptic waves only produce poleward momentum fluxes with peak amplitudes on the equatorward flank of the jet (Fig. 2.6b). In most cases, it leads to convergence of the momentum fluxes in the jet core (e.g., from  $t = 1180$  days to  $t = 1184$  days, from  $t = 1188$  days to  $t = 1192$  days and from  $t = 1196$  days to  $t = 1200$  days) and in more rare cases somewhat outside of the jet core (not shown). This behavior is consistent with the climatology of momentum flux convergence shown in Fig. 2.5a.

Even though the separation between synoptic and planetary waves is based on the climatological patterns of the momentum flux convergence, we observe that it corresponds well

to a separation between reflecting and non reflecting waves. We have checked that  $m = 4$  exhibits an alternation of poleward and equatorward momentum fluxes whereas  $m = 5$  shows poleward momentum fluxes only.

The previously described fluctuations of the eddy momentum flux convergence force changes in the jet intensity (Figs. 2.6c,d). The first peak in jet intensity at  $t = 1185$  days is forced by both synoptic and planetary waves during the preceding days. Even though synoptic waves act to maintain the jet intensity during and after that peak, the jet is decelerated between  $t = 1185$  days and  $t = 1192$  days by planetary waves (Figs. 2.6c,d). Another acceleration of the jet occurs between  $t = 1197$  days and  $t = 1200$  days, and is also forced by both synoptic and planetary waves and its deceleration is due to negative momentum flux convergence induced by planetary waves near  $t = 1203$  days (not shown).

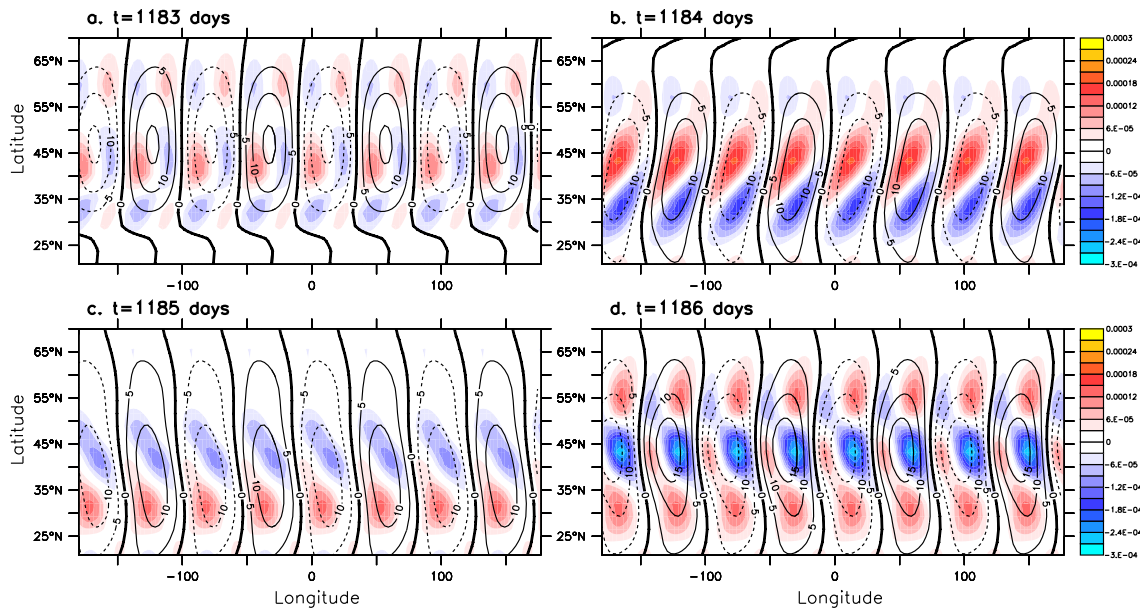


FIGURE 2.7 – Meridional wind (contours ; int :  $m s^{-1}$ ) and momentum flux convergence (shadings ; units :  $m s^{-2}$ ) at 200 hPa for zonal wavenumber  $m = 4$  at (a)  $t = 1183$  days, (b)  $t = 1184$  days, (c)  $t = 1185$  days and (d)  $t = 1186$  days of the long-term simulation.

We now focus on the first intense phase of the jet around  $t = 1184$  days, and on wave-number  $m = 4$  that dominates the strong negative feedback. Figure 2.7 shows the  $m = 4$  meridional wind and its associated momentum flux convergence on different days. The wave changes rapidly its structure with time. At  $t = 1183$  days (Fig. 2.7a), the wave is meridionally tilted over a broad latitudinal range (35°N-60°N), with peak amplitudes in the band 45°N-50°N. At  $t = 1184$  days (Fig. 2.7b), the wave is now tilted anticyclonically and peaks at a lower latitude near 40°N. This leads to positive momentum flux convergence near 45°N that accelerates the jet in its core region and negative momentum flux convergence near 35°N that decelerates the zonal winds on the equatorward flank of the jet. On the contrary, one day later, at  $t = 1185$  days (Fig. 2.7c), the wave tilt is cyclonic, the momentum flux convergence is negative near the jet core in the band 40°N-45°N and positive on its equatorward flank in the band 30°N-35°N. The strong deceleration of the jet induced by the  $m = 4$  wave is still present at  $t = 1186$  days (Fig. 2.7d). The peak amplitude of the wave is further north than on the previous day. The rapid change in the



wave momentum forcing of the jet thus occurs precisely at the time of the wave reflection near  $t = 1185$  days.

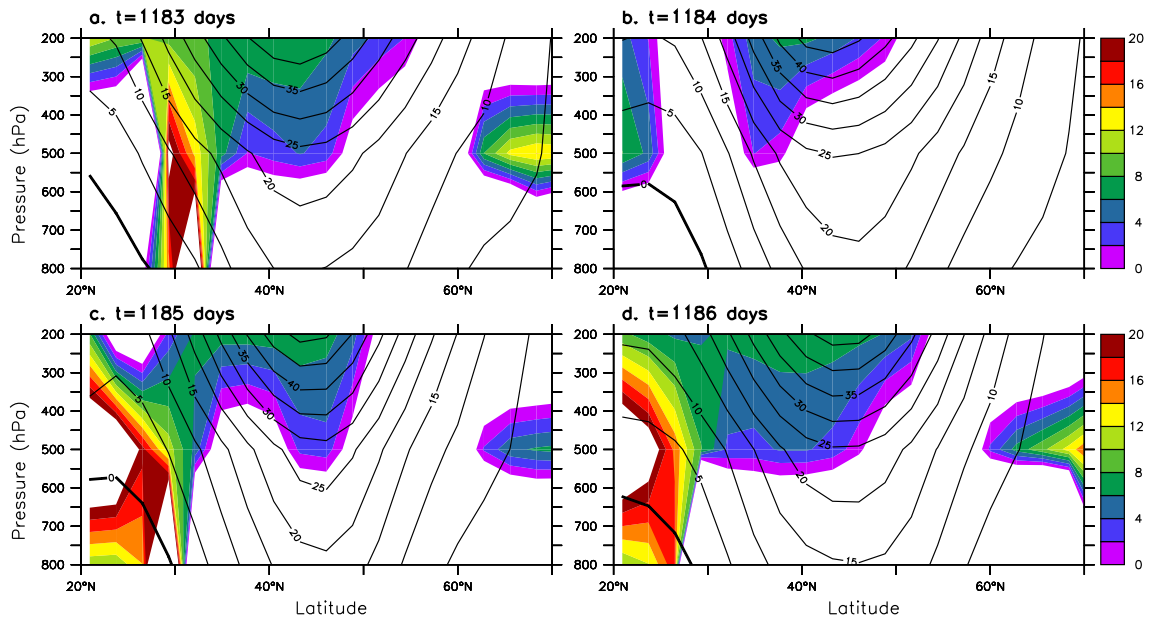


FIGURE 2.8 – Vertical cross section of the nondimensional refractive index  $a|n|/\text{sign}(n^2)$  for  $m = 4$  at  $t = 1183$  days, (b)  $t = 1184$  days, (c)  $t = 1185$  days and (d)  $t = 1186$  days of the long-term simulation.

Figure 2.8 shows the vertical cross sections of the zonal wind and of the refractive index for  $m = 4$  at  $t = 1183, 1184, 1185$  and  $1186$  days. A turning latitude on the equatorward flank of the jet appears at  $t = 1184$  days and  $t = 1185$  days, when the zonal wind on the equatorward flank of the jet is weakest. All the other cases show a positive refractive index and an increase in the refractive index as latitude decreases and therefore an absorbing critical layer. A decomposition of the factors explaining this rapid change in the refractive index is shown in figure 2.9. From  $t = 1183$  to  $1184$  days, when the wave propagates equatorward, the zonal wind decreases from  $20 \text{ m s}^{-1}$  to  $14 \text{ m s}^{-1}$  at  $30^\circ\text{N}$  (Fig. 2.9b), while the PV gradient decreases from  $4 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  to  $10 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . The decrease in the PV gradient dominates over that in zonal wind. It makes the ratio  $a^2(\partial\bar{q}/\partial y)/(\bar{u} - c_0 a \cos \varphi)$  to decrease by up a factor of two between  $t = 1184$  and  $1185$  days (Fig. 2.9c) where  $c_0$  is the phase speed taken at  $t = 1184$  days. The decrease in phase speed during the equatorward propagation of the wave also participates in the low refractive index, albeit less importantly, since the differences between the ratios  $a^2(\partial\bar{q}/\partial y)/(\bar{u} - ca \cos \varphi)$  at  $t = 1184$  and  $1185$  days is larger than the differences between the ratios  $a^2(\partial\bar{q}/\partial y)/(\bar{u} - c_0 a \cos \varphi)$  (Figs. 2.9c,d). Such a change in the refractive index has not been detected for synoptic waves. For the latter waves, the refractive index increases as latitude decreases toward the critical layer.

To summarize, this section showed that both planetary waves and synoptic waves can drive an acceleration of the jet. In addition, synoptic waves tend to extend its duration, while planetary waves tend to suppress it. This confirms a well-known picture found in many studies (e.g., Feldstein and Lee, 1998; Watterson, 2002; Lorenz and Hartmann, 2001). The new result of the present study is that this negative feedback from planetary waves on the jet acceleration occurs when they reflect on its equatorward flank. Similarly, the planetary

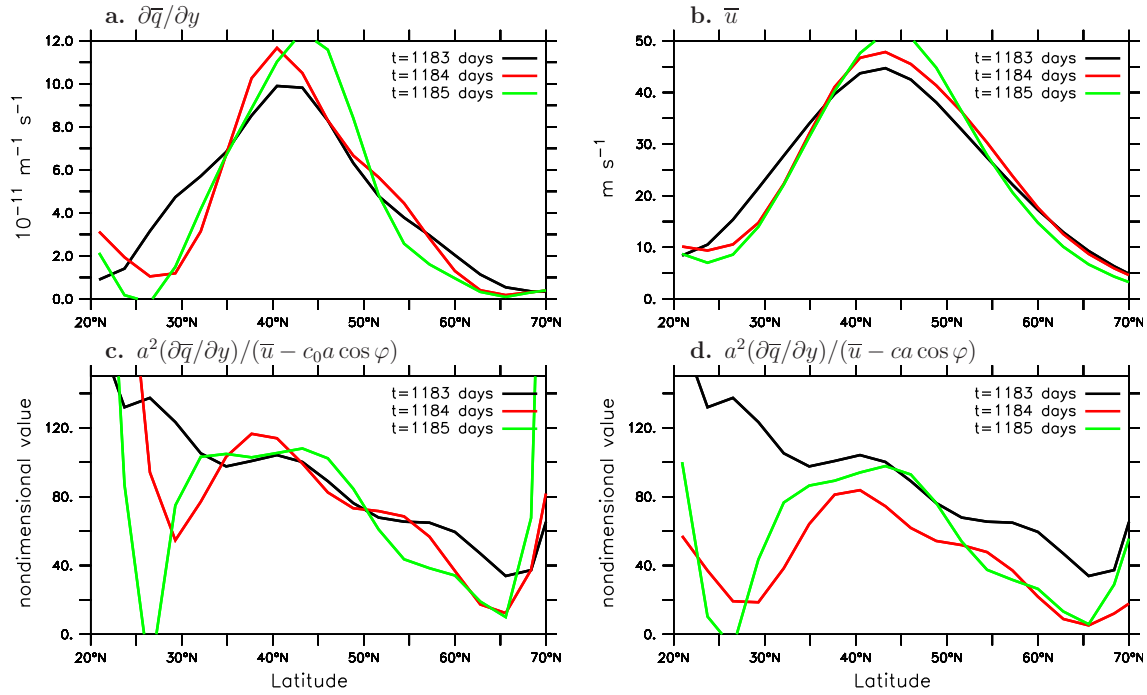


FIGURE 2.9 – Zonal averages at 200 hPa of (a) the potential vorticity gradient  $\partial\bar{q}/\partial y$ , (b) the zonal wind  $\bar{u}$ , (c) the ratio  $a^2(\partial\bar{q}/\partial y)/(\bar{u} - c_0 a \cos \varphi)$  where  $c_0 = c(t = 1183 \text{ days})$  is the phase speed computed at the beginning of the period and (d) the ratio  $a^2(\partial\bar{q}/\partial y)/(\bar{u} - ca \cos \varphi)$  for  $m = 4$ .

waves induce a negative feedback on a jet deceleration just after their reflection on its poleward flank (see  $t = 1186$  days in Figs. 2.6a,c). Our results provide an interpretation for the rapid change of sign in the planetary-wave momentum forcing on the leading modes of variability as shown in Lorenz and Hartmann (2003) and Simpson et al. (2013). The regression of the planetary-wave momentum forcing on the two first principal components is usually strongly positive 2 to 3 days prior to the event and strongly negative 2 to 3 days after the event (see e.g., Fig. 8a of Lorenz and Hartmann (2003) or Fig. 5c of Simpson et al. (2013)). These are the same time scales found in the present model and correspond to the time scales needed for a planetary wave to propagate from one side to another of the waveguide.

### 2.1.4.3 Composites

The purpose of the present section is to get a more statistical point of view of the planetary-wave reflection and its effect on the jet variability. A normalized index is built by averaging the planetary-wave momentum fluxes over the mid-latitude band (30°N-60°N) and the three vertical levels. Two composites are computed based on days for which this planetary-wave momentum-flux index is greater than 1.5 its standard deviation and lower than -1.5 standard deviation. They correspond to an equatorward and a poleward propagation of strong amplitude planetary waves and are hereafter denoted to as Eq and Po composites respectively. A third composite is computed for days belonging to Eq which are then followed 3 days or 4 days later by a value of the index lower than -1.0 standard deviation. It corresponds to reflecting periods in the subtropical regions during which an equatorward propagation

is followed by a poleward propagation a few days later. This composite is hereafter denoted as EqPo. Eq, Po and EqPo composites are composed of 230, 184 and 83 days of the 5175 days of the simulation.

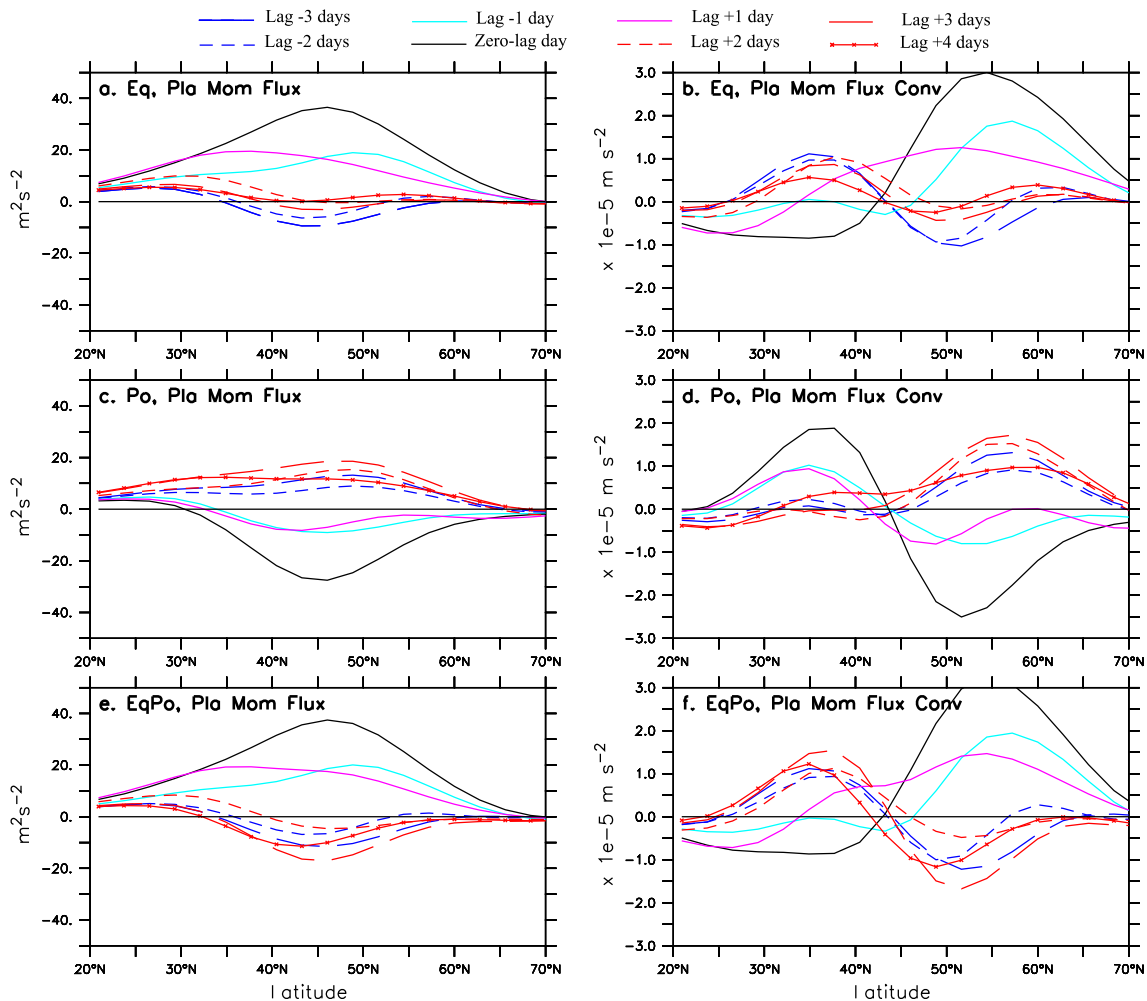


FIGURE 2.10 – Time lag composites of (a),(c),(d) the vertically-averaged planetary-wave momentum flux and (b),(d),(f) its convergence as a function of latitude ; (a),(b) the planetary waves propagate equatorward (Eq composite) ; (c),(d) the planetary waves propagate poleward (Po composite) ; (e),(f) the planetary waves propagate equatorward and then poleward few days later (EqPo composite). See text for more details on the computation of the Eq, Po, EqPo composites.

The latitudinal structure at different lags of the momentum fluxes associated with the three composites is shown in figures 2.10 and 2.11. By construction, the zero-lag day for Eq corresponds to a peak in poleward momentum fluxes around 45°N (Fig. 2.10a). One day before, it is preceded by a peak in poleward momentum fluxes at 50°N associated with momentum flux convergence near 55°N (Fig. 2.10b) similar to the peak in the  $m = 4$  climatology shown in Fig. 2.5a. At lags -3 and -2 days, momentum fluxes are slightly negative, suggesting that some part of the wave energy has been reflected on the poleward side of the jet between lag -2 and lag -1 days. At lag +1 day, there is a peak in poleward momentum fluxes around 35°N equatorward of the one at zero-lag. From lag +2 to lag +4 days, the peak stays near 30°N. This displacement of the peak toward lower latitudes and

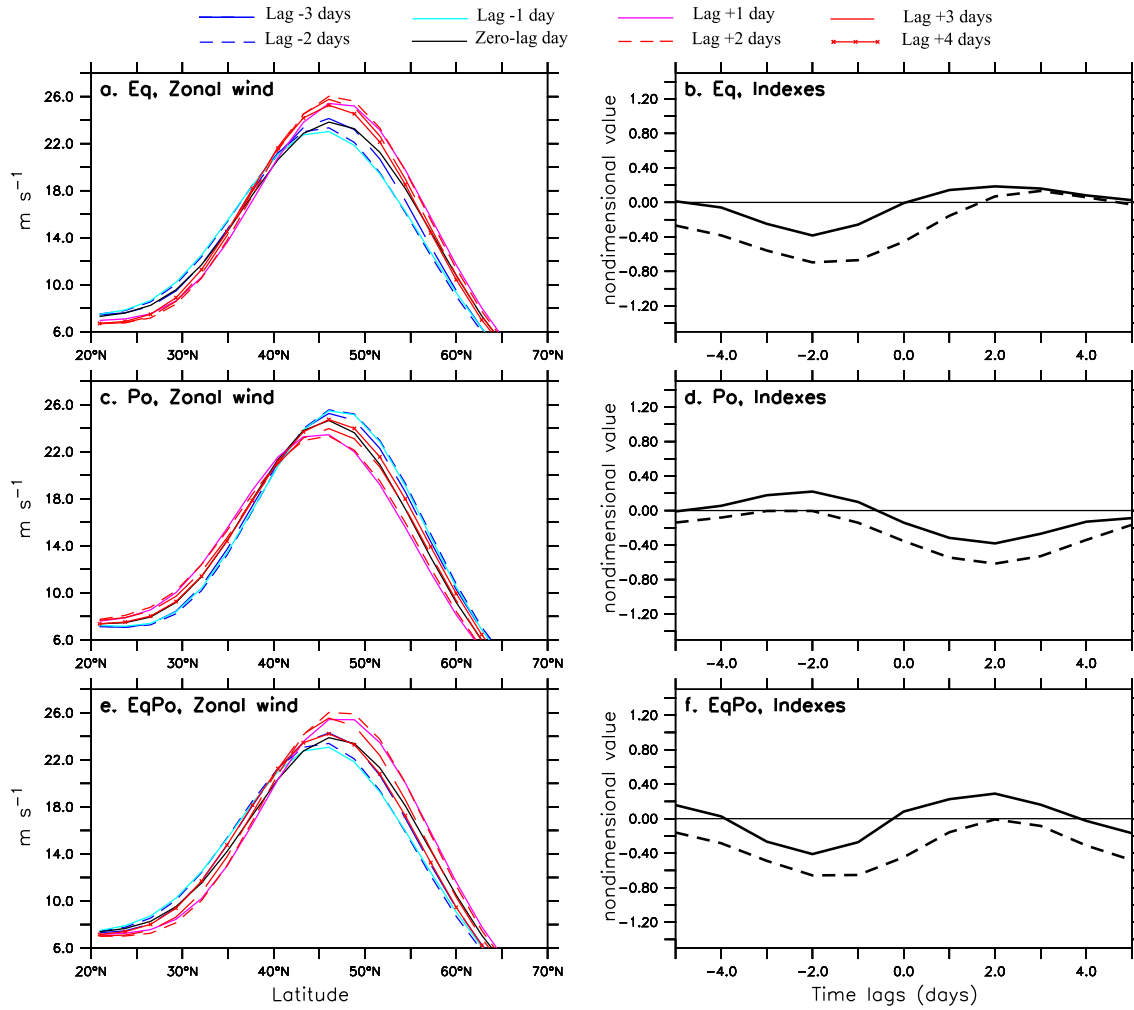


FIGURE 2.11 – (a),(c),(e) same as Figs. 2.10(a),(c),(e) but for the vertically-averaged zonal wind. (b),(d),(f) represent the shifting (solid lines) and pulsing (dashed lines) indexes for the same days as in (a),(c),(e) respectively.

the absence of sign reversal of the fluxes at positive lags suggest an equatorward propagation of the wave and absorption by the subtropical critical layer. Therefore, Eq composites confirm the existence of a recurrent reflection on the poleward side of the jet and show that reflection on the equatorward side occurs much less often. It also provides a dynamical interpretation for the poleward peak in the climatology of the  $m = 4$  momentum flux convergence which seems to be due to wave reflection on the poleward side of the jet.

At zero-lag day, the Po composite shows a peak in equatorward momentum fluxes (Fig. 2.10c). This poleward propagation is preceded by an equatorward propagation at lag -3 and lag -2 days and is followed by an equatorward migration from lag +2 to lag +4 days. This composite reflects the existence of reflection on both sides of the jet. Note that the maximum of momentum flux convergence between 55°N and 60°N at lag +2 days occurs just after the wave reflection on the poleward side (Fig. 2.10d), similarly to lag -1 days in the Eq composite.

The EqPo composite is built to select reflecting cases in the subtropical critical layer. It

contains 83 cases which correspond to one third of the Eq cases, consistent with the observational study of [Abatzoglou and Magnúsdóttir \(2004\)](#).

To investigate how planetary waves and their reflection affect the nature of the jet variability, two additional normalized indexes have been defined based on the daily time series of the jet latitude (hereafter called shifting mode) and the maximum speed of the jet (hereafter called pulsing mode) similarly to [Barnes and Hartmann \(2011\)](#). The standard deviations of these two time series are  $1.5^\circ$  and  $2.1 \text{ m s}^{-1}$  respectively. The jet is here defined as the vertically-averaged zonal-mean zonal wind.

Figure 2.11 shows the average evolution of the zonal wind and the shifting and pulsing indices around the days defined by the Eq, Po or EqPo wave-based composites. For Eq, there is a rapid acceleration of the jet from lag -1 to lag +2 days of about  $3 \text{ m s}^{-1}$ , accompanied by a slight poleward shift of few degrees (Fig. 2.11a). The pulsing index increases from -0.7 to 0.1 during the same period while the shifting index increases from -0.4 to 0.1 (Fig. 2.11b). Then, the two indices slowly decrease to zero from lag +2 to lag +5 days. The slightly stronger variations of the pulsing index compared to the shifting index suggests that planetary wave activity is more able to excite the pulsing mode than the shifting mode. This could be because the latitudinal band in which the waves propagate, or in other words the waveguide position, is shifted equatorward compared to the jet core (see Figs. 2.6a,b). Indeed, if the waveguide was symmetric with respect to the mean jet axis, the deposit of momentum would occur on both flanks of the jet depending on the orientation of the wave. This would facilitate the triggering of the shifting mode. Since the waveguide is displaced equatorward, an equatorward propagating wave tends to deposit momentum on the jet core and accelerate the jet. On the contrary, a poleward propagating wave tends to decelerate the jet.

Po composite show the reverse situation compared to Eq composite. There is a deceleration of the jet from lag -1 to lag +2 days accompanied by a slight equatorward shift (Fig. 2.11c). The pulsing index decreases from 0 to -0.7 and the shifting index from 0.2 to -0.4 during that period (Fig. 2.11d). The two indices then increase to -0.1 from lag +2 to lag +5 days. In that case, the two modes have roughly the same amplitude of variations.

An interesting result concerns the comparison between the variations of the indices for Eq and Po. For Po, the jet profile at the zero-lag day is recovered at lag +4 days. It is not the case for Eq where the jet is still much more intense at lag +4 days than at the zero-lag day. It is due to the fact that for Po, there is reflection of the waves on the poleward side of the jet around lag +2 days (see Fig. 2.10c), which leads to a planetary-wave forcing opposite to that occurring prior to lag +2 days. On the contrary, the Eq composite does not show a reflection which explains why the negative feedback at later lags is weak. The EqPo composite confirms this view. EqPo contains the subsample of Eq cases characterized by a reflection on the subtropical flank of the jet. For EqPo, there is a rapid decrease in both the pulsing and shifting indices between lag +2 and lag +5 days (Fig. 2.11f) while for Eq the decrease of these indices is small during the same time interval (Fig. 2.11b). The momentum flux convergence is strongly negative in the latitudinal band  $45^\circ\text{N}$ - $55^\circ\text{N}$  from lag +2 to +4 days for EqPo (Fig. 2.10f) while it is near zero for the same latitudes at the same time for Eq (Fig. 2.10b). Hereagain, it is the reflection occurring on the subtropical side for EqPo cases which explains the negative planetary-wave feedback on the jet variability.

### 2.1.5 Conclusion

The present paper is based on an analysis of nonlinear baroclinic wave life cycles and a long-term simulation performed with a quasi-geostrophic model. It shows that the short-term planetary-wave negative feedback acting on jet variability (Watterson, 2002; Lorenz and Hartmann, 2003; Simpson et al., 2013) can be attributed to wave reflection. In this simple model, there is no tropical heating anomalies or topography which may excite planetary waves. Hence, these waves are triggered by baroclinic instability similarly to synoptic waves.

Once developed, planetary waves tend to predominantly propagate equatorward because of spherical geometry (Simmons and Hoskins, 1978; Orlandi, 2003; Rivière, 2009). A critical latitude is usually present on the subtropical flank of the jet but as the waves propagate in that region they may interact nonlinearly with the jet and diminish the PV gradient there. This may potentially lead to the formation of a temporary turning latitude which will act to reflect the waves. Before the reflection, waves deposit their momentum on the jet core and on its poleward side, which acts to accelerate the jet and displace it slightly poleward. After the reflection, waves deposit their momentum on the equatorward side of the jet and act to decelerate it in its core region. If there is absorption instead of reflection, the jet acceleration is amplified and persists much longer. In the long-term simulation, one third of the equatorward propagating waves tend to reflect and two thirds tend to be absorbed. These results confirm the observational study made by Abatzoglou and Magnusdottir (2006a).

When planetary waves propagate poleward, they are reflected near the quasi-permanent turning latitude located on the poleward flank of the jet very close to its axis. Before the reflection, the jet is decelerated and shifted equatorward whereas it is accelerated and shifted poleward after the reflection. Thus, planetary waves tend to suppress the jet variations that they drove few days before. Because the waveguide is shifted equatorward relative to the jet core region, the planetary wave forcing and feedback act more efficiently on pulses of the jet intensity than on its latitudinal shifts. Indeed, an equatorward propagating wave along such a waveguide tends to deposit momentum on the jet core and accelerate the jet. On the contrary, a poleward propagating wave along the same waveguide tends to decelerate the jet.

The planetary waveguide effect underlined in the present study is nonlinear since it needs an important homogenization of the PV by waves breaking in the subtropical critical layer in order for reflection to occur. The PV homogenization is a necessary component for a turning latitude to appear on the equatorward flank of the jet but this is often not enough. For instance, the decrease in phase speed is another ingredient that helps decreasing the refractive index to zero on the equatorward flank of the jet. In the normal-mode analysis, the decrease in phase speed was found to be more pronounced for planetary waves than synoptic waves. The explanation for such an observation is left for future studies. In the long-term simulation, it is more easy to interpret the difference of behavior between planetary and synoptic waves. The jet acceleration and the homogenization of PV on its equatorward flank are triggered by both waves. Since planetary waves have lower phase speeds than synoptic waves, the critical layer of the former waves is more likely to be located south of the region of PV homogenization than that of the latter waves. This is the main reason why planetary waves are more inclined to reflect than synoptic waves.

The wavenumber at which the transition between reflecting and non reflecting waves occurs can fluctuate from case to case. This is why the separation between planetary and synoptic waves differs between the normal-mode simulations and the long-term simulation. Indeed, the transition depends on the background flow along which the waves propagate. The present study suggests that the structure of the time-mean momentum flux convergence helps separating the two kinds of behavior. Reflecting waves present two peaks in the time-mean momentum flux convergence on both sides of the jet while non-reflecting waves exhibit only one peak.

The reflection of planetary waves detailed in the present study provides an interpretation of some results underlined in past studies. In particular, it explains the time variations of the cross-covariance between the principal component of the leading mode of jet variability and the planetary wave momentum forcing seen in many studies (Lorenz and Hartmann, 2001, 2003; Simpson et al., 2013). This cross-covariance usually gets a positive maximum 2 days before the peak in the principal component and a negative minimum 2 days after (see e.g., Fig. 8a of Lorenz and Hartmann (2003), Fig. 5c of Simpson et al. (2013) or Fig. 9 of Eichelberger and Hartmann (2007)). This corresponds to the typical time scale of the waveguide since the propagation from one side to another of the waveguide roughly lasts 2 days.

In future studies, both the short-term negative planetary eddy feedback and the more classical long-term positive synoptic eddy feedback (e.g., Robinson, 2000; Zurita-Gotor et al., 2014) should be taken into account to interpret mid-latitude jet variability. In a companion paper (Robert et al., 2017), we investigate both synoptic and planetary eddy feedbacks to interpret the emergence and persistence of the leading modes of jet variability in the same quasi-geostrophic model. In particular, we show that synoptic waves also induce a short-term negative feedback – with a distinct mechanism – which mainly acts on jet pulses.

## 2.2 Séparation planétaire/synoptique

La partie précédente a permis de mettre en évidence que les ondes planétaires ont tendance à se réfléchir au niveau des flancs du courant-jet. Or il apparaît que le nombre d'onde  $k_{lim}$  qui sépare les ondes planétaires qui se réfléchissent des ondes synoptiques qui ne se réfléchissent pas dépend de la simulation. En effet, dans la configuration modes normaux,  $k_{lim}$  est de l'ordre de 5 alors pour la simulation longue, celui-ci est égal à 4. Il est donc important de pouvoir estimer cette valeur limite pour une simulation donnée.

### 2.2.1 Détection des réflexions

Dans cette partie nous allons décrire une méthode développée pour détecter les réflexions d'onde de Rossby. Ces détections se basent sur la signature mise en évidence précédemment, à savoir un changement rapide de signe du flux de quantité de mouvement  $[u^*v^*]$ , qui correspond à un changement de signe de la vitesse de groupe méridienne des ondes de Rossby (cf. Eq. (1.12)).

La méthode se base sur un indice  $I$  calculé en intégrant le flux de quantité de mouvement sur un bande de latitude définie comme  $\pm 10^\circ$  autour du maximum du jet moyen. Une réflexion est alors détectée quand survient un changement significatif et rapide du signe de  $I$ . Significatif signifie que le changement de signe doit passer de  $\pm\sigma_I$  à  $\mp\sigma_I$ , où  $\sigma_I$  est l'écart-type de  $I$ , afin de limiter le bruit. Rapide signifie que ce changement doit s'effectuer en un temps court compris entre 2 et 4 jours, durée caractéristique d'une réflexion, afin de limiter les fausses détections correspondant à deux ondes successives.

Cette méthode a l'avantage de distinguer deux types de réflexions suivant le signe du flux de quantité de mouvement. Si ce flux est d'abord négatif puis positif, cela signifie que l'onde se propageait d'abord vers le pôle puis vers l'équateur. À l'inverse, si il est d'abord positif puis négatif, alors l'onde se propageait initialement vers l'équateur puis ensuite vers le pôle. Par la suite on qualifera ces réflexions de réflexions pôle/équateur et équateur/pôle respectivement.

La figure 2.12b montre le résultat de la méthode décrite ci dessus pour le nombre d'onde 4 dans la simulation de contrôle. On constate que la méthode capture plutôt bien les réflexions successives entre les jours 2070 et 2080. La méthode détecte aussi les deux réflexions aux jours 2197 et 2199 et est bien capable de les distinguer malgré leur proximité temporelle. Enfin, aucune réflexion n'est détectée au jour 2187 malgré l'inversion du signe du flux de quantité de mouvement car le lobe négatif est très faible et ne vérifie donc pas le critère de significativité.

On peut comparer le résultat obtenu pour le nombre d'onde 4 avec d'autres nombres d'onde. Les figures 2.12a et c montrent les détections obtenues pour la même période pour le nombre d'onde 3 et le nombre d'onde 5. On constate que dans aucun des cas on ne compte de réflexion pendant la période choisie, mais le tracé du flux de quantité de mouvement montre deux comportements assez différents. Dans le cas du nombre d'onde 3, on voit des valeurs aussi bien positives que négatives du flux, ce qui laisse à penser que des réflexions sont bien possibles et que la période que la plage de temps choisie n'en montre juste aucune. À l'inverse pour le nombre d'onde 5, le flux de quantité de mouvement est



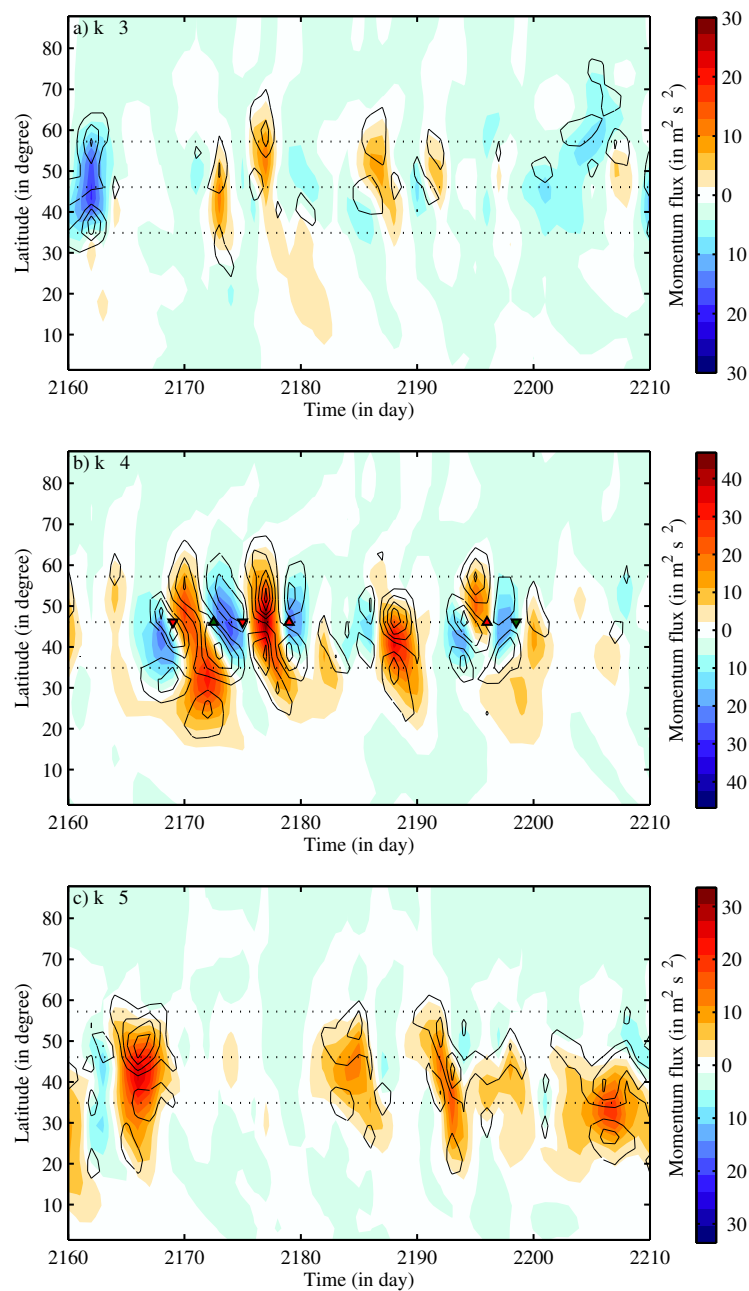


FIGURE 2.12 – Flux de quantité de mouvement (en couleur) et sa convergence méridienne (en contour) en fonction de la latitude et du temps pour les jours 2160 à 2210 pour les nombres d’onde (a)  $k = 3$ , (b)  $k = 4$  et (c)  $k = 5$ . Les réflexions détectées sont indiquées par des triangles : triangles pointant vers le haut pour les réflexions équateur/pôle et vers le bas pour les réflexions pôle/équateur. Les lignes pointillées indiquent la bande de latitude sur laquelle le flux de quantité de mouvement est intégré pour détecter les réflexions.

toujours globalement positif et ne semble prendre que très rarement des valeurs négatives, celles-ci restant vraiment faible. On s’attend donc à ce que peu de réflexions soient détectées, en particulier à cause du critère de significativité.

## 2.2.2 Comptage des réflexions

Dans cette partie, nous allons chercher à évaluer le nombre de réflexions en fonction un nombre d'onde donné. Pour cela, on peut calculer le nombre total d'événement détecté avec la méthode décrite précédemment, tout en gardant la distinction entre les réflexions équateur/pôle et les réflexions pôle/équateur. La figure 2.13 montre le résultat obtenu avec cette méthode pour la simulation de contrôle.

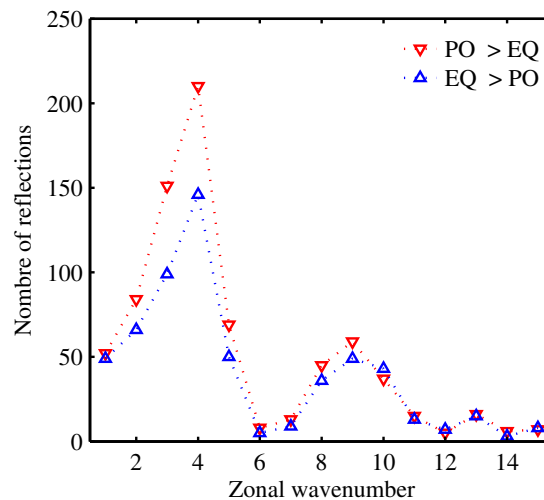


FIGURE 2.13 – Nombre de réflexions calculé en fonction du nombre d'onde zonal dans la simulation de contrôle. Les réflexions pôle/équateur sont indiquées avec les triangles vers le bas et les réflexions équateur/pôle par les triangles vers le haut.

On constate que le nombre de réflexions pôle/équateur est systématiquement supérieur au nombre de réflexions équateur/pôle. Ceci est cohérent avec la section 2.1.4 qui montre que les réflexions pôle/équateur sont plus probables du fait de la présence d'un niveau de réflexion quasi-permanent sur le flanc polaire du jet. À l'inverse, les réflexions équateur/pôle sont causées par une interaction non linéaire qui doit homogénéiser la vorticité potentielle suffisamment pour permettre l'apparition d'un tel niveau de réflexion. On remarque aussi que le nombre de réflexions est maximal pour  $k = 4$  et qu'il chute ensuite rapidement pour atteindre une valeur assez faible pour  $k = 5$  et  $k = 6$ , comme attendu en comparant les figure 2.12b et c.

On remarque cependant que le nombre de réflexions semblent avoir un pic secondaire vers  $k = 8$ . Une étude plus poussée montre que ce ne sont pas de véritables réflexions, mais de fausses détections causées par la propagation de deux ondes à des latitudes différentes et possédant le même nombre d'onde zonal mais des vitesses de phase différentes. Un tel exemple est présenté sur les figures 2.15 et 2.16 qui montre le cas d'une simulation avec un forçage à 20°N. Cette simulation a été choisie car elle présente un plus grand nombre de telles fausses détections, comme le montre la figure 2.14.

La figure 2.16 montre bien une inversion du signe du flux de quantité de mouvement au jour 1042, et cette inversion est maximale autour de 27°N, c'est-à-dire sur le flanc équatorial du jet. On voit en effet sur la figure 2.16 que dans cette zone, l'inclinaison du vent méridien

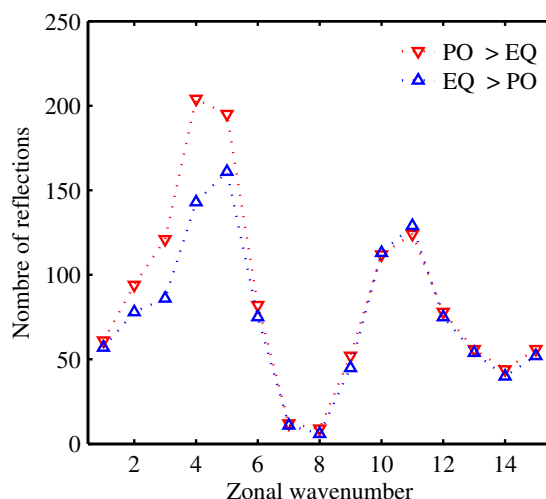


FIGURE 2.14 – Idem que la figure 2.13 mais pour une simulation avec un forçage à 20°N.

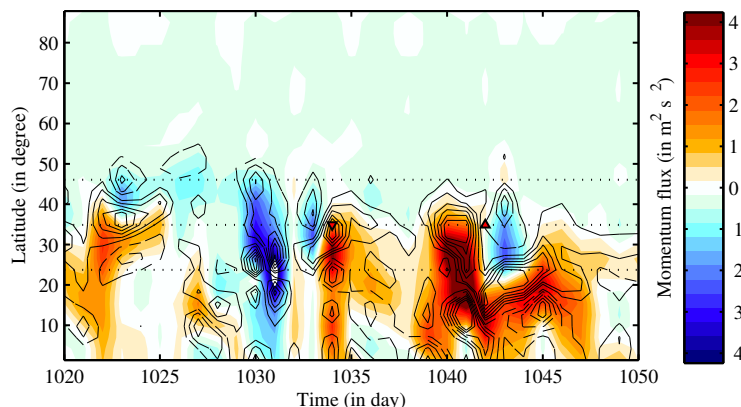


FIGURE 2.15 – Flux de quantité de mouvement pour  $k = 10$  entre les jours 1025 et 1055 de la simulation avec forçage à 20°N. Les triangles indique la détection des réflexions avec la même convention que pour la figure 2.12.

change entre les jours 1041 où elle est anticyclonique et 1043 où elle est cyclonique. Cependant, on voit clairement sur cette figure que cette inclinaison apparente provient en fait de l'interaction entre deux trains d'ondes, l'un situé vers 17°N à l'extérieur du jet et l'autre vers 37°N au cœur du jet. Les deux trains d'onde se trouvent à peu près en phase au jour 1040, puis se déphasent petit à petit pour se retrouver en opposition de phase au jour 1042 de la supposée réflexion. Le déphasage continue ensuite de s'accroître jusqu'à ce que les deux trains d'onde se rephasent au jour 1044. Ainsi, la réflexion détectée n'est en fait pas une réflexion du train d'onde à 37°N mais un artefact résultant du déplacement différentiel entre deux trains d'ondes. Il nous semble donc logique de ne pas tenir compte de ce pic secondaire qui ne résulte pas de réflexions. De plus, comme nous le verrons par la suite, ces ondes sont très peu énergétiques et leur impact est donc probablement négligeable.

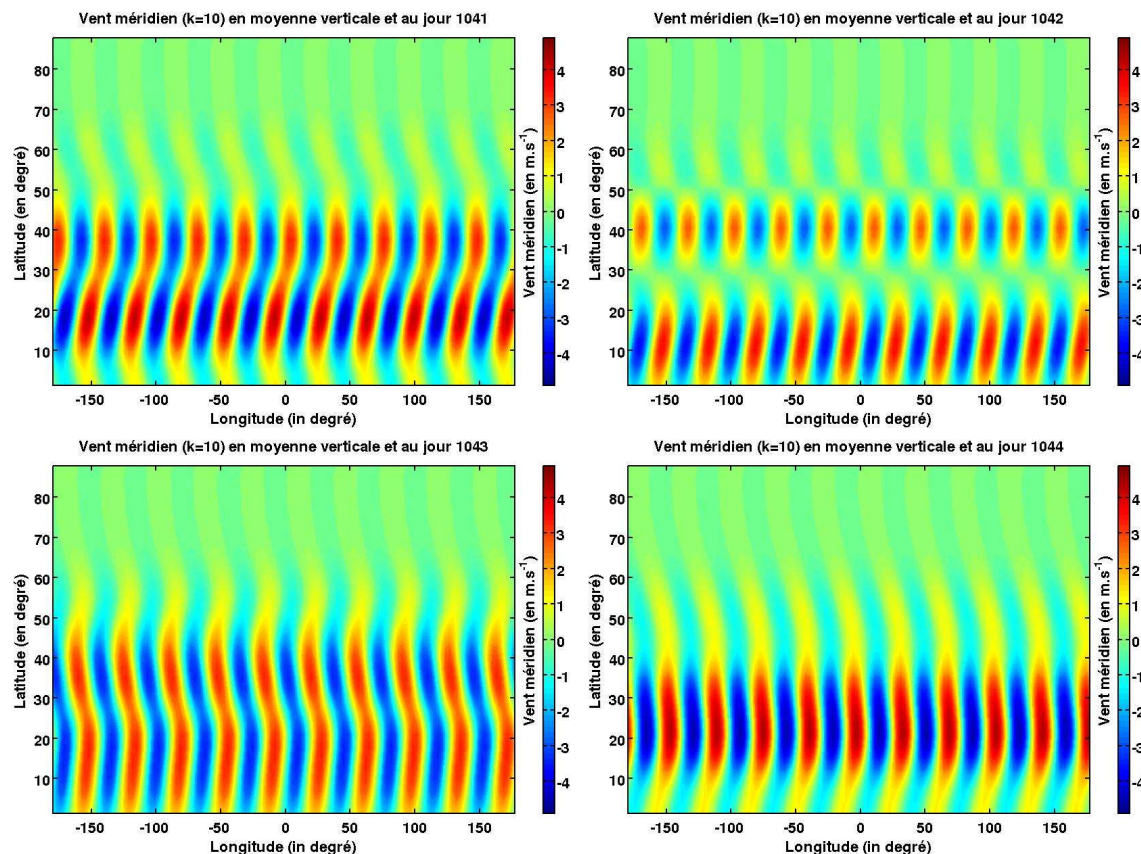


FIGURE 2.16 – Instantanés du vent méridien en moyenne verticale pour  $k = 10$  à différents jours de la simulation avec forçage à  $20^\circ\text{N}$  : (a) jour 1041, (b) jour 1042, (c) jour 1043 et (d) jour 1044.

### 2.2.3 Réflexions et dépôt de quantité de mouvement

La figure 2.5 semble montrer que les ondes planétaires tendent à déposer leur quantité de mouvement sur les bords du jet alors que les ondes synoptiques la déposent plutôt au cœur du jet. C'est ce que confirme la figure 2.17 qui représente la moyenne climatologique de convergence du flux de quantité de mouvement en fonction du nombre d'onde zonal. On constate que les ondes dont le nombre d'onde zonal  $k$  est inférieur ou égal à 4 déposent leur quantité de mouvement au niveau des flancs du jet. À l'inverse, les ondes dont le nombre d'onde zonal est supérieur ou égal à 5 tendent à déposer leur quantité de mouvement au cœur du jet. Pour  $k$  supérieur à 8, un léger signal autour de  $20^\circ\text{N}$  est visible sur la figure et est probablement due aux ondes se propageant hors du jet évoqué précédemment. Cependant, comme le montre la figure 2.17, ces ondes sont très peu énergétiques et n'influencent donc probablement pas le courant-jet.

On constate en comparant cette figure avec la figure 2.13 une corrélation entre la possibilité de réflexion d'une onde et l'endroit où elle dépose en moyenne sa quantité de mouvement. Ce résultat paraît contre-intuitif, puisqu'on s'attendrait à ce qu'une onde qui se réfléchisse, et qui donc change d'inclinaison, est un effet global nul en terme de convergence de flux de quantité de mouvement. Cependant, on voit sur la figure 2.9 que le niveau de réflexion apparaît très proche de la latitude critique. Il est donc probable que si une onde

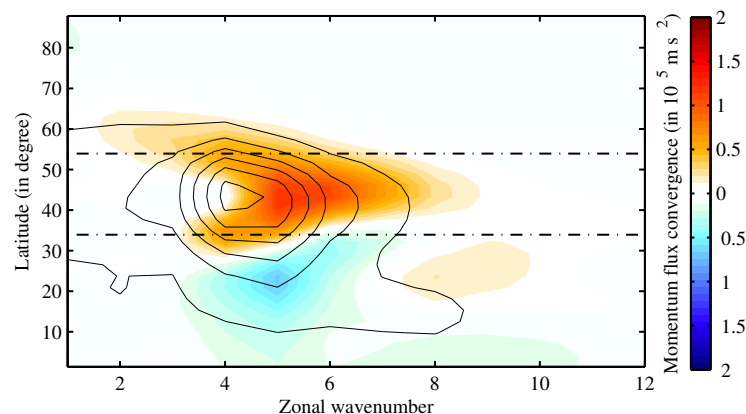


FIGURE 2.17 – Tracé de la moyenne climatologique de la convergence de flux de quantité de mouvement (en couleur) et l'énergie totale des perturbations (en contour) à 200 hPa en fonction du nombre d'onde zonal  $k$  et de la latitude  $\varphi$  pour la simulation de contrôle. Les lignes en tireté pointillé indiquent la largeur du jet (qui correspond à  $\pm 10^\circ$  autour du maximum de vent zonal moyen).

ne se réfléchit pas, elle atteint la latitude critique où elle est absorbée et son effet global est alors non nul.

Mais le lien entre réflexion et structure de la convergence de flux de quantité de mouvement reste encore à éclaircir. Le fait que les ondes planétaires soient générées plutôt sur les flancs du jet, comme montré par la figure 2.5, est sans doute une partie de la réponse (Zhang et al., 2012). Une autre piste serait que ces ondes planétaires soient aussi excitées par l'instabilité barotrope qui, même si elle n'est pas présente en moyenne, pourrait intervenir de façon transitoire (O'Rourke and Vallis, 2013). Enfin, il est aussi possible que les réflexions observées puissent induire le phénomène de super-réflexion où l'onde réfléchie est plus énergétique que l'onde incidente (Killworth and McIntyre, 1985), conduisant à un bilan de convergence de flux de quantité de mouvement non nul.

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence une différence de comportement des ondes de Rossby en fonction de leur nombre d'onde zonal. Les ondes de petit nombre d'onde ont été identifiées comme pouvant se réfléchir au niveau des flancs du jet. Ce comportement, déjà observé dans les réanalyses (Abatzoglou and Magnusdottir, 2004, 2006b), est ici mis en relation avec la variabilité des courants-jets des moyennes latitudes.

En se propageant méridionalement, une onde de Rossby va induire un flux de quantité de mouvement de signe opposé à sa direction de propagation. La convergence de ce flux de quantité de mouvement va alors augmenter dans la région d'où provient l'onde et diminuer dans celle où elle va. C'est ce dipôle de convergence qui influence la variabilité du courant-jet. Ainsi, une onde se propageant vers l'équateur va tendre à accélérer et à décaler le jet vers le pôle, alors qu'une onde se propageant vers le pôle va le décélérer et le décaler vers l'équateur. Si une réflexion a lieu, le signe du flux de quantité de mouvement induit par

l'onde change, ce qui va inverser les tendances induites sur la variabilité du jet et ainsi amortir les tendances précédemment forcées.

Ces réflexions ne s'observent cependant que pour les ondes de faible nombre d'onde zonal, typiquement inférieur à 4 ou 5 et nommées ondes planétaires, par opposition aux ondes nommées synoptiques qui ne se réfléchissent pas. Lorsqu'une onde planétaire se propage vers l'équateur, on observe une diminution de gradient de vortacité potentielle sur le flanc du jet. Cette homogénéisation de la vortacité potentielle va diminuer la valeur de l'indice de réfraction  $n$  dans cette région, conduisant parfois à des valeurs d'indice négatives et à l'apparition d'un niveau de réflexion  $n = 0$ . Une fois que l'onde se réfléchit, le gradient de vortacité augmente à nouveau et le niveau de réflexion disparaît. La cause des réflexions planétaires est très différente pour les ondes se propageant vers le pôle du car un niveau de réflexion est présent sur le flanc polaire du jet de façon (quasi) permanente.

La séparation entre ondes planétaires et synoptiques dépend de la simulation et semble lié à une autre propriété des ondes. On observe en effet que les ondes planétaires déposent leur quantité de mouvement plutôt sur les flancs du jet là où les ondes synoptiques la déposent au cœur de celui-ci. En comparant la structure de la convergence de flux de quantité de mouvement et le nombre des réflexions en fonction du nombre d'onde, on observe qu'il y a un lien entre réflexion et dépôt de quantité de mouvement semble robuste pour différentes simulations, même si l'origine de ce lien reste encore inconnu.



## Chapitre 3

# Rétroactions dans la simulation de contrôle

### Sommaire

---

<b>2.1 Article : A Short-Term Negative Eddy Feedback on Midlatitude Jet Variability due to Planetary Wave Reflection</b> . . . . .	<b>30</b>
Principaux résultats . . . . .	30
2.1.1 Introduction . . . . .	32
2.1.2 Methodology . . . . .	34
2.1.3 Normal-mode study . . . . .	36
2.1.4 Long-term simulation . . . . .	41
2.1.5 Conclusion . . . . .	49
<b>2.2 Séparation planétaire/synoptique</b> . . . . .	<b>52</b>
2.2.1 Détection des réflexions . . . . .	52
2.2.2 Comptage des réflexions . . . . .	54
2.2.3 Réflexions et dépôt de quantité de mouvement . . . . .	56
<b>2.3 Conclusion</b> . . . . .	<b>57</b>

---

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux mécanismes physiques qui gouvernent la variabilité du courants-jets, et plus particulièrement la persistance de ses principaux modes de variabilité. Dans une première partie, nous allons analyser en détail une simulation du modèle idéalisé afin de dégager de tels mécanismes que nous testerons ensuite dans une seconde partie dans la réanalyse ERA-Interim.

### 3.1 Article : Positive and Negative Eddy Feedbacks Acting on Midlatitude Jet Variability in a Three-Level Quasigeostrophic Model

#### Principaux résultats

Dans cette partie, nous allons utiliser le modèle idéalisé afin d'étudier les mécanismes dynamiques qui affectent la persistance des deux principaux modes de variabilité du courant-jet simulé. Comme exposé dans la section 1.2, de nombreuses études ont mis en évidence



que le mode de déplacement méridien, correspondant à la première EOF du vent zonal dans la simulation, a une persistance plus grande que le mode de pulsation d'amplitude, correspondant à la seconde EOF. Cette persistance accrue est attribuée à une rétroaction positive des ondes synoptiques qui tendent à maintenir les déplacements du jet mais pas leur variation de vitesse et dont le mécanisme fait débat. C'est pour déterminer quel(s) mécanisme(s) gouverne(nt) cette rétroaction que nous nous sommes intéressés à ce modèle, dont la relative simplicité facilite l'interprétation physique des résultats tout en gardant les aspects les plus importants de la dynamique des perturbations baroclines.

En comparant la persistance de ces deux modes, on constate que celle de l'EOF1 est bien supérieure à celle de l'EOF2, mais le modèle semble indiquer l'existence de deux échelles de temps distinctes pour la dynamique : une échelle de temps courte, de l'ordre de quelques jours, et une échelle de temps plus longue, de l'ordre d'une dizaine de jours. À long terme, on retrouve pour l'EOF1 la rétroaction causée par les ondes synoptiques décrite dans la littérature. Une étude particulière de cette rétroaction montre qu'elle est de nature purement barocline, c'est-à-dire qu'elle est gouvernée par le déplacement de la zone de baroclinie maximale, source des ondes baroclines, avec le jet. Mais le résultat le plus original se trouve à court terme. En effet, peu d'études se sont penchées sur le sujet, la plupart utilisant des filtrages temporels qui rendent difficile toute analyse à ces échelles de temps. Pourtant, dans ce modèle, ces processus semblent clairement cruciaux pour déterminer la persistance des modes de variabilité, et en particulier celle de l'EOF2.

Grâce à l'étude précédente des réflexions d'ondes planétaires (cf section 2.1), un premier mécanisme de rétroaction négative a pu être dégagé. En effet, les phases positives et négatives des deux EOF sont fortement corrélés respectivement à une réflexion équateur/pôle et une réflexion pôle/équateur. Les ondes planétaires, qui tendent à renforcer le déplacement/le changement de vitesse du jet avant la réflexion, s'oppose ensuite à ce dernier après la réflexion du fait du changement brutal de signe de la convergence de flux de quantité de mouvement. Cependant, ce mécanisme ne peut expliquer la différence de persistance à court terme entre les deux modes.

Ce sont les ondes synoptiques qui semblent drastiquement diminuer la persistance de l'EOF2 sans pour autant affecter l'EOF1. Pour comprendre ce phénomène, il faut s'intéresser aux échanges d'énergie entre le jet et les ondes. En effet, lors d'une phase positive de l'EOF2, c'est-à-dire une phase d'accélération du jet, une anomalie positive d'énergie totale des perturbations (ETE) est observée avant l'accélération et une anomalie négative après. Si l'anomalie positive est tout à fait compréhensible en terme de cycle de vie des ondes baroclines, ce n'est pas le cas de l'anomalie négative qui est associée à un ralentissement du jet par rapport à la climatologie, les ondes ne parvenant plus à maintenir l'intensité du forçage requise. L'origine physique de cette anomalie se trouve dans l'intensification de la conversion barotrope causée par la rapide augmentation du gradient méridien de vent zonal. Ce soudain accroissement va entraîner une augmentation rapide de l'énergie cinétique du jet, et donc une accélération, en diminuant l'ETE. On comprend ainsi pourquoi ce mécanisme est spécifique à l'EOF2, un déplacement méridien du jet ne produisant de variation ni d'intensité du gradient méridien de vent ni de conversion barotrope.

C'est donc l'effet combiné des rétroactions négatives à court terme, bien plus forte pour le mode de pulsation d'amplitude, et de la rétroaction positive à long terme, qui n'affecte que le mode de déplacement méridien, qui explique la grande différence entre la persistance

de ces deux modes. Cette étude, en explorant la dynamique à court terme, apporte donc un éclairage nouveau pour étudier la variabilité du courant-jet en proposant deux nouveaux mécanismes de rétroaction.

## Positive and Negative Eddy Feedbacks Acting on Midlatitude Jet Variability in a Three-Level Quasigeostrophic Model

Loïc ROBERT and Gwendal RIVIÈRE

*LMD/IPSL, Département de Géosciences, ENS, PSL Research University, École Polytechnique, Université Paris Saclay, Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS, Paris, France*

Francis CODRON

*LOCEAN/IPSL, Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS, Paris, France*

(Manuscript received 27 July 2016, in final form 15 February 2017)

### ABSTRACT

*The variability of midlatitude jets is investigated in a long-term integration of a dry three-level quasigeostrophic model on the sphere. As for most observed jets, the leading EOF of the zonal-mean wind corresponds to latitudinal shifts of the jet, and the second EOF to pulses of the jet speed. The first principal component (PC1) is also more persistent than the second one (PC2); this longer persistence arises from different eddy feedbacks both in the short-term, i.e. within a few days following the peak of the PCs, and in the long-term. The short-term eddy feedbacks come from two distinct mechanisms. First, a planetary waveguide effect acts as a negative feedback on both PCs. The positive phases of PC1 and PC2, which correspond to poleward-shifted and accelerated jets respectively, are first driven then canceled by planetary waves reflecting on the equatorward flank of the jet. A similar process occurs for the negative phases when planetary waves reflect on the poleward flank of the jet. Second, synoptic waves also exert a short-term negative feedback on PC2: when the jet accelerates, the enhanced meridional wind shear increases the barotropic sink of eddy energy and depletes it very rapidly, therefore preventing synoptic eddies from maintaining the accelerated jet. Finally, at lags longer than their typical timescale, synoptic eddies drive a positive feedback on PC1 only. This feedback can be explained by a baroclinic mechanism in which the jet shift modifies the baroclinicity, causing first eddy heat flux then momentum convergence anomalies. This feedback is absent for PC2, despite some changes in the baroclinicity.*

### 3.1.1 Introduction

Midlatitude jets are also called eddy-driven jets because they are maintained against surface drag by the convergence of momentum by eddies (Vallis, 2006). These eddies in turn develop in regions of strong baroclinicity which tend to follow the jet position through thermal wind balance. The eddies and the jet are thus tightly coupled and how their interaction influences the variability of the jet is still not fully understood. The convergence of eddy momentum fluxes, hereafter called the eddy momentum forcing (Feldstein and Lee,

1996; Lorenz and Hartmann, 2001), drives fluctuations of the midlatitude jet, but can also feedback on the jet anomalies in a way that increases their persistence (Gerber and Vallis, 2007). Understanding these eddy feedbacks seems to be the key to explain the behavior of the jet (Zurita-Gotor et al., 2014; Lorenz, 2014b).

The observed low-frequency variability in the midlatitudes, whether given by EOFs of the geopotential height (annular modes, Thompson and Wallace, 2000) or of the zonal-mean zonal wind (Gerber and Vallis, 2007), is dominated by latitudinal shifts of the jets around their mean positions (Codron, 2007; Vallis and Gerber, 2008). The second EOF of the zonal mean zonal wind, that represents an acceleration/deceleration of the jet at a rather constant latitude, explains less variance, especially at longer timescales (Lorenz and Hartmann, 2001, 2003).

When looking at the scale of an oceanic basin, the picture becomes more complex but the variability remains generally dominated by jet shifts. In the North Atlantic, the leading wintertime EOF of the zonal mean zonal wind, which is closely related to the North Atlantic Oscillation, mainly corresponds to a latitudinal shift of the jet (Eichelberger and Hartmann, 2007; Vallis and Gerber, 2008). In the North Pacific, the leading EOF of the zonal mean zonal wind corresponds more to a pulsing of the jet (Eichelberger and Hartmann, 2007) that is well correlated to the Pacific-North American (PNA) teleconnection pattern (Linkin and Nigam, 2008), but the West Pacific pattern, which is the dominant mode in the western North Pacific, corresponds to a latitudinal shift of the jet (Linkin and Nigam, 2008; Rivière, 2010). In the Southern Hemisphere, the leading mode of variability is in most cases a latitudinal shift, but there are some exceptions such as the wintertime Pacific basin where there is a see-saw between two preferential jet positions (Codron, 2007).

The dominance of jet shifts in most cases can be explained by their longer persistence compared to a jet acceleration or pulsing (Ring and Plumb, 2008). This difference in persistence has been attributed to the existence of a positive eddy feedback acting on jet shifts only (Lorenz and Hartmann, 2001, 2003; Yang and Chang, 2007; Barnes and Hartmann, 2011). The evidence for this positive feedback is seen in the cross-correlation between time-series of an index of the jet variability, such as the first principal component (PC), and of its forcing by eddy momentum fluxes. The correlation is significantly positive when the eddy forcing lags between a few days and a few weeks after the peak of the PC (Lorenz and Hartmann, 2001, hereafter LH01), corresponding to longer lags than the decorrelation time-scale of the eddy forcing. LH01 has also shown that this positive feedback was mainly due to synoptic transient eddies. In cases when jet pulsing emerges as the leading mode, the positive synoptic eddy feedback acting on the shifting variability is usually very weak. It can happen for instance when the jet or the wave stirring region is close to the pole (Barnes and Hartmann, 2011; Michel and Rivière, 2014).

To understand its origin, this positive synoptic eddy feedback has been investigated using a wide range of models : barotropic quasigeostrophic models (Barnes and Hartmann, 2011; Lorenz, 2014b), baroclinic quasigeostrophic models (Zhang et al., 2012), simplified dry GCMs (Gerber and Vallis, 2007), aquaplanet GCMs with full physics (Michel and Rivière, 2014), comprehensive atmospheric GCMs (Arakelian and Codron, 2012; Simpson et al., 2013), and even coupled climate models (Arakelian and Codron, 2012). Many dynamical mechanisms have been proposed, which can be divided into two main categories : barotropic and baroclinic. In the baroclinic mechanisms, the shifting of the jet is accompanied

by a similar shift of the region of maximum baroclinicity and of wave sources. Eddies will then converge momentum to the new source region, maintaining the jet position. This shift of the baroclinic region can be induced by friction near the ground (Robinson, 2000) or by a secondary circulation (Gerber and Vallis, 2007). A complementary explanation has been proposed by Zhang et al. (2012) : the baroclinicity consumed by synoptic waves can be restored by planetary waves. Barotropic mechanisms are based on changes in the horizontal propagation (and thus momentum transport) of waves, with no changes of the wave source. These changes can be due to the characteristics of the waves or to changes in the background mean state. In particular, the position of critical latitudes (Barnes and Hartmann, 2011) or reflecting levels (Lorenz, 2014b) can affect the propagation of the synoptic waves and their breaking, and therefore impact the deposition of momentum that drives the jet. These two kinds of feedback mechanisms are not exclusive and both may concurrently contribute to maintain jet shifts (Barnes and Thompson, 2014; Zurita-Gotor et al., 2014).

If the positive eddy feedback can explain the longer persistence of jet shifts, its signature is only present after a certain period of time, usually beyond 5 days. Indeed, at shorter lags, the cross-correlation with the eddy forcing is strongly negative, even for jet shifts, which is sometimes considered as resulting from a negative feedback due to planetary waves (Lorenz and Hartmann, 2003; Simpson et al., 2013). This negative planetary-wave feedback is not often discussed in the literature, but it is an important component of the eddy-mean flow interactions. Indeed, Simpson et al. (2013) showed that the lack of such a negative feedback in their model compared to the observed case explained the overestimated persistence of their leading EOF. A companion paper (Rivière et al., 2016, hereafter RRC16) studied the nature of this negative feedback by planetary waves in a three-level quasigeostrophic model on the sphere, and showed that it was the signature of the reflection of waves on both sides of the jet. RRC16 focused on the mechanism of planetary-wave reflection but did not investigate the leading modes of variability in the model, nor their persistence. The present paper aims at interpreting the persistence of the leading modes of the jet variability in the same model, and the roles of the different synoptic- and planetary-wave feedbacks. The main questions which are addressed are :

- What is the nature of the leading mode of variability in the model ?
- Is there a positive synoptic-eddy feedback acting on the leading mode of variability ? Is it of a barotropic or baroclinic nature ?
- How important are the positive synoptic-eddy feedback and negative planetary-eddy feedback for the selection of the leading mode of variability ?
- Do synoptic waves play a role in the long term only ? What is their role in the short term ?

After a description of the numerical model and the analyzed simulation in section 3.1.2, the two leading modes of variability of the jet are described in section 3.1.3. Short-term dynamics and feedback mechanisms are investigated for planetary and synoptic waves separately in section 3.1.4. Then, in section 3.1.5, the classical positive eddy feedback is discussed before ending by some concluding remarks in section 3.1.6.

### 3.1.2 Model

The model used is the dry quasigeostrophic model on the sphere described in [Marshall and Molteni \(1993\)](#), here at a T42 resolution. It has three pressure levels in the vertical at 200, 500 and 800 hPa. The model is governed by the following equations for the quasigeostrophic potential vorticity  $q_i$  at levels  $i = 1, 2, 3$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_i}{\partial t} + J(\psi_i, q_i) &= S_i(\psi_{i-1}, \psi_i, \psi_{i+1}) - D_i(\psi_i), \\ q_i &= f + \Delta\psi_i + \left( \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{R_i^2} - \frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{R_{i-1}^2} \right), \end{aligned} \quad (3.1)$$

where  $\psi_i$  is the streamfunction ( $\psi_0 = \psi_1$  and  $\psi_4 = \psi_3$ ),  $R_i$  is the deformation radius between levels  $i$  and  $i + 1$ ,  $S_i - D_i$  the source and dissipative terms and  $f = 2\Omega \sin(\varphi)$  the Coriolis parameter. The deformation radii are set to  $R_1 = 660$  km and  $R_2 = 400$  km as in [Rivière \(2009\)](#) and RRC16.

Source and dissipative terms are the sum of three distinct contributions. First, the forcing is implemented using Newtonian relaxation to a fixed profile (denoted with a tilde) using two different timescales  $\tau_{R1} = 40$  days and  $\tau_{R2} = 15$  days depending on the interface considered. Second, a scale-selective horizontal diffusion is applied at each level and tuned using the parameter  $c_H$  such as the damping time scale of the shorter waves at T42 truncation is 0.02 days. Finally, a linear drag with a timescale of  $\tau_E = 3$  days is applied on the third (near-surface) level. The complete source and dissipative terms are therefore given by

$$\begin{aligned} S_1 - D_1 &= -c_H \nabla^8 (q_1 - f) + \frac{1}{\tau_{R1}} \frac{\psi_1 - \psi_2 - \tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_2}{R_1^2}, \\ S_2 - D_2 &= -c_H \nabla^8 (q_2 - f) - \frac{1}{\tau_{R1}} \frac{\psi_1 - \psi_2 - \tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_2}{R_1^2} + \frac{1}{\tau_{R2}} \frac{\psi_2 - \psi_3 - \tilde{\psi}_2 + \tilde{\psi}_3}{R_2^2}, \\ S_3 - D_3 &= -c_H \nabla^8 (q_3 - f) - \frac{1}{\tau_{R2}} \frac{\psi_2 - \psi_3 - \tilde{\psi}_2 + \tilde{\psi}_3}{R_2^2} - \frac{1}{\tau_E} \nabla^2 \psi_3. \end{aligned}$$

The potential vorticity is forced by a relaxation to a zonally-symmetric temperature profile which is in thermal wind balance with a Gaussian zonal jet given by :

$$\tilde{u}_i(\lambda, \varphi) = F_i \cdot U_0 \exp\left(-\frac{(\varphi - \varphi_0)^2}{d\varphi^2}\right)$$

where  $U_0 = 50 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\varphi_0 = 30^\circ\text{N}$ , and  $d\varphi = 20^\circ$  are the maximum intensity, mean position and width of the jet and  $F_i$  a baroclinicity factor set to  $F_1 = 1$ ,  $F_2 = 0.5$  and  $F_3 = 0.2$ .

The simulation is 15 years long to ensure significant results and the 350 first days are discarded before the analysis. It is the same as the the long-term simulation studied in RRC16.

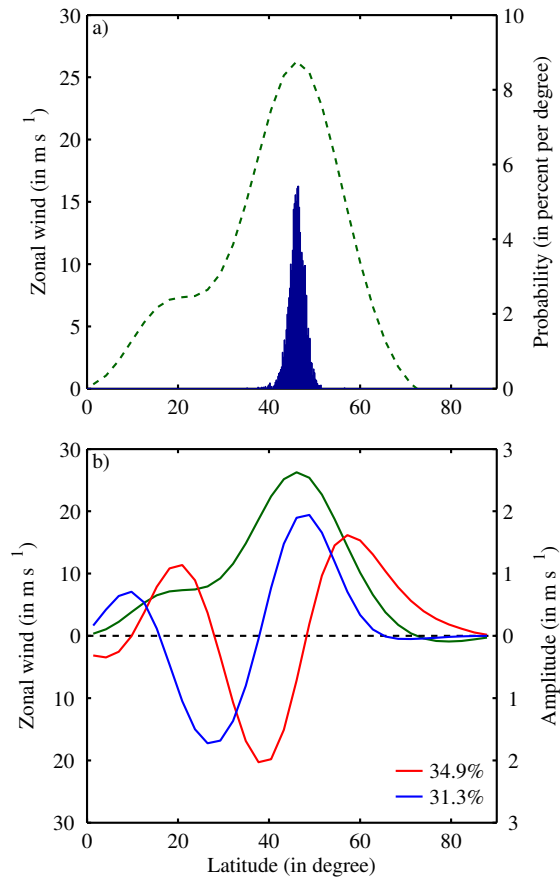


FIGURE 3.1 – (a) Time average of the zonal mean zonal wind (dashed green line) and PDF of the daily positions of the maximum zonal mean zonal wind (blue histogram), (b) meridional structure of EOF1 (red) and EOF2 (blue) superimposed on the mean zonal wind profile in green. The vertical-mean of the wind is used in each case. The percentages of variance explained are given for each EOF on the lower right corner.

### 3.1.3 Jet Variability

The climatological jet (defined as the zonally and vertically averaged wind) is shown on figure 3.1a. It peaks around 46°, shifted 16° poleward from the relaxation profile due to the increased likelihood of anticyclonic wave breaking compared to cyclonic one in this model (Rivière, 2009). The daily jet latitude, shown in blue, oscillates between 40°N and 50°N. The two leading EOFs of the zonal and vertical mean wind are shown on Fig. 3.1b. On one hand, the first EOF, which explains 35% of the variance, has a node close to the climatological wind maximum and represents a shift of the jet. On the other hand, the second EOF, which explains 31% of the variance, reaches its maximum amplitude on the jet axis, and therefore represents a strengthening of the jet, with a decrease in the subtropics.

To estimate the persistence of each mode, the autocorrelation functions of the corresponding principal components (PCs) are plotted on Fig. 3.2. Both curves share a similar shape : a fast decay rate in the first 4-5 days, followed by a slower one. This shoulder in the autocorrelation functions was also mentioned by Gerber and Vallis (2007) in their simulations

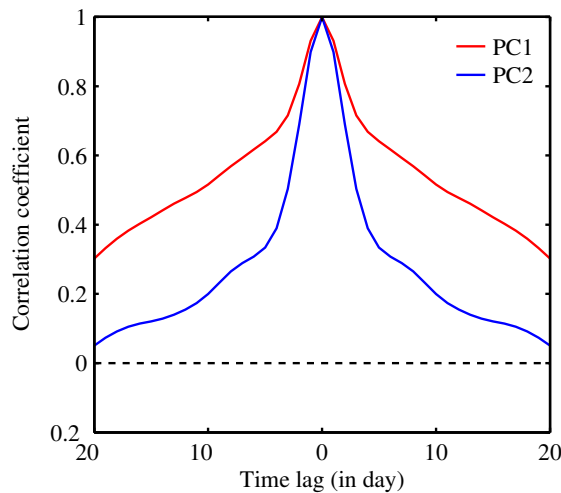


FIGURE 3.2 – Autocorrelation function of the principal component for EOF1 (red) and EOF2 (blue).

of a dry primitive-equation model. In the following, we will therefore study separately the processes governing the evolution of the PCs at small and longer lags.

Jet shifts (PC1) have a smaller decay rate than jet pulses (PC2) both before and after the 4-5 first days, leading to a much larger persistence at longer lags. At lag +4 days, the autocorrelation decreases to 0.68 for PC1 and to 0.36 for PC2, namely a factor of 2 between the two. From then on, the two autocorrelation curves are roughly parallel, meaning that the exponential decay rate is again slower for PC1 (if the decay rates of PC1 and PC2 were equal, the curves would tend to converge) : the decay timescale after 5 days can be estimated at 24 days for PC1 and only 10 days for PC2.

To isolate the origins of the difference in persistence between the two PCs, the tendency equation for each PC is derived as in LH01 and other subsequent studies on the topic. The tendency equation for the vertical and zonal average of the zonal wind is first written as

$$\frac{\partial \langle [u] \rangle}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\langle [u^* v^*] \rangle \cos^2 \varphi) - \frac{[u_3]}{3\tau_E}, \quad (3.2)$$

where  $\langle X \rangle$  and  $[X]$  are the vertical and zonal means of  $X$  respectively and  $X^*$  is the deviation from the zonal mean. The first term on the rhs of Eq. (4.7) is the eddy momentum flux convergence and the second term is the linear surface drag. The scale-selective diffusion term is not written in this equation as it is negligible (not shown). The projection of Eq. (4.7) onto the structure of each EOF can be expressed as :

$$\frac{\partial \text{PC}}{\partial t} = m + d, \quad (3.3)$$

where  $m$  is the eddy momentum forcing (i.e. the projection of the eddy momentum flux convergence) and  $d$  is the projection of the surface drag. Surface drag, which is proportional to the projection of  $[u_3]$  onto each EOF, is therefore not exactly proportional to the PC in contrast with the simple barotropic model in LH01.

The cross-covariance between the PCs and each of the three terms of Eq. (4.8) is plotted



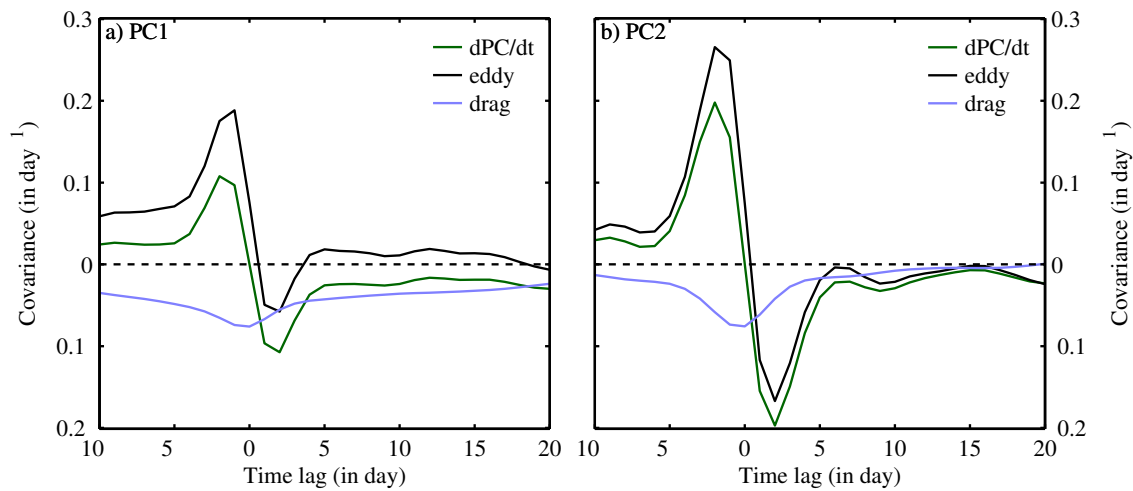


FIGURE 3.3 – Cross-covariances between each PC and its time derivative (in green), eddy forcing (in black) and surface drag (in light purple) for (a) PC1 and (b) PC2. Because PC is non dimensional, these quantities are plotted in 1/day. The PC leads for positive lags.

on Fig. 3.3. The cross-covariance between a PC and its time derivative is equal to the derivative of the PC autocorrelation function, so the two cross-covariance functions with  $m$  and  $d$  can be directly interpreted as the components of the PC autocorrelation tendency due to the eddy momentum forcing and the drag respectively.

The linear drag term is more or less proportional to the PC itself, even though it acts only on the surface wind. At negative lags, the zonal wind anomalies are forced by eddies. The cross-covariance of this forcing is 50% larger for PC2. This stronger eddy forcing of PC2 is compensated by its shorter persistence relative to PC1 and explains why the two PCs are close in terms of total variance. At short positive lags, the eddy forcing becomes negative, explaining the fast decay rate. This negative tendency is present for both PCs, but is about 4 times stronger for PC2.

In the longer term, the eddy forcing cross-covariance is significantly positive for PC1 between lags +5 and +15 days, which is the typical signature of a positive eddy feedback according to some previous studies (LH01 ; Zurita-Gotor et al., 2014). For PC2 however, this cross-covariance is close to zero or slightly negative.

In summary, the difference in persistence between the two leading modes of variability can be analyzed at two distinct time scales :

- In the short term, between lags 0 and +4 days, the PCs autocorrelation functions decrease rapidly because of a negative cross-covariance with the eddy forcing. section 3.1.4 will be devoted to linking this negative cross-covariance to planetary and synoptic feedback mechanisms.
- In the long term, beyond lag +5 days, a positive cross-covariance with the eddy forcing is observed for PC1 only. This long-term positive tendency is studied in section 3.1.5 and is shown to correspond to a positive feedback consistent with LH01 and Zurita-Gotor et al. (2014).

### 3.1.4 Short-term feedback

#### 3.1.4.1 Planetary and synoptic components

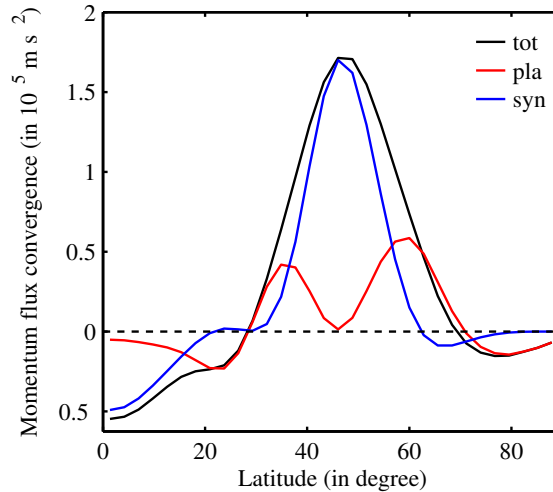


FIGURE 3.4 – Climatological mean of the vertically integrated eddy momentum flux convergence (in black) and its planetary (in red) and synoptic (in blue) components.

As shown in previous studies, the feedback of eddies on the jet can strongly depend on their zonal wavenumber  $k$  (Zhang et al., 2012; Simpson et al., 2013, RRC16). We therefore separate them into two distinct ranges : planetary waves ( $k \in [1, 4]$ ) and synoptic waves ( $k \geq 5$ ). The reason for the choice of wavenumbers is shown on Fig. 3.4 : while synoptic waves deposit their momentum very close to the jet axis, planetary waves do it on the jet flanks as already shown in O’Rourke and Vallis (2013, 2016). This can be attributed to distinct regions of excitation : because synoptic waves have higher phase speed, their critical lines (i.e where the phase speed equals the background zonal wind) are closer to the jet core than for planetary waves. Since waves more easily tap the baroclinicity where critical lines appear, the regions of excitation and momentum deposition will also differ between synoptic and planetary waves (Zhang et al., 2012). Another mechanism in the planetary case is the wave reflection on the jet flanks, as documented in RRC16.

The eddy momentum forcing can be exactly decomposed into the sum of a planetary and a synoptic component, respectively denoted by subscripts p and s :

$$[u^*v^*] = [u_p^*v_p^*] + [u_s^*v_s^*] \Rightarrow m = m_p + m_s.$$

The cross-covariance between each PC and the total, planetary and synoptic eddy forcings are plotted on Fig. 3.5. In all cases, the covariance is positive when eddies lead, meaning that both types of waves contribute to forcing the jet variability. The picture becomes more complex at short positive lags. The planetary eddy forcing exhibits a negative cross-covariance with both PC1 and PC2 which is slightly stronger with PC2. The synoptic eddy forcing also has a negative cross-covariance with PC2, but the cross-covariance with PC1 is slightly positive, implying distinct synoptic wave dynamics for the two PCs. The following

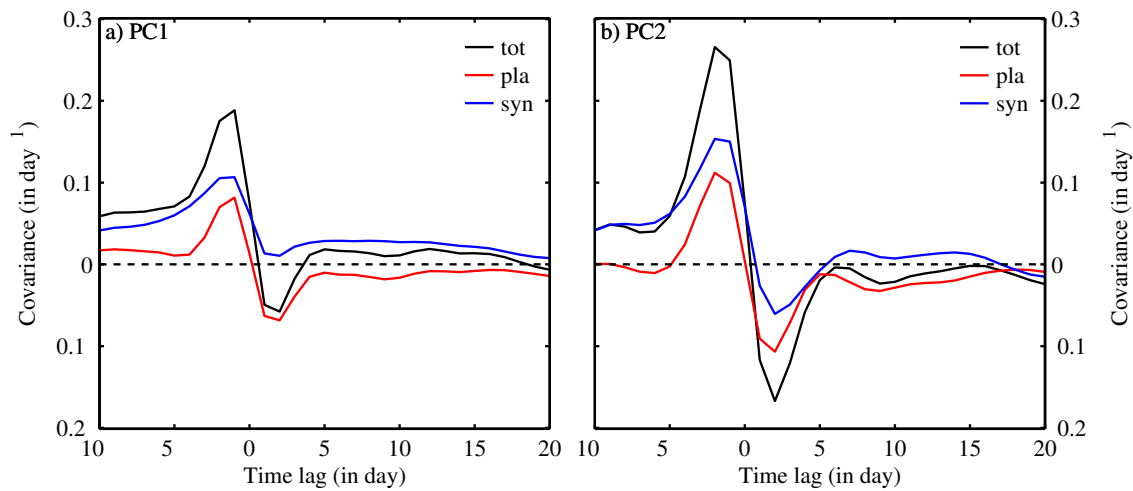


FIGURE 3.5 – Cross-covariances between each PC and its total eddy forcing (in black), and the planetary (in red) and synoptic (in blue) components for (a) PC1 and (b) PC2. PC leads for positive lags.

subsections are devoted to show that these cross-covariance short-term tendencies can be related to various types of eddy feedbacks.

#### 3.1.4.2 Planetary feedback

As shown on Fig. 3.5, the short-term cross-covariance between the PC and the planetary eddy forcing behaves similarly for PC1 and PC2. To understand its dynamical origin, composites of the total planetary momentum flux and its associated anomalous convergence are shown on Fig. 3.6 for both phases of PC2. Composites for the positive (negative) phase are calculated based on days  $t$  when  $PC2(t)$  is both greater than 1.5 (smaller than -1.5) standard deviation and a local maximum (minimum) on the interval  $[t - 2, t + 2]$ . This corresponds to 112 events for the positive phase and 106 for the negative phase.

For the negative phase (Fig. 3.6a), which corresponds to a weaker and wider jet, momentum flux divergence occurs in the jet core before lag zero together with a momentum flux convergence on its equatorward flank. This tends to weaken and widen the jet and correspond to the strong positive cross-covariance at negative lags in Fig. 3.5b. But at positive lags, the convergence pattern changes sign, resulting in a strong negative cross-covariance and tends to cancel out its previous impact on the jet. The same phenomenon happens for the positive phase (Fig. 3.6b) because the momentum flux convergence pattern has opposite signs. The strengthening and sharpening of the jet at negative lags is followed by the counter effect at positive lag. Composites for PC1 (not shown) also display very similar patterns but slightly weaker and centered on the jet axis. The anomalous dipole in momentum convergence tends to shift the jet poleward for the positive phase and equatorward for the negative phase at short negative lags, but then cancels out this effect due to an abrupt change in sign at short positive lags.

To understand the evolution of momentum flux convergence, composites of momentum fluxes have been plotted on Figs. 3.6c,d for both phases. For the negative phase (Fig. 3.6c), momentum fluxes are negative before lag 0 and centered equatorward of the jet core, which

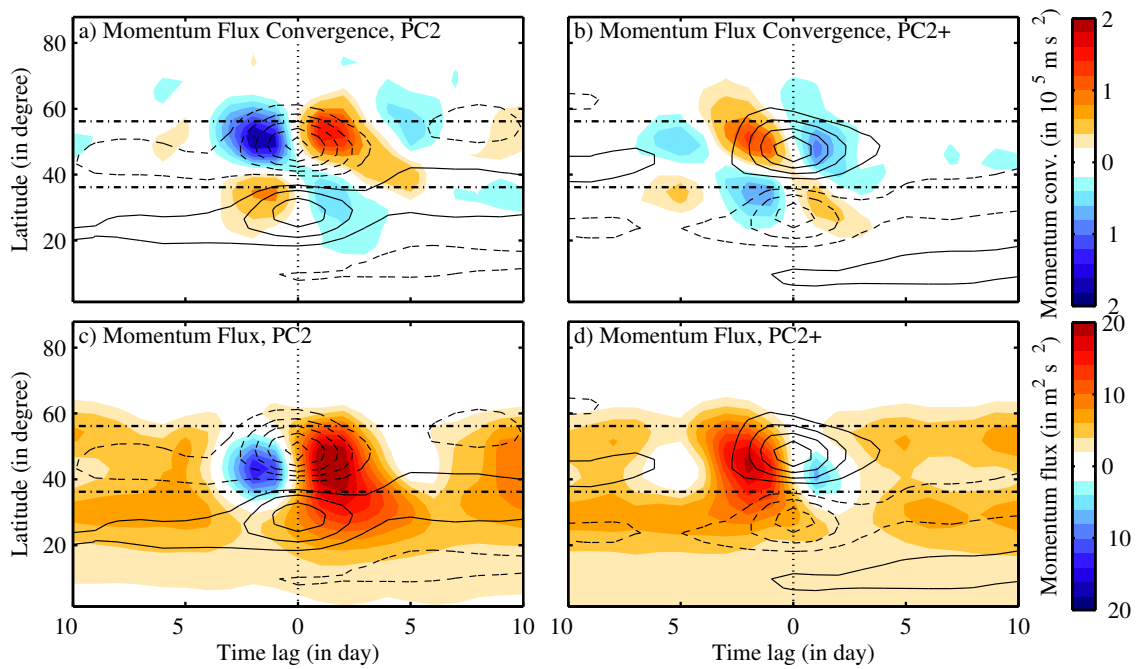


FIGURE 3.6 – In shading, lagged composites for (left panels) the negative and (right panels) positive phases of PC2 : (a,b) planetary momentum flux convergence anomaly and (c,d) planetary momentum flux. Composites of the corresponding zonal wind anomalies are superimposed in contours with an interval of  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ . Negative contours are dashed and the zero contour is omitted. The dotted line indicates lag zero and the dashed-dotted lines the meridional extension of the mean jet (which corresponds to  $\pm 10^\circ$  around the jet axis).

can explain the convergence pattern observed in Fig. 3.6a. This negative momentum flux at negative lags is followed by a positive momentum flux at positive lags. Since the group velocity of Rossby waves and their associated momentum flux have opposite sign, a sudden change in the sign of the momentum flux suggests that waves are reflected. Figs. 3.6c,d therefore suggest that waves propagate poleward and then equatorward during the negative phase whereas the opposite occurs during the positive phase. This hypothesis is supported by RRC16 results.

A schematic depiction is shown in Fig. 3.7 to summarize the main findings of RRC16 in the context of a pulsing event. Dipoles of momentum flux convergence with opposite signs for negative and positive time lags are represented on Fig. 3.7a (Fig. 3.7b) as on Fig. 3.6c (Fig. 3.6d). Wave reflection on the poleward flank of the jet can frequently occur because of the quasi-permanent presence of a turning latitude (i.e a latitude where the refractive index  $n$  equals zero). This quasi-permanent turning latitude is shown by the thick black line on Fig. 3.7a. The reflection leads to the transient forcing then damping of a negative phase (compare Fig. 3.7a and Figs. 3.6a,c). On the equatorward flank of the jet, wave reflection is less systematic but may happen if the PV is well homogenized in the subtropical critical layer during the equatorward propagation of the wave. On Fig. 3.7b, this transient turning latitude is shown by the short thick line around day zero when the reflection happens. It would force then damp a positive phase (Fig. 3.7b, Figs. 3.6b,d). Note that the waveguide is not centered on the jet axis, but is shifted to its equatorward side because of the spherical

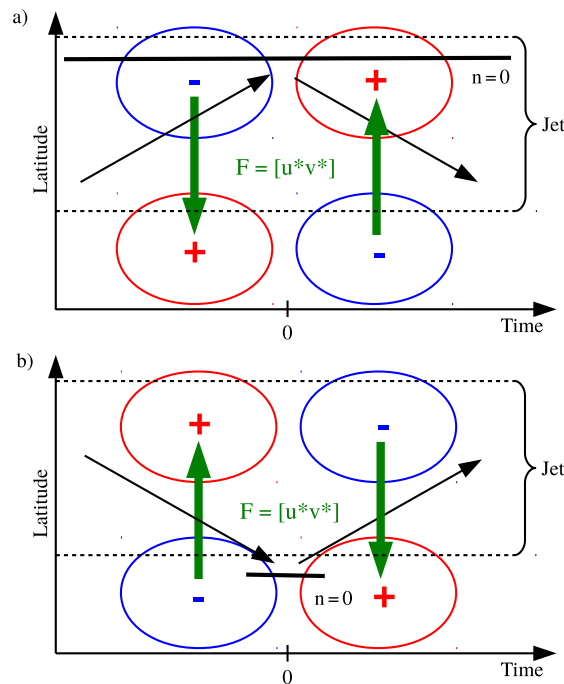


FIGURE 3.7 – Schematic depiction of the sequence of planetary wave forcing onto the jet and planetary wave reflection during (a) the negative and (b) positive phases of PC2. The black arrows indicate the direction of propagation of the planetary wave and the thick solid line the reflecting level ( $n = 0$ ), with time increasing to the right. The horizontal dashed lines indicate the meridional extension of the jet. The green arrows show the momentum fluxes associated with the wave propagation, and the induced convergence and divergence of momentum flux are drawn in red and blue respectively. Lag zero corresponds to the day the reflection occurs.

geometry (see RRC16 for more details).

To conclude, planetary waves are shown to both force jet fluctuations and cause a short-term negative feedback when they are reflected. This feedback explains an important part of the negative cross-covariance at small positive lags observed for both PCs (Fig. 3.5). The planetary wave reflection mechanism can also explain why the negative cross-covariance between the PC and the planetary momentum forcing is a bit stronger for PC2. Indeed, the equatorward shift of the wave guide can lead to a better projection of the planetary momentum flux convergence onto EOF2 than EOF1, as described in RRC16. Moreover, contrary to a shifting of the jet, a pulsing event tend to modify the PV gradient profile, making it stronger over the jet core but smaller in the subtropical region, which increases the likelihood of a transient turning latitude to form. But the difference in planetary negative feedback in Fig. 3.5 is too small to explain the total eddy forcing difference. The synoptic component must be taken into account as well.

### 3.1.4.3 Synoptic feedback

The nature of the short-term synoptic cross-covariance tendency significantly differs from the planetary waves case. First, it is strongly negative for PC2 and weakly positive for PC1

as shown on Fig. 3.5. Second, as shown by RRC16, the reflection of synoptic waves is very unlikely and is thus not a good candidate to explain this negative tendency. It seems instead to obey a different mechanism based on eddy kinetic energy.

The eddies and the zonal mean flow can exchange energy through barotropic and baroclinic processes. Ignoring the diabatic terms and the meridional advection, the time derivative of the eddy total energy ETE can be written as the sum of a barotropic and a baroclinic conversion rate (Lorenz, 1955; Rivièrè et al., 2013). Its formulation in the present quasi-geostrophic framework is :

$$\frac{\partial \text{ETE}}{\partial t} = C_{\text{bt}} + C_{\text{bc}}, \quad (3.4)$$

where

$$\text{ETE}(\varphi, t) = \sum_{i=1}^3 \left[ \frac{(u_i^*)^2 + (v_i^*)^2}{2} \right] + \sum_{i=1}^2 \left[ \frac{(T_i^*)^2}{2} \right], \quad (3.5)$$

$$C_{\text{bt}}(\varphi, t) = - \sum_{i=1}^3 [u_i^* v_i^*] \left( \frac{\partial [u_i]}{\partial y} + \frac{[u_i] \tan \varphi}{a} \right), \quad (3.6)$$

$$C_{\text{bc}}(\varphi, t) = - \sum_{i=1}^2 \left[ \left( \frac{v_i^* + v_{i+1}^*}{2} \right) T_i^* \right] \frac{\partial [T_i]}{\partial y}, \quad (3.7)$$

where  $a$  is the Earth radius and  $T_i = (\psi_i - \psi_{i+1})/R_i$  is a variable proportional to the temperature. Quantities involving the deviation from the zonal mean include both planetary and synoptic eddy components. From now on, we only focus on the synoptic eddy total energy and the interaction between the zonal mean flow and the synoptic eddies. Hence, in the following computation of Eqs. (C.16) to (3.7), only the synoptic component of the eddies are taken into account in the deviation from the zonal mean. Even though the interaction between synoptic and planetary eddies may play a role in the evolution of synoptic eddy energy, it is not considered in the following discussion for the sake of simplicity.

As shown in Fig. 3.4, synoptic eddies mostly converge momentum into the jet core. Their effect onto the variations of the jet intensity could therefore be closely dependent on their amount of energy : more (less) synoptic eddy energy than usual would cause more (less) convergence of momentum flux into the jet core, which effect would be to accelerate (decelerate) the jet. This is confirmed when looking at the composite of synoptic ETE for the positive phase of PC2 (Fig. 3.8a) and comparing with the cross-covariance of the synoptic forcing with PC2 (blue curve in Fig. 3.5b). Indeed, the maximum and minimum of the cross-covariance at lags -2 days and + 2 days correspond to more and less synoptic ETE than usual respectively. Therefore, to better understand the negative minimum of the cross-covariance at short positive lags, one should explain the deficit in synoptic ETE at those lags.

There are two hypotheses to explain this deficit. One is discussed in LH01 and Yang and Chang (2007) and refers to the "barotropic governor" mechanism. It is based on the results from James (1987) showing that when the barotropic lateral shears of a baroclinic jet increase – as in the positive phase of PC2 – there is a reduction in baroclinic wave growth. Another hypothesis is based on the idea that the increased shear induces a stronger barotropic decay of energy, because the barotropic conversion  $C_{\text{bt}}$  is directly dependent on the

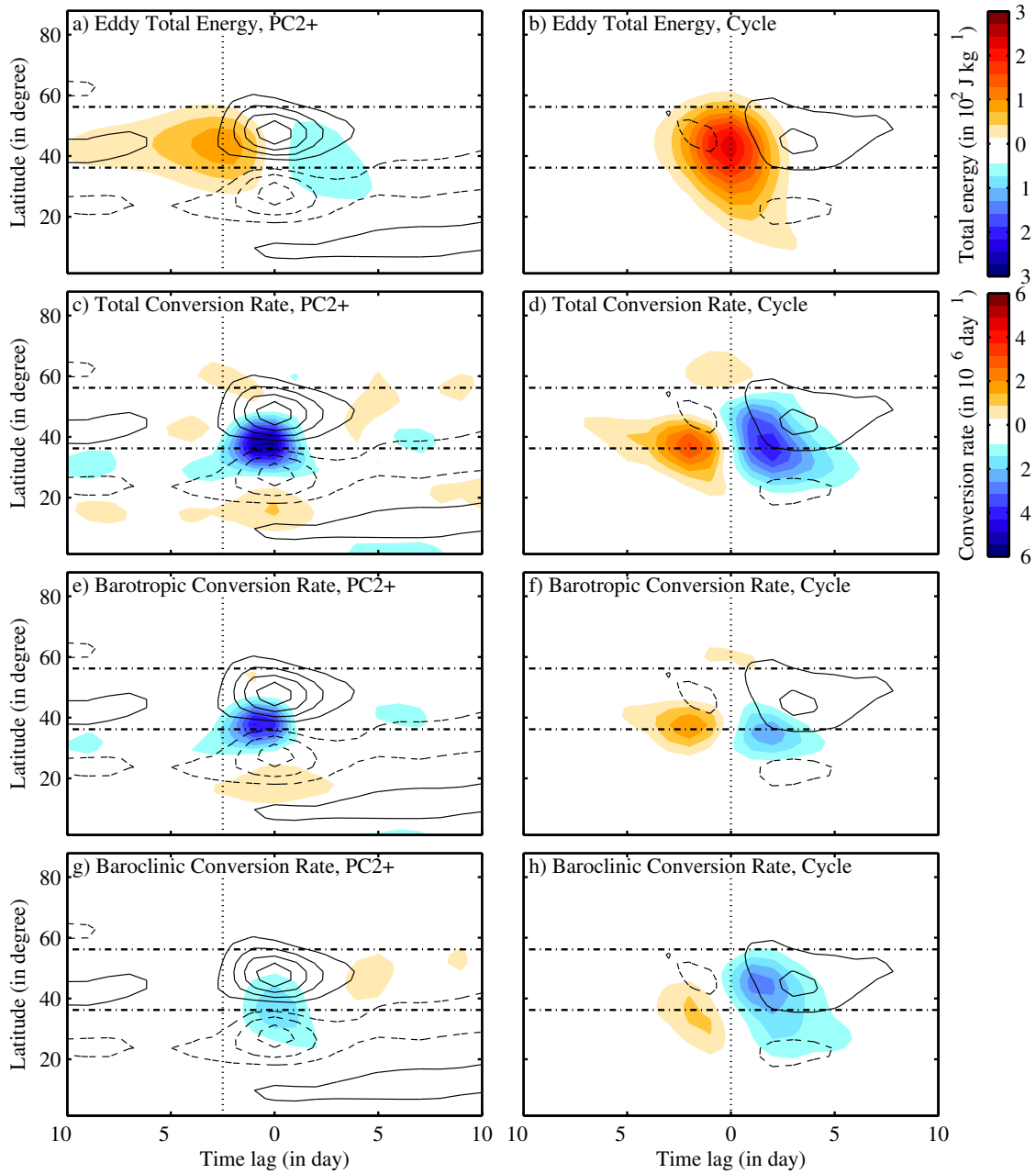


FIGURE 3.8 – In shading, lagged composites for (left panels) the positive phase of PC2 and (right panels) the synoptic eddy life cycle : (a,b) synoptic wave energy anomaly, (c,d) total conversion rate anomaly, (e,f) barotropic conversion rate anomaly and (g,h) baroclinic conversion rate anomaly. Composites of the corresponding zonal wind anomalies are superimposed in contours as in Fig. 3.6. The dotted line indicates the lag of maximum energy anomalies and the dashed-dotted lines the mean jet meridional extension (defined as in Fig. 3.6).

lateral shears (see Eq. (3.6)). To test these two hypotheses, Eq. (3.4) is divided by ETE to compare the baroclinic exponential conversion rate  $\sigma_{bc} = C_{bc}/ETE$ , the barotropic exponential conversion rate  $\sigma_{bt} = C_{bt}/ETE$  and the sum  $\sigma = (\sigma_{bt} + \sigma_{bc})$  (see Figs. 3.8g, e and c respectively). The rapid decrease in synoptic ETE occurring around lag zero can be

explained by a negative extrema of the anomalous total conversion rate (Fig. 3.8c). It is due to the stronger than usual barotropic decay (Fig. 3.8e), and albeit to a lesser extent, to the weaker baroclinic growth than usual (Fig. 3.8g).

It is important to understand whether this stronger barotropic sink of energy is a response to the jet acceleration, or simply a signature of a classical baroclinic wave life cycle with baroclinic growth followed by barotropic decay (Simmons and Hoskins, 1978). Following Moon and Feldstein (2009), this life cycle is obtained using meridionally averaged synoptic ETE as an index. To compare the behavior of synoptic eddies during the positive phase of PC2 with a typical baroclinic life cycle, composites of the same quantities are shown in the right column of Fig. 3.8. These composites are computed based on days when the index is greater than 1.5 standard deviation and is a local maximum, as for the PC2. As shown in Fig. 3.8b, positive anomalies of synoptic ETE, which maximum is by construction reached at the lag zero, seem to accelerate the jet, which confirms our previous assumption. However, this acceleration is weaker than in Fig. 3.8a because planetary waves also concur to a pulsing event. Besides, the decrease of ETE anomalies are driven by both the barotropic and baroclinic conversion rates, the baroclinic one being larger (see Figs. 3.8d, f and h). This differs from the PC2 case, in which the barotropic decay anomalies are more than twice as strong than the baroclinic ones and dominate the decrease in ETE. Therefore, the evolution of synoptic ETE during the positive phase of PC2 differs from a baroclinic life cycle, mainly through an increase in the rate of barotropic decay but not through a smaller baroclinic growth.

The stronger anomalies of  $\sigma_{bt}$  for PC2 are caused by anomalies in the lateral shear. To show this, a barotropic efficiency, denoted hereafter as  $E_{bt}$ , can be defined by rewriting  $\sigma_{bt}$  as follows

$$\sigma_{bt} = \frac{C_{bt}}{ETE} = E_{bt} \cdot \left( \frac{\partial[u_i]}{\partial y} + \frac{[u_i] \tan \varphi}{a} \right) = E_{bt} \cdot Sh$$

where  $Sh$  is the zonal wind shear within the spherical framework. The barotropic efficiency depends on the wave structure but not on its amplitude. It characterizes, for a given wave, the efficiency of the exchange of energy with the mean flow for a given shear. To first order, the deviation of  $\sigma_{bt}$  from its time mean can be expressed as

$$(E_{bt} \cdot Sh)' \simeq E'_{bt} \cdot \overline{Sh} + \overline{E}_{bt} \cdot Sh'$$

where bars and primes denote the time mean and the deviation from the time mean respectively. The first and second terms on the right hand side correspond to a change in efficiency with a constant shear and to a change in shear with a constant efficiency respectively. The residual was verified to be very small.

Lagged composites of these two components of the  $\sigma_{bt}$  are shown on Fig. 3.9 together with the associated wind anomalies, again for the PC2 positive phase and for the life cycle. The component due to shear changes is much more important for PC2 than for the life cycle, because the wind anomalies are much more intense for the former (Figs. 3.9c,d). The component due to changes in efficiency is of comparable amplitude in both cases, only a bit smaller for PC2 (compare the lag zero of Fig. 3.9a with the lag +2 days of Fig. 3.9b). Therefore, the stronger lateral shears are the main cause of the rapid decrease of the ETE after an acceleration of the jet, leading to the negative anomalies observed on Fig. 3.8a.



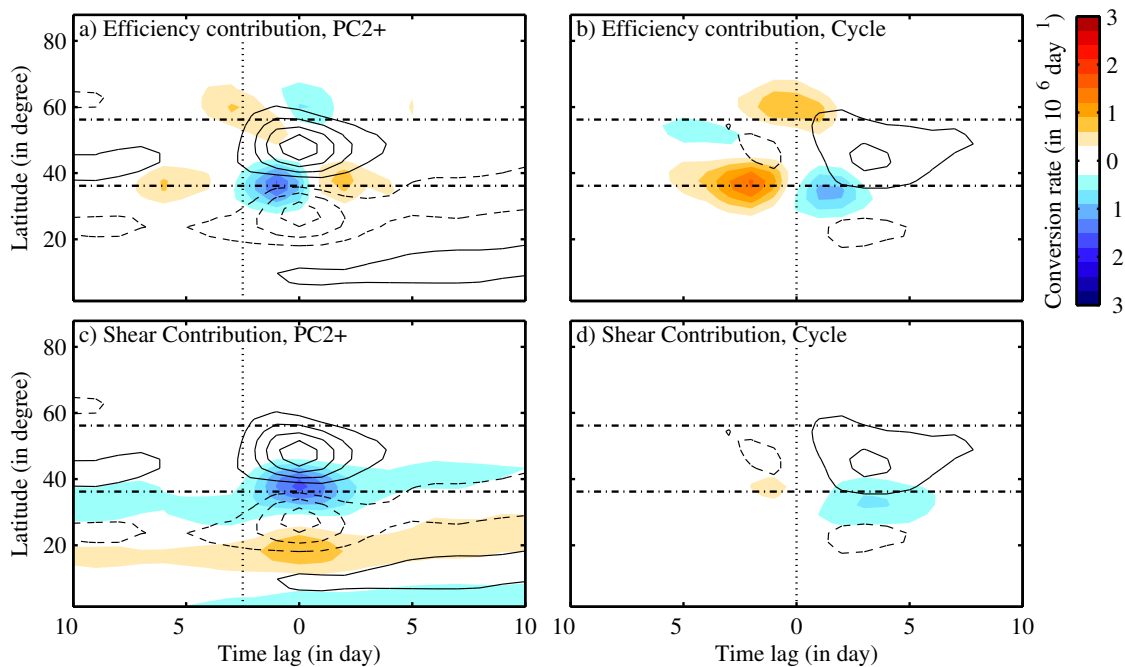


FIGURE 3.9 – As in Fig. 3.8, but for components of the barotropic conversion rate anomaly due to (a,b) variations in the efficiency of waves in exchanging energy with the mean flow and (c,d) variations in lateral shears.

In summary, the short-term negative cross-covariance observed for the synoptic eddy forcing of PC2 (see Fig. 3.5) has been shown to be the signature of a negative eddy feedback : the increased shears when the jet is accelerated increase the barotropic decay of the eddy energy, and deplete the synoptic ETE faster than in a normal life cycle. The synoptic waves rapidly reach amplitudes below their climatological value, and deposit less momentum into the jet core. This feedback mechanism is specific to PC2, as the lateral shears do not change in amplitude for latitudinal shifts of the jet. Finally, the barotropic governor mechanism has been discarded here because the stronger lateral shears during the positive phase of PC2 do not lead to smaller  $\sigma_{bc}$  compared to the typical life cycle (Figs. 3.8g,h).

### 3.1.5 Long-term feedback

In this section, we focus on the positive cross-covariance tendency between lags +5 and +15 days for PC1 (Fig. 3.5a), and its absence for PC2. As shown on Fig. 3.5, and in accordance with the literature (Lorenz and Hartmann, 2001, 2003; Simpson et al., 2013), this tendency involves synoptic waves and not planetary waves whose momentum forcing is not correlated with PCs at these time scales. The aim of this section is to confirm that a feedback mechanism is at play and discriminate between barotropic or baroclinic feedback mechanisms to explain this long-term tendency.

To investigate the nature of the long-term feedback, the anomalous synoptic eddy momentum forcing at the upper level can be related to the synoptic heat flux entering this level

through the divergence of the (synoptic) Eliassen-Palm flux (EP) :

$$-\frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} ([u_1^* v_1^*] \cos^2 \varphi) = \frac{[v_1^* T_1^*]}{R_1} + [q_1^* v_1^*]. \quad (3.8)$$

The first term on the rhs of Eq. (3.8) is the vertical divergence of the EP flux (i.e. the vertical convergence of the heat flux in the upper level) and the second term is the full EP flux divergence. These two terms can be interpreted respectively as the baroclinic and barotropic contributions to the eddy forcing. Indeed, if the heat flux (baroclinic) term dominates, it means that all the momentum flux convergence can be explained by anomalous wave activity entering the upper troposphere. On the contrary, a small heat flux term means that the anomalous momentum fluxes result from changes in wave propagation (i.e. barotropic mechanism), without any contribution from wave sources.

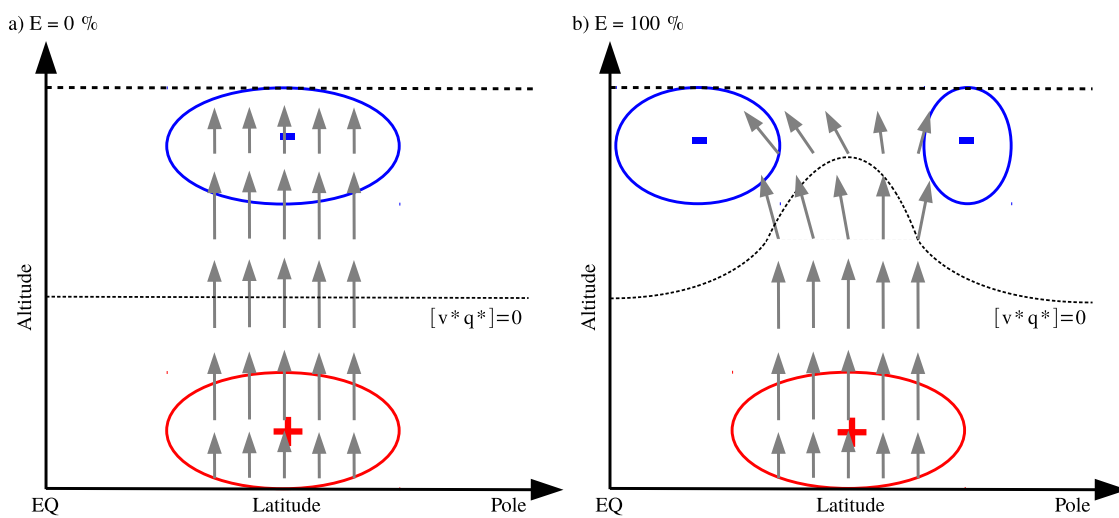


FIGURE 3.10 – Schematic depiction of Eliassen-Palm flux (in grey arrows) and its resulting convergence (in blue) and divergence (in red) for different radiation efficiency : (a)  $E = 0\%$  and (b)  $E = 100\%$ . The dashed line indicates where the divergence is null.

However, considering the total convergence of heat flux would overestimate the baroclinic contribution because not all the incoming waves radiate away from the jet due to local dissipation of wave activity at the latitude of wave generation. It is thus necessary to estimate the amount of waves that are horizontally radiated. To estimate this radiation efficiency  $E$ , the ratio between the climatological convergences of momentum and heat flux at the upper level is averaged over the jet core (considered as  $\pm 10^\circ$  around the jet maximum). This efficiency corresponds to the proportion of waves incoming from the lower levels which effectively radiate away from the jet core at the upper level. This proportion can vary between 0 (all incoming waves are trapped into the jet and no horizontal momentum transport occurs, as shown Fig. 3.10a) and 1 (all incoming waves radiate away and produce momentum flux convergence into the jet core, as shown in Fig. 3.10b). In the former case, the divergence of the EP flux is equal to the vertical convergence of heat flux, while in the latter case, the horizontal and vertical components of the EP flux divergence cancel each other near the jet core. The remaining  $(1 - E)$  should be counted as barotropic contribution because it quantifies the local dissipation of baroclinic wave activity. Therefore, équation (3.8) can be

rewritten as follows :

$$-\frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} ([u_1^* v_1^*] \cos^2 \varphi) = E \frac{[v_1^* T_1^*]}{R_1} + \left( (1 - E) \frac{[v_1^* T_1^*]}{R_1} + [q_1^* v_1^*] \right). \quad (3.9)$$

In this simulation,  $E$  at the upper level is found to be equal to 80%.

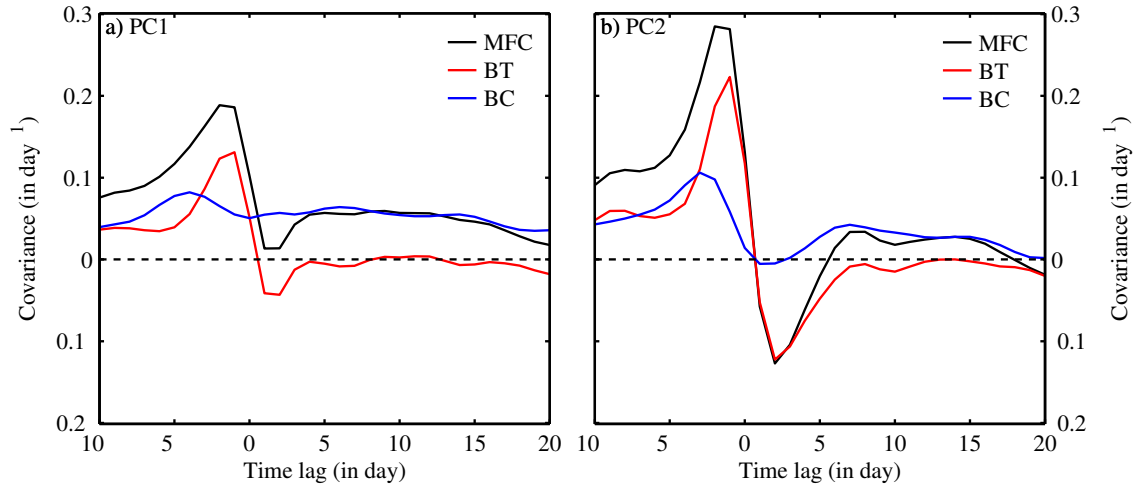


FIGURE 3.11 – Cross-covariance between each PC and the corresponding synoptic eddy forcing (in black, denoted MFC) and its barotropic (in red, denoted BT) and baroclinic (in blue, denoted BC) contributions for (a) PC1 and (b) PC2, as defined in Eq. (3.10)

The projection of each term of Eq. (3.9) on a given EOF is :

$$\text{MFC} = \text{BC} + \text{BT} \quad (3.10)$$

where MFC is the total synoptic eddy momentum forcing at the upper levels and BC and BT can be seen as the respective contributions of baroclinic and barotropic feedbacks. The feedback is said to be barotropic when the feedback loop does not depend on changes in wave sources, which corresponds to the case when  $\text{BC} = 0$ , i.e. when there is no correlation between the upper-level heat flux anomalies and the EOF. Indeed, in that case, the projection of the momentum convergence onto the EOF does not depend on the anomalous wave activity coming from lower levels and the feedback is thus barotropic. In contrast, when  $\text{BT} = 0$ , the effect of the horizontal divergence of the EP flux on the zonal mean flow anomalies equals that of the vertical convergence of the EP flux and the feedback is said to be baroclinic. Figure 3.11 shows the cross-covariance of these projections with the corresponding PCs. In both cases, the cross-covariance of MFC is very similar to the vertically-averaged one (Fig. 3.5), which is not surprising as most of the momentum fluxes is in the upper troposphere. For PC1 (Fig. 3.11a), between lags +4 days and +20 days, the barotropic term is weakly negative, whereas the baroclinic term is positive and almost equal to the total eddy momentum forcing. Hence, the long-term positive tendency is driven by baroclinic processes, similarly to the  $\beta$ -plane simulations of Zurita-Gotor et al. (2014). For PC2, a positive tendency at long terms also exists but is weaker (Fig. 3.11b).

To better characterize the underlying baroclinic processes and to assess if it is associated with a feedback mechanism, lagged composites of the baroclinicity, synoptic eddy heat flux

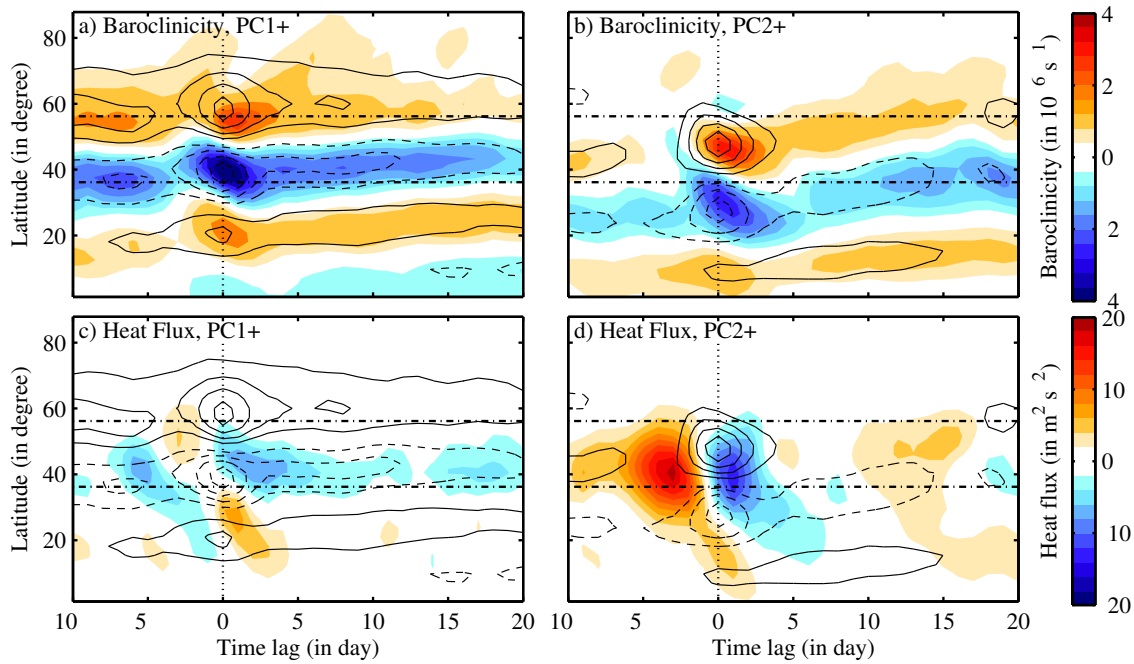


FIGURE 3.12 – In shading, lagged composites for the positive phase of (left panels) PC1 and (right panels) PC2 : (a,b) vertically-averaged baroclinicity anomaly and (c,d) synoptic heat flux anomaly at the interface between levels 2 and 3 (near surface). Composites of the corresponding zonal wind anomalies are superimposed in contours as in Fig. 3.6. The dotted line indicates lag zero and the dashed-dotted lines the meridional extension of the mean jet (defined as in Fig. 3.6).

and zonal wind anomalies are shown for the positive phase of PC1 and PC2 on figure 3.12. The baroclinicity and heat flux anomalies are more persistent for PC1 than PC2. The baroclinicity anomalies tend to follow the zonal wind anomalies, with a shorter persistence for both anomalies in the case of PC2. The baroclinicity anomalies reach their maximum amplitude at lag +1 day. This slight lead of the zonal wind anomalies over the baroclinicity anomalies supports Robinson (2000)'s arguments whereby a barotropic modification of the jet triggers a similar change in baroclinicity because of the action of the friction at lower levels.

The link between the baroclinicity (or wind) and heat flux anomalies is not so obvious and strongly depends on the PC. They are well correlated for PC1, especially the negative anomalies on the equatorward side of the jet (Figs. 3.12a,c). They are however very different for PC2 (Figs. 3.12b,d). For instance, at short positive lags, strong negative heat flux anomalies appear in regions with both stronger and weaker baroclinicity than the climatological mean. These short-term negative heat flux anomalies are rather due to a global decrease in synoptic eddy energy because of the strong barotropic sink of energy (see section 3.1.4). At longer lags, the heat flux and wind anomaly are also uncorrelated.

The long-term positive cross-covariance between the eddy forcing and PC1 observed in the model can be considered as resulting from a baroclinic feedback mechanism : the latitudinal shifts in the jet are followed by latitudinal shifts of the baroclinicity, which cause heat flux anomalies at low levels. These anomalies in the latitude of wave stirring explain

those in the momentum flux convergence at upper levels which help to maintain the initial shift of the jet. This feedback only occurs for EOF1 and helps to increase the difference in persistence between the two leading modes of variability.

### 3.1.6 Conclusion

In the present study, the variability of a midlatitude jet has been studied in a long-term integration of a dry three-level quasigeostrophic model on the sphere forced by a relaxation in temperature toward a zonally-symmetric profile. The dominant variability of the simulated jet is similar to the one of most observed jets : the leading EOF corresponds to a latitudinal shifting of the jet, the second EOF to a pulsing of the jet intensity, and PC1 is much more persistent than PC2. A positive feedback by synoptic eddies is acting on the first PC beyond a few days, as in observed jets (Lorenz and Hartmann, 2001, 2003) and in other similar numerical experiments (Gerber and Vallis, 2007; Zurita-Gotor et al., 2014), but the difference in persistence between the first two PCs is also due to short-term dynamics that are rarely discussed in the literature.

In the short term (i.e within a few days after a peak in a PC), planetary waves exert a negative feedback onto the first two PCs due to their reflections on the poleward or equatorward sides of the jet. The poleward shift in the jet and its acceleration, which correspond to the positive phases of PC1 and PC2 respectively, can be driven by an equatorward propagation of planetary waves. The waves that are reflected on the equatorward flank of the jet then feedback negatively onto the jet anomalies during their poleward propagation (see Fig. 3.7). A similar negative feedback occurs for the equatorward shift and deceleration of the jet (i.e the negative phases of PC1 and PC2 respectively) when the planetary waves reflect on the poleward side of the jet. The reader is referred to the companion paper (RRC16) for further investigation about these reflections by planetary eddies.

In the short term again, synoptic waves also exert a negative feedback on PC2 but not on PC1, and its origin is very different from the planetary wave feedback. When the jet is accelerated (positive phase of PC2), horizontal wind shears are increased and the rate of decay of eddy kinetic energy by barotropic conversion becomes more strongly negative than for a standard baroclinic life cycle. This causes an abrupt depletion of the total energy of synoptic eddies, which decreases below its climatological mean just after the maximum intensity of the jet. The synoptic eddies, having less energy than usual, deposit less momentum into the jet core, which decelerate the jet and create the negative feedback. The negative phase of PC2 behaves as a mirror process : when the jet reaches its minimum amplitude, the wind shears are weaker, reducing the barotropic sink of synoptic eddy energy. This leads to a rapid increase in synoptic eddy energy and eventually a jet acceleration. Note that the baroclinic conversion rate does not change much between the different phases of PC2. Hence, the "barotropic governor" mechanism proposed by Lorenz and Hartmann (2001) and Yang and Chang (2007) does not seem to contribute to this negative feedback.

In the long term (i.e beyond a few days), the classical positive synoptic eddy feedback is observed. This feedback only occurs for PC1 and is driven by a baroclinic type mechanism : a baroclinicity anomaly, caused by the jet shift, induces an anomaly of the meridional heat flux or source of wave activity, which in turn leads to a convergence of momentum that maintains the jet shift.

In future studies, sensitivity of these different feedbacks to various model parameters (intensity and latitude of the temperature forcing, dissipation coefficients, radii of deformation) will be performed. A particular advantage of the three-level model is that it includes two degrees of freedom for the temperature and thus the baroclinicity, which is well suited to analyze climate change effects (Shaw et al., 2006). The identification of the short-term feedbacks of the present study also motivates revisiting the differences between the leading modes of variability in observed jets or in comprehensive GCMs as initiated in Simpson et al. (2013) and Lorenz (2015).

## 3.2 Comparaison avec les données ERA-Interim

Afin de pouvoir évaluer la pertinence des résultats décrits dans la section 3.1, il est nécessaire de les confronter à des données issues d'un modèle plus réaliste. Pour ce faire, les réanalyses sont de bons outils car elles combinent modèle et observations via l'assimilation de données. C'est la réanalyse ERA-Interim (Dee et al., 2011), développée par l'European Center for Meteorology and Weather Forecast, qui a été choisie pour cette étude.

Pour cette étude, nous utiliserons les données journalières instantannées (12h UTC) de vent zonal et méridien ainsi que de température sur une période allant du premier janvier 1979 au 31 décembre 2016. Les champs utilisés ont une résolution horizontale de  $2.5^\circ$  proche de celle du modèle idéalisé. À l'inverse, la résolution verticale est meilleure pour la réanalyse qui disposent de nombreux niveaux verticaux allant de 1000 hPa à 100 hPa par pas de 100 hPa. Notre étude portera sur l'hémisphère Sud, car la répartition des continents lui donne un caractère plus symétrique que l'hémisphère Nord. Plus précisément, nous nous focaliserons sur la période d'été austral (DJF) qui présente un faible jet subtropical et une plus grande symétrie zonale que les autres périodes, en particulier l'hiver austral (Bals-Elsholz et al., 2001).

Dans cette partie, nous allons caractériser la variabilité du jet, puis nous chercherons à adapter l'approche de la section 3.1 en décomposant les ondes en ondes planétaires et synoptiques avant de nous intéresser aux deux catégories de rétroactions, à court terme et à long terme. Dans le premier cas, nous allons tenter de mettre en évidence les signatures caractéristiques des rétroactions planétaires et synoptiques. Pour le second, nous allons étudier la nature de la rétroaction à long terme pour déterminer si elle est plutôt barocline ou barotrope.

### 3.2.1 Variabilité du "eddy-driven" jet

Afin d'isoler la variabilité du "eddy-driven" jet, les EOF seront ici calculées à partir du vent à 850 hPa. La figure 3.13 présente la variabilité du jet ainsi que les deux premières EOF pour la période d'été austral. On observe un jet unique, centré vers  $48^\circ\text{N}$  et présentant une certaine variabilité en latitude s'étendant de  $40^\circ\text{N}$  à  $60^\circ\text{N}$ . On peut remarquer sur la figure 3.13a que le maximum de l'histogramme des positions journalières du jet et celui du vent zonal intégré verticalement coïncident assez bien, indiquant que le jet observé est bien un "eddy-driven" jet qui est peu influencé par une contribution subtropicale. La première EOF, expliquant 45,9% de la variabilité totale, correspond à un mode de déplacement méridien (voir figure 3.14a) et peut être reliée au SAM. La seconde EOF représente elle 18,7% de variabilité et correspond au mode de pulsation d'amplitude comme le montre la figure 3.14b. On retrouve donc les deux principaux modes de variabilité du modèle, même si leur pourcentages de variabilité expliquée sont bien plus écartés dans le cas de la réanalyse que pour le modèle idéalisé.

La figure 3.15 montre les fonctions d'auto-corrélation des composantes principales de ces deux EOF. On voit que la persistance du mode de déplacement méridien est bien supérieure à celle du mode de pulsation comme dans le modèle. On remarque que la courbe de l'auto-corrélation de PC1 présente le même genre de rupture de pente vers 4 jours que

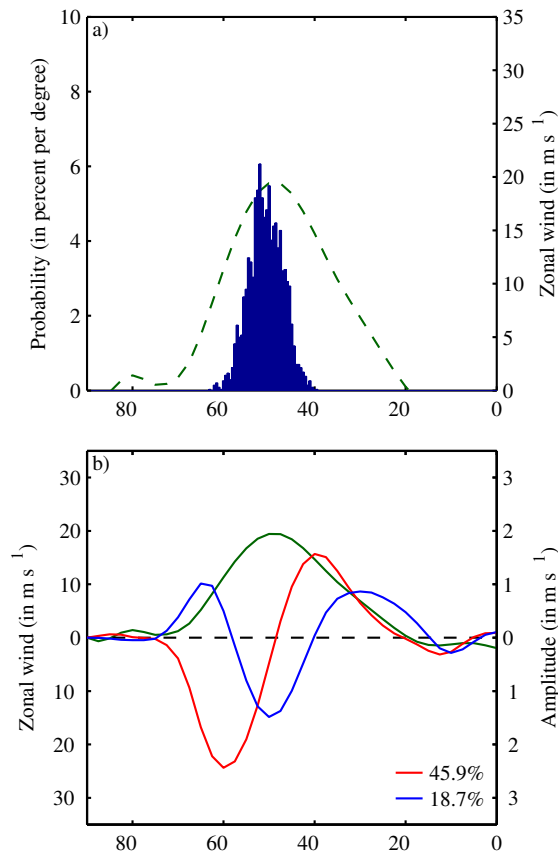


FIGURE 3.13 – (a) Histogramme des positions journalières du maximum de vent zonal (en bleu) et (b) structure méridienne des deux premières EOF (en rouge pour la première, en bleu pour la seconde) pour la période DJF. Leur pourcentages de variabilité expliquée respectives sont indiquées en légende et la moyenne climatologique du vent zonal est tracée en vert.

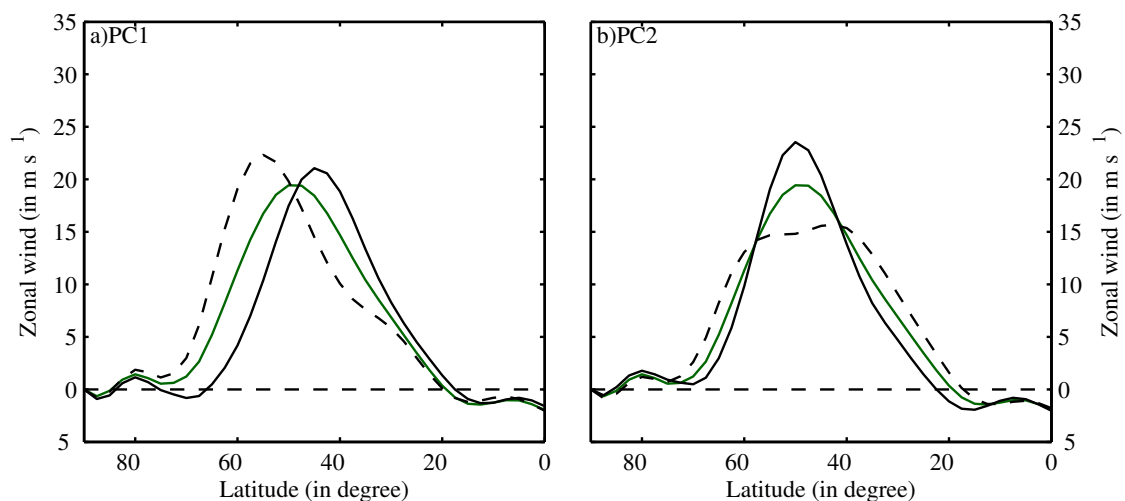


FIGURE 3.14 – Composites du vent zonal moyenné zonalement et verticalement pour la phase positive (en trait plein) et négative (en pointillé) de (a) l'EOF1 et de (b) l'EOF2 pour la période DJF.



dans le modèle, mais celle-ci est absente pour la PC2. La décroissance reste cependant bien plus rapide pour PC2 que pour PC1 dans la période 1 à 4 jours, ce qui est un potentiel indicateur de la présence des rétractions négatives à court terme mise en évidence dans la section 3.1.4. Enfin, on remarque que la décroissance au-delà de 4 jours est plus rapide dans la réanalyse que dans le modèle. Cela illustre un biais connu des modèles idéalisés à symétrie zonale qui tendent à surestimer la rétroaction positive pour l'EOF1 (Gerber and Vallis, 2007).

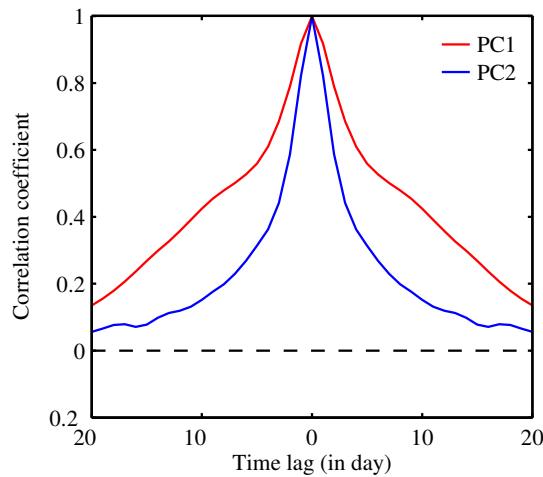


FIGURE 3.15 – Fonctions d'auto-corrélation des composantes principales de l'EOF1 (en rouge) et de l'EOF2 (en bleu) pour la période DJF.

On peut chercher à évaluer la rétroaction des ondes de la même façon que dans Lorenz and Hartmann (2001). On peut réécrire l'équation de tendance du vent zonal comme suit :

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} = -\frac{\partial \langle u^* v^* \rangle}{\partial y} - (dissipation) \quad (3.11)$$

Lorenz and Hartmann (2001) paramétrise ce terme de dissipation comme un terme barotrope :  $(dissipation) = -\langle u \rangle / \tau$  où  $\tau$  représente une constante de temps moyenne pour toute la troposphère. Ici, nous contenterons d'évaluer ce terme comme une simple différence entre la convergence de flux de quantité de mouvement et la tendance du vent zonal. La figure 3.16, qui représente la covariance croisée entre les différents termes de l'équation (3.11) projetée sur chacune des deux EOF et la composante principale associée, est très semblable à la fois à la figure 3.3 obtenue dans le modèle idéalisé et aux courbes obtenues Lorenz and Hartmann (2001) dans les données NCEP. On constate en particulier que le terme de dissipation possède une forme proche de celle des fonctions d'auto-corrélation, ce qui justifie l'approche de Lorenz and Hartmann (2001). On y retrouve en particulier la signature classique de la rétroaction positive à long terme, à savoir une covariance positive entre 5 et 15 jours pour l'EOF1 mais pas pour l'EOF2.

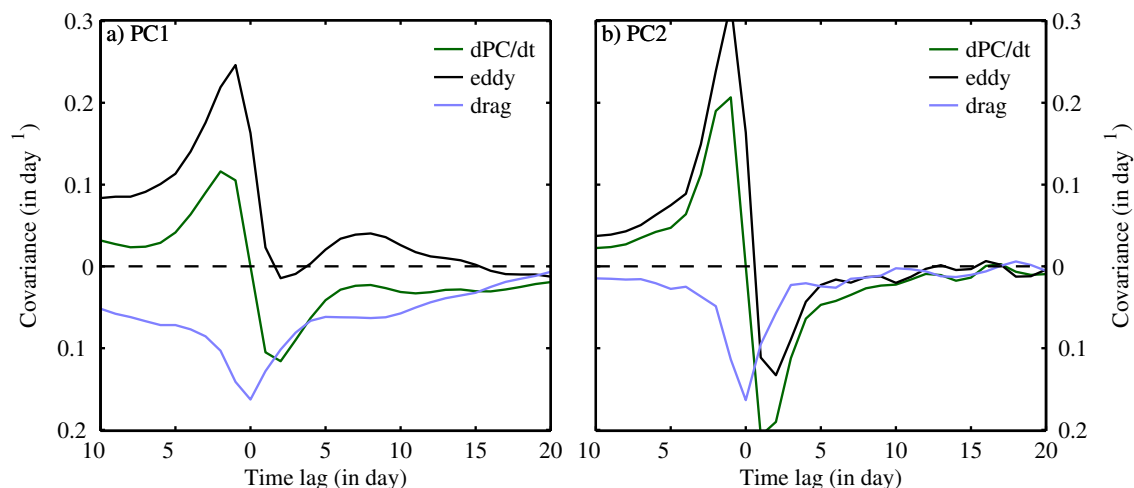


FIGURE 3.16 – Covariances croisées, pour (a) l’EOF1 et (b) l’EOF2, entre la composante principale et sa dérivée (en vert), le forçage par les ondes (en noir) et le terme de dissipation (en violet) pour DJF.

### 3.2.2 Décomposition planétaire/synoptique

Afin de pouvoir tester les différents mécanismes proposés, il nous faut d’abord séparer l’effet des ondes planétaires de celui des ondes synoptiques. La figure 3.17 montre la climatologie de la convergence de flux de quantité de mouvement et d’énergie cinétique des ondes, une fois soustraite la contribution des ondes stationnaires. Même si on ne reconnaît pas la forme en chevron caractéristique du modèle (cf. figure 2.17), on remarque cependant une convergence des ondes de faible nombre d’onde sur le flanc polaire du jet et des ondes de plus grand nombre d’onde au cœur. Comme dans le cas de la simulation de contrôle, une séparation planétaire/synoptique entre les nombres d’onde 4 et 5 semble être raisonnable.

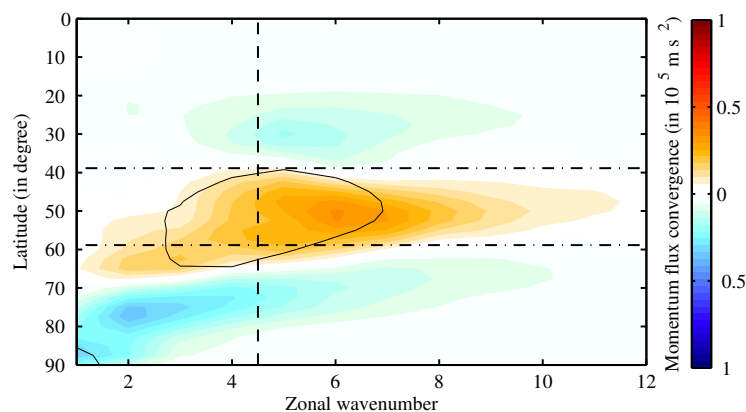


FIGURE 3.17 – Climatologie de la convergence de flux de quantité de mouvement (en couleur) et de l’énergie cinétique des ondes (en contours) en fonction du nombre d’onde zonal et de la latitude pour la période DJF. La convergence est tracée avec intervalle de  $1 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-2}$  et l’énergie avec un intervalle de  $2.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . Les lignes horizontales pointillées indiquent la largeur du jet et la ligne verticale représente la séparation planétaire/synoptique.

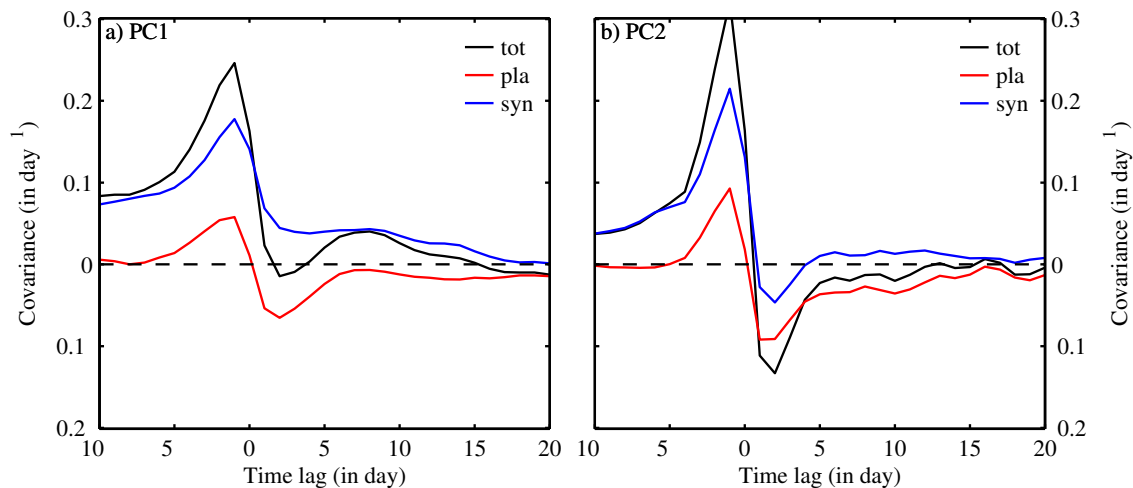


FIGURE 3.18 – Covariances croisées, pour (a) l'EOF1 et (b) l'EOF2, entre la composante principale et le forçage par les ondes (en noir), ainsi que ses composantes planétaire (en rouge) et synoptique (en bleu) pour la période DJF.

Une fois séparée les ondes planétaires et synoptiques, on peut alors décomposer le terme de forçage par les ondes de l'équation (3.11) en leurs contributions respectives tracées sur la figure 3.19. On constate que la covariance positive entre +5 et +15 jours observée pour l'EOF1 est causée par les ondes synoptiques. On retrouve pour les deux modes une covariance planétaire positive entre -5 et 0 jour puis négative entre 0 et 5 jours comme dans le modèle et qui pourrait être causée par des réflexions. De même, on retrouve une covariance synoptique entre 0 et 5 jours légèrement positive pour l'EOF1 et nettement négative pour l'EOF2 qui pourrait être le signe de la rétroaction négative synoptique spécifique au mode de pulsation. Ces indices nous poussent à examiner plus avant en utilisant les outils développés dans le modèle QG pour caractériser les rétroactions à court et long terme.

### 3.2.3 Rétroactions à court terme

#### 3.2.3.1 Rétroaction planétaire

Plusieurs indices de la présence de réflexions d'ondes planétaires ont déjà été mis en évidence dans les réanalyses comme NCEP ou ERA-40 (Abatzoglou and Magnusdottir, 2004, 2006a). Nous allons nous concentrer ici sur les réflexions concomitantes avec les phases positives et négatives des deux premières EOF. La figure 3.19 présente les composites de flux de quantité de mouvement planétaire et de sa convergence dans le cas de l'EOF1 pour la période DJF. On retrouve bien la signature caractéristique de la réflexion d'onde mise en évidence dans les simulations du modèle idéalisé : une inversion du signe du composite de flux de quantité de mouvement associée à celle du dipôle d'anomalie de convergence. On remarque aussi une bande de flux de quantité de mouvement positif autour de 70°N là où on s'attendrait à un flux négatif. Ceci est en fait un biais de la réanalyse ERA-Interim du fait de la faible quantité d'observations pour contraindre le modèle au dessus de l'Antarctique et n'a donc pas de sens physique.

On s'attend à retrouver le même signal pour l'EOF2, mais étonnamment celui-ci semble plus faible (voir figure 3.20). Si l'on voit un changement de signe de l'anomalie de convergence de flux de quantité de mouvement, l'inversion du flux de quantité de mouvement elle-même n'est pas visible. Ceci peut venir du fait que l'on compare un composite de flux de quantité de mouvement à l'anomalie de convergence. Il est possible que des réflexions soient présentes, mais que l'inversion de signe de flux de quantité de mouvement soit masquée par la climatologie qui privilégie une propagation vers l'équateur des ondes, et donc flux négatif dans l'hémisphère Sud à cause du signe du facteur de Coriolis. Il est aussi possible qu'un autre facteur inhibe la réflexion d'onde dans le cas de l'EOF2, ce qui irait à l'encontre des résultats du modèle qui tendent au contraire à les favoriser pour ce mode de variabilité.

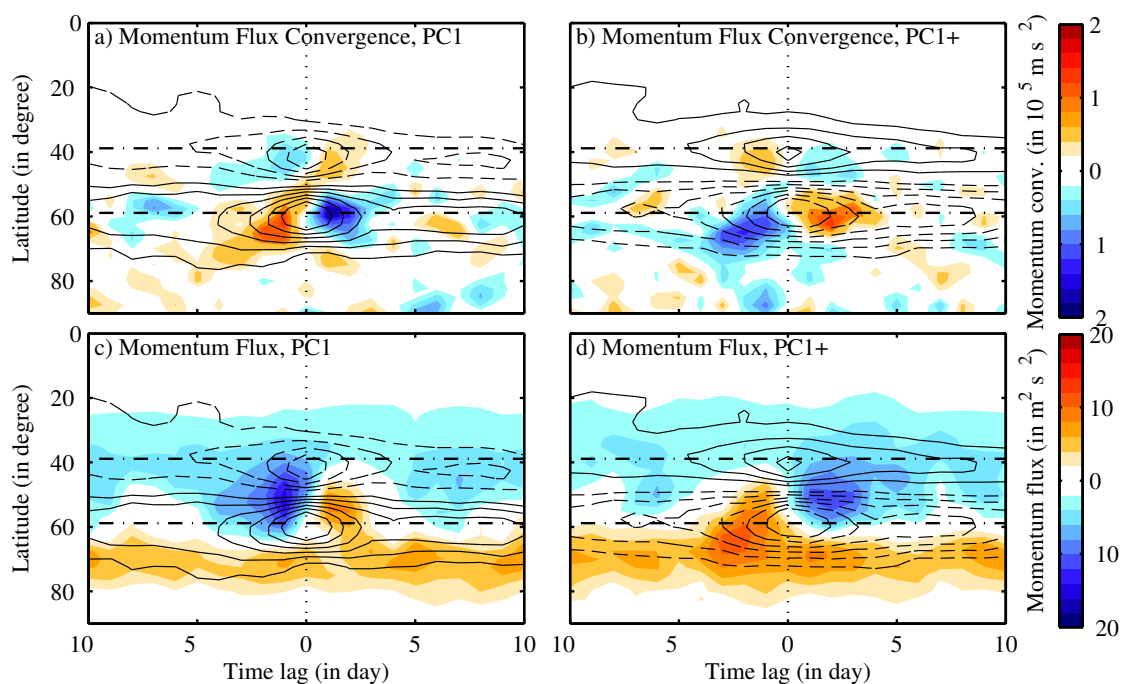


FIGURE 3.19 – (b,d) Composites de flux de quantité de mouvement planétaire et (a,c) anomalies de sa convergence horizontale par rapport à la climatologie intégré verticalement entre 1000 et 200 hPa pour la phase négative (à gauche) et positive (à droite) de l'EOF1 pour DJF. Les anomalies de vent zonal sont superposées en contours avec un intervalle de  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ , les valeurs négatives étant indiquées par des pointillées. Les lignes en tireté pointillé indique la largeur du jet (qui correspond à  $\pm 10^\circ$  autour du maximum de vent zonal moyen).

En tout cas, l'étude de la réanalyse conforte le rôle des réflexions d'ondes planétaires dans l'interprétation de la covariance négative à court terme pour les deux modes. Le clair signal visible sur la figure 3.19 montre bien que de telles réflexions coïncident avec les phases positives comme négatives (de l'EOF1), laissant penser que ces réflexions jouent un rôle important dans la persistance de ces phases, voir dans la succession de l'une à l'autre. Cependant, il semble exister une asymétrie entre les modes de déplacement et de pulsation que ne capture pas le modèle idéalisé et qui mériterait d'être étudiée.

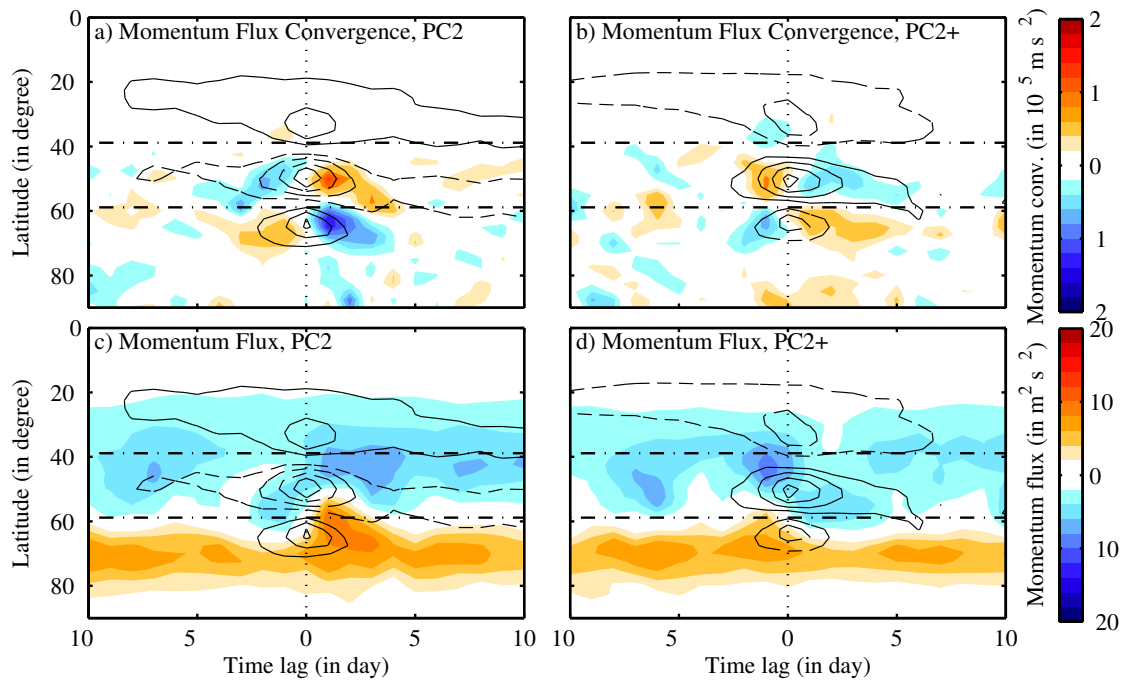


FIGURE 3.20 – Idem que la figure 3.19 pour l'EOF2.

### 3.2.3.2 Rétroaction synoptique

Comme le montre la figure 3.19, on retrouve dans la réanalyse la même covariance négative du forçage par les ondes synoptiques pour le mode de pulsation que dans le modèle. On peut donc en chercher l'origine en analysant le bilan énergétique des perturbations. Pour cela, nous allons comme précédemment comparer la phase positive de la deuxième EOF au cycle de vie des ondes synoptiques (cf. section 3.1.4)

Les figures 3.21a et b montrent les composites d'anomalie d'énergie cinétique des ondes (EKE) respectivement pour l'intensification du jet et le cycle de vie. On retrouve une forte anomalie d'EKE pour le cycle de vie centrée à  $t = 0$  jour, ce qui est logique puisque celui-ci est basé sur les événements d'intense énergie cinétique, et qui reste toujours positive. Si on observe aussi une anomalie positive pour  $t > 0$  dans le cas de la phase positive de l'EOF2, cette anomalie change de signe pour  $t > 0$ . Cette anomalie négative d'EKE, comme dans le modèle, est liée à une forte intensification de la conversion barotrope  $\sigma_{bt}$  dans le cas du mode de pulsation, comme on peut le voir sur la figure 3.21c. On peut chercher la cause de cette anomalie en décomposant  $\sigma_{bt}$  en deux contributions :

$$\sigma_{bt} = (\mathbf{E}_{bt} \cdot \mathbf{Sh})' \simeq \mathbf{E}'_{bt} \cdot \overline{\mathbf{Sh}} + \overline{\mathbf{E}}_{bt} \cdot \mathbf{Sh}'$$

où  $\mathbf{Sh} = \partial[u]/\partial y + [u] \tan \varphi/a$  correspond au gradient méridien de vent en coordonnées sphériques et  $\mathbf{E}_{bt}$  à l'efficacité de transfert d'énergie des ondes à l'écoulement moyen. Ces deux termes permettent en effet de quantifier si l'anomalie de taux de conversion observée est due à un changement dans la propagation des ondes, qui influencera principalement l'efficacité, ou dans l'écoulement moyen, représenté par le terme de gradient de vent.

Les composites de ces deux termes sont représentés pour chaque mode sur les figures 3.21e-h. On remarque que conformément au modèle, une augmentation du gradient méridien de

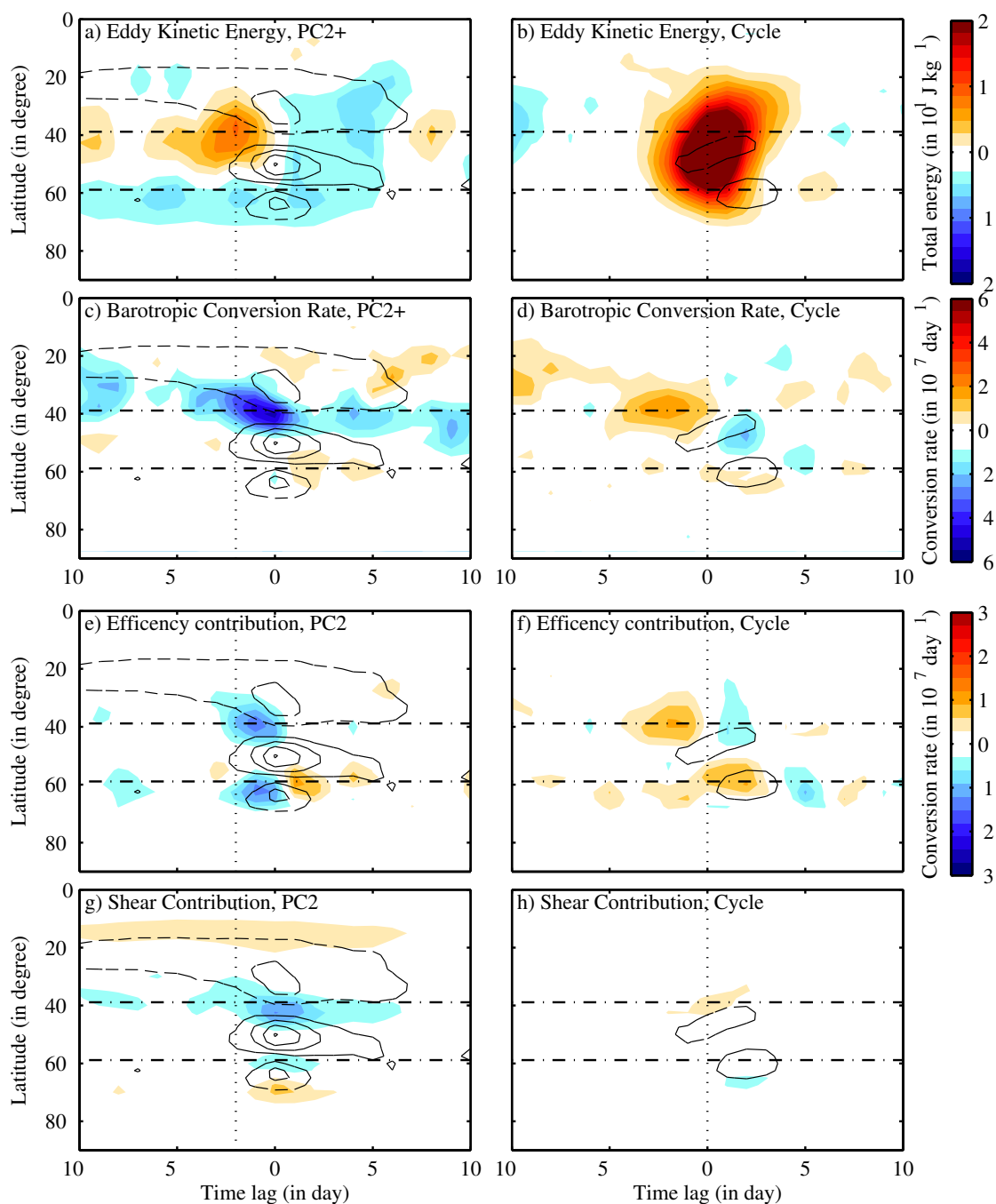


FIGURE 3.21 – Composites d’anomalie par rapport à la climatologie (a,b) d’énergie cinétique des ondes synoptiques et (c,d) de taux de conversion barotrope, ainsi que de la contribution (e,f) de la variation d’efficacité barotrope et (g,h) du gradient méridien de vent au taux de conversion, pour la phase positive de l’EOF2 (à gauche) et le cycle de vie des ondes synoptiques (à droite) pour DJF. Les anomalies de vent zonal sont superposées en contours avec un intervalle de  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ , les valeurs négatives étant indiquées par des pointillés. Les lignes en tireté pointillé indique la largeur du jet (qui correspond à  $\pm 10^\circ$  autour du maximum de vent zonal moyen) et la ligne verticale indique le jour du maximum d’anomalie d’énergie.

vent zonal lors d'une phase d'accélération du jet contribue nettement à intensifier le taux de conversion barotrope. Pour le cycle de vie barocline en revanche, il n'y a pas de changement notable du gradient de vent et par conséquent aucune anomalie significative sur la figure 3.21g. Mais contrairement au modèle, la variation d'efficacité  $E_{bt}$  contribue aussi à l'anomalie de taux de conversion barotrope. Il est intéressant de noter que l'effet de cette variation d'intensité est plus important pour l'EOF2 que pour le cycle de vie, alors qu'ils étaient d'intensités équivalentes dans le modèle (cf. figures 3.9a et b). Ceci est peut-être le signe d'une rétroaction barotrope qui affecterait la propagation des ondes synoptiques, mécanisme qui ne semble pas ou peu présent dans le modèle idéalisé. De plus, d'autres types de mécanismes ont déjà été mis en évidence dans la réanalyse et mériteraient d'être pris en compte, comme le "barotropic governor" (James, 1987) qui agit sur la conversion barocline  $\sigma_{bc}$ . Mais il semble clair que la rétroaction négative mise en évidence précédemment est présente dans la réanalyse, même si là encore son importance relative comparée à celle des autres rétroactions reste encore à déterminer.

### 3.2.4 Rétroaction à long terme

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la rétroaction positive des ondes sur le courant-jet, appelé rétroaction à long terme dans la section 3.1 afin de la distinguer des rétroactions à court terme décrites dans cette partie. Comme le montre la figure 3.19, une nette covariance positive entre PC1 et  $m$  est visible pour entre les 4 et 15 jours et est habituellement associée à cette rétroaction. Cette figure montre de plus que cette rétroaction est causée par les ondes synoptiques, résultat cohérent au regard d'autres décompositions des ondes, notamment à partir des filtrages temporels (Lorenz and Hartmann, 2001, 2003).

Pour aller un peu plus loin, on peut essayer d'appliquer la méthode développée dans la section 3.1.5 pour déterminer le type de mécanisme responsable de cette rétroaction. Pour cela, on définit une couche supérieure de la troposphère afin d'y calculer un bilan de divergence de flux d'Eliassen-Palm similaire à l'équation (3.8) :

$$m_{tot} = m_{bc} + m_{bt} \quad (3.12)$$

où les termes du membre de droite correspondent aux contributions baroclines  $m_{bc}$  et barotrope  $m_{bt}$  au terme de convergence de flux de quantité de mouvement synoptique  $m_{tot}$ . Ces différents termes sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} m_{tot} &= -\frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} ([u^* v^*] \cos^2 \varphi) \\ m_{bc} &= -E f \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{[v^* \theta^*]}{\bar{\theta}_p} \right) \\ m_{bt} &= -(1 - E) f \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{[v^* \theta^*]}{\bar{\theta}_p} \right) + \text{div}(\vec{F}) \end{aligned}$$

où  $u$ ,  $v$  et  $\theta$  sont respectivement le vent zonal, le vent méridien et la température potentielle à un niveau donné de pression,  $\bar{\theta}_p$  correspond au gradient de température potentielle en

fonction de la pression (qui quantifie la stabilité de l'atmosphère),  $f$  le paramètre de Coriolis,  $\vec{F}$  le flux d'Eliassen-Palm (cf. Vallis (2006), p. 560) et  $E$  l'efficacité radiative introduite à la section 3.1.5 afin de rendre compte du fait que toutes les ondes se propageant depuis le sol jusqu'à la tropopause ne rayonnent pas en dehors du jet et ne contribuent donc pas à la convergence de flux de quantité de mouvement.

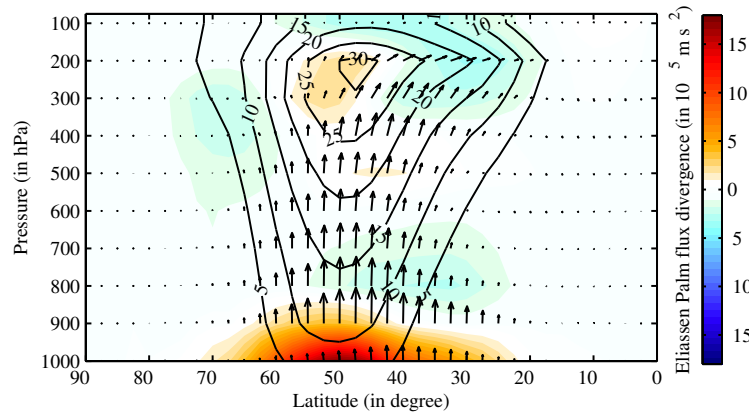


FIGURE 3.22 – Moyenne climatologique pour la période DJF du vent zonal moyen (en contour), des flux d'Eliassen-Palm et de leur divergence (en couleur) pour les ondes synoptiques.

En analysant la moyenne climatologie du flux d'Eliassen-Palm représentée sur la figure 3.22, on constate que l'on peut séparer l'atmosphère en deux par un niveau de divergence du flux d'Eliassen-Palm nulle. Entre 1000 et 700 hPa, cette divergence est globalement positive à cause des importants flux de chaleur et les flux sont verticaux, alors qu'au dessus de 700 hPa, ces flux tendent à s'incliner, signe d'une convergence de flux de quantité de mouvement non nulle. On va donc séparer l'atmosphère grâce à cette limite et intégrer l'équation (3.12) entre 700 et 100 hPa (où les flux sont quasi nuls). On peut calculer alors l'efficacité radiative en moyennant le quotient des convergences de flux de quantité de mouvement et de flux de chaleur intégrées sur une large bande de latitude ( $\pm 10^\circ$ ) autour du maximum du jet. L'efficacité radiative ainsi calculée est de 88,7%, ce qui est une valeur assez élevée mais relativement cohérente avec le modèle qui donnait une efficacité de 80%. La raison de cette valeur élevée pourrait provenir de la convergence de flux d'Eliassen-Palm visible sur la figure 3.22 au cœur du jet entre 300 et 200 hPa. Cette convergence est plutôt surprenante, mais pas incohérente au vu de la climatologie obtenue par Vallis (2006) et représentée figure 3.23 : on retrouve en effet une convergence du flux d'Eliassen-Palm vers  $50^\circ\text{S}$  et à l'altitude 10 km, correspondant à une pression d'environ 200 hPa.

La figure 3.24 montre la covariance croisée pour les deux premières EOF de la projection des différents termes de l'équation (3.12) avec la PC pour la réanalyse ERA-Interim. On remarque que la covariance croisée de la convergence synoptique totale intégrée entre 700 et 100 hPa reste très proche de celle obtenue en intégrant sur toute la troposphère (figure 3.16), car la quasi-totalité de la convergence de flux de quantité de mouvement a lieu dans la haute troposphère. On observe une covariance positive purement barocline pour tous les jours dans le cas de l'EOF2, ce qui se comprend bien du fait qu'un jet plus intense sera en moyenne plus barocline et aura donc tendance à générer plus d'ondes synoptique (et inversement).



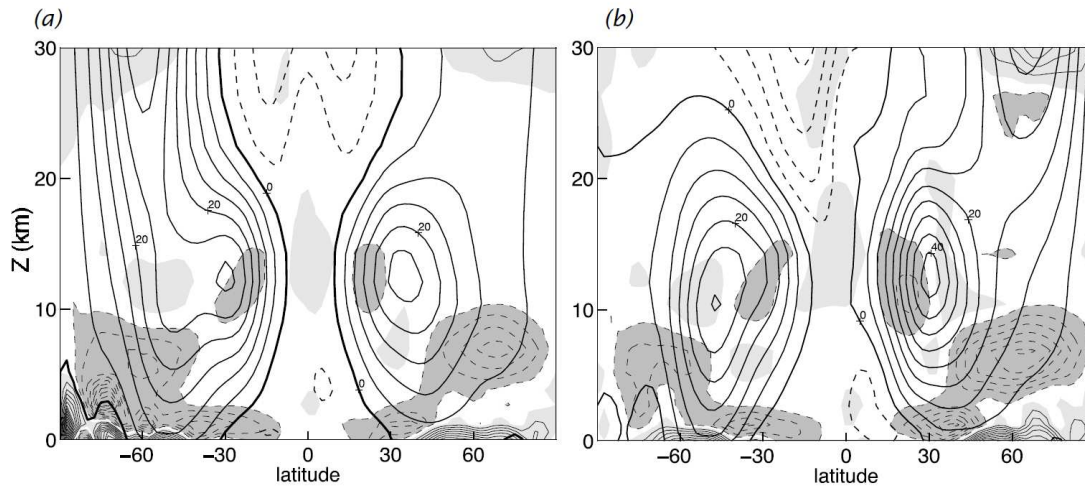


FIGURE 3.23 – Vent zonal (en contours gras, intervalle de  $5 \text{ m s}^{-1}$ ) et divergence du flux d’Eliassen-Palm (en couleur et contours léger) dans les données ERA-Interim (a) en moyenne annuelle et (b) pour la période Décembre-Janvier-Février en fonction de la latitude et de l’altitude ( $Z = 7.5 \log(P/P_0)$ ) (en km). L’intervalle de vent est de  $5 \text{ m s}^{-1}$  et celui de divergence de  $2 \text{ m s}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ . Pour cette dernière, les régions de convergence sont en gris clair et en trait plein alors que celle de divergence sont en gris foncé et en tireté (tirée de Vallis (2006), figure 12.17)

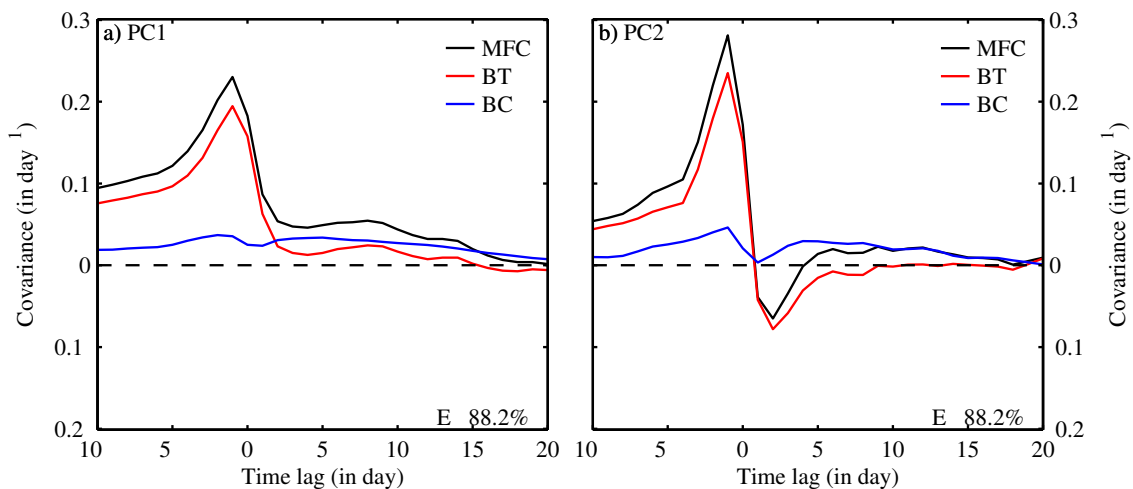


FIGURE 3.24 – Covariance croisée, pour (a) l’EOF1 et (b) l’EOF2, entre la composante principale et les contributions barotrope (BT, en rouge) et barocline (BC, en bleu) de la convergence de flux de quantité de mouvement synoptique projetée sur l’EOF (MFC, en noir) pour DJF.

On trouve aussi pour l’EOF1 une covariance de la composante barocline positive comme attendu, mais la contribution barotrope n’est ici plus nulle comme elle l’était dans le modèle QG. La covariance barotrope est positive et représente un tiers de la covariance totale. Ceci indique la présence d’une rétroaction positive barotrope qui contribue au maintien du jet. Avec la valeur d’efficacité radiative calculée plus haut de 88,7%, la contribution barocline reste la plus importante en terme d’intensité, ce qui confirme d’autres études

comparatives sur l'importance des rétroactions barotrope et barocline (Barnes and Thompson, 2014; Zurita-Gotor et al., 2014).

On a ainsi développé un diagnostic qui montre que la rétroaction positive des ondes sur le mode de déplacement est gouvernée par des mécanismes baroclines et barotropes dans les réanalyses. Ce résultat est différent du cas du modèle idéalisé, où cette rétroaction était purement barocline. L'importance de la contribution barotrope est renforcée par la prise en compte d'une efficacité radiative inférieure à 100% et est d'autant plus grande que cette efficacité est faible. Une évaluation plus quantitative des contributions baroclines et barotropes nécessiterait donc une meilleure évaluation de l'efficacité radiative.

### 3.2.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons cherché à valider les mécanismes décrits dans le modèle idéalisé quasi-géostrophique dans un contexte plus réaliste, à savoir la réanalyse ERA-Interim. Nous avons choisi d'étudier pour cela la variabilité du courant-jet de l'hémisphère Sud pendant période Décembre-Janvier-Février (été austral), car elle présente des caractéristiques très similaires à celle simulée dans le modèle idéalisé.

L'étude des rétroactions à court terme a permis de mettre en évidence que les deux mécanismes proposés se retrouvent bien dans la réanalyse. D'une part, les réflexions d'ondes planétaires semblent bien présentes et semblent être plutôt bien visibles lors des phases positives et négatives des deux premières EOF, influençant ainsi leur persistances respectives. D'autre part, la rétroaction négative spécifique à l'EOF2 se retrouve aussi dans la réanalyse et s'interprète assez bien avec le mécanisme proposé. Mais la réanalyse montre aussi que ces seuls mécanismes ne suffisent pas à expliquer complètement le comportement à court terme, ce qui laisse à penser que d'autres processus restent encore à découvrir.

À plus long terme, on retrouve bien la rétroaction positive classique dans la réanalyse. En adaptant l'approche développée dans la section 3.1.5, nous avons montré que cette rétroaction n'est pas purement barocline comme dans le modèle idéalisé mais possède aussi une composante barotrope positive. Cette composante barotrope, présente même sans prendre en compte l'efficacité radiative, indique la présence de rétroaction(s) barotrope(s) dans les observations. Cette contribution barotrope représente un tiers de la rétroaction totale, mais cette valeur pourrait être sous-estimée du fait de la valeur élevée de l'efficacité radiative. On montre donc que c'est une combinaison des deux types de mécanismes, barocline et barotrope, qui rend compte de l'intensité réelle de la rétroaction des ondes, conformément à d'autres études (Barnes and Thompson, 2014; Zurita-Gotor et al., 2014). La méthode proposée a l'avantage d'être un outil quantitatif pour évaluer la contribution respective des mécanismes barotropes et baroclines et pourrait être employée dans d'autres types de simulations.



## Chapitre 4

# Variabilité et changement climatique

### Sommaire

---

<b>3.1 Article : Positive and Negative Eddy Feedbacks Acting on Midlatitude Jet Variability in a Three-Level Quasigeostrophic Model . . . .</b>	<b>60</b>
Principaux résultats . . . . .	60
3.1.1 Introduction . . . . .	63
3.1.2 Model . . . . .	65
3.1.3 Jet Variability . . . . .	66
3.1.4 Short-term feedback . . . . .	69
3.1.5 Long-term feedback . . . . .	77
3.1.6 Conclusion . . . . .	80
<b>3.2 Comparaison avec les données ERA-Interim . . . . .</b>	<b>82</b>
3.2.1 Variabilité du "eddy-driven" jet . . . . .	82
3.2.2 Décomposition planétaire/synoptique . . . . .	84
3.2.3 Rétroactions à court terme . . . . .	86
3.2.4 Rétroaction à long terme . . . . .	90
3.2.5 Conclusion . . . . .	93

---

Après avoir analysé différents processus pouvant expliquer la persistance des principaux modes de variabilité du courant-jet, nous allons dans cette partie étudier la question de la sensibilité de la variabilité du courant-jet au changement climatique. Nous allons ainsi nous intéresser à l'effet sur la persistance de variation de certains paramètres clés du modèle. Pour cela, Nous allons d'abord décrire les méthodes utilisées pour évaluer la nature des principaux modes de variabilité et la séparation planétaire/synoptique. Puis, nous étudierons l'effet de la position moyenne du jet, plusieurs études ayant montré que le courant-jet se décale vers le pôle dans les simulations de changement climatique. Nous nous intéresserons ensuite l'effet d'une variation de la baroclinie du forçage, paramètre relié au changement de gradient méridien de température. Enfin, nous évaluerons l'effet d'un changement d'intensité de la friction près du sol car c'est une paramétrisation importante des modèles climatiques.

## 4.1 Extension des diagnostics pour l'étude d'une série de simulations

Dans cette partie, nous allons présenter une méthode pour évaluer la nature d'une EOF en définissant des modes de déplacement et de pulsation indépendants de celle-ci. Nous présenterons aussi le calcul du nombre d'onde limite entre les ondes planétaires et synoptiques dont on sait qu'il varie suivant la simulation étudiée (cf. section 2.1).

### 4.1.1 Nature des EOF

Barnes and Hartmann (2011) ont montré que le mode dominant de variabilité des jets change d'un mode de déplacement méridien pour les jets proches des Tropiques à un mode de pulsation d'amplitude pour des jets proches du cercle polaire. Afin de vérifier ce résultat, il est nécessaire de définir des modes de déplacement et de pulsation indépendants des EOF. Pour ce faire, la méthode choisie consiste à définir à partir du vent zonal intégré  $U(\varphi, t)$  deux indices basés sur la position moyenne  $\varphi_M(t)$  du courant-jet et sur son intensité maximale  $U_M(t)$  tels que :

$$\text{PC}_\varphi(t) = \frac{\varphi_M(t) - \bar{\varphi}_M}{\text{std}(\varphi_M)}, \text{PC}_U(t) = \frac{U_M(t) - \bar{U}_M}{\text{std}(U_M)} \quad (4.1)$$

où  $\bar{X}$  et  $\text{std}(X)$  correspondent respectivement à la moyenne et à l'écart-type de  $X$ .

Afin de limiter les problèmes liés à la résolution plutôt grossière du modèle, ces quantités  $\varphi_M(t)$  et  $U_M(t)$  sont évaluées grâce à une approximation parabolique au voisinage du maximum. On remarque que par construction, ces indices sont de moyenne nulle et de variance unité. Ainsi, ces indices peuvent être assimilés à des composantes principales, ce qui permet d'en déduire des modes à partir de l'équation (A.9) :

$$\begin{aligned} D(\varphi) &= \frac{1}{T} \sum_{t=0}^T \text{PC}_\varphi(t) \cdot U(\varphi, t) \sqrt{\cos(\varphi)} \\ P(\varphi) &= \frac{1}{T} \sum_{t=0}^T \text{PC}_U(t) \cdot U(\varphi, t) \sqrt{\cos(\varphi)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

À la différence des EOF, définies à partir de la matrice de covariance du champ de vent intégré  $U(\varphi, t)$ , les modes D et P ne sont pas orthogonaux. Cependant ils capturent bien un comportement dynamique du jet, ce qui est parfois plus discutable dans le cas des EOF. La figure 4.1 montre la structure méridienne des modes D et P obtenue pour la simulation de contrôle. On voit que le mode D montre une structure très proche de celle de la première EOF, qui avait été identifiée comme le mode de déplacement au chapitre 2. De même, le mode P est lui très proche de la deuxième EOF, identifiée comme le mode de pulsation.

On peut alors chercher à estimer la pourcentage de variabilité expliquée par ces modes comme s'ils étaient des EOF. On peut pour cela utiliser l'équation suivante :

$$\text{PVE}(M) = \frac{\text{Var}(\langle U, M \rangle / \|M\|)}{\text{Tr}(\Sigma)} = \frac{\text{Var}(\langle U, M \rangle)}{\lambda_{tot} \cdot \|M\|^2} \quad (4.3)$$

où  $\langle U, M \rangle = \sum_{\varphi} M(\varphi)U(\varphi, t)\sqrt{\cos(\varphi)}$  correspond à la projection du vent sur le mode  $M$ ,  $\|M\| = \langle M, M \rangle$  et  $Tr(\Sigma) = \lambda_{tot}$  est la trace de la matrice de covariance  $\Sigma$ , égale à la somme de ses valeurs propres  $\lambda_i$ . On remarque que si on applique l'équation (4.3) à une EOF, on retombe bien sur  $\lambda_i/\lambda_{tot}$  qui représente bien la pourcentage de variabilité expliquée par ce mode. Grâce à cette formule, on obtient pour les modes D et P des valeurs très proches de celles de leur EOF associées, comme indiqué sur la figure 4.1, ce qui conforte l'identification du mode de déplacement méridien au mode D et celui de pulsation d'amplitude au mode P.

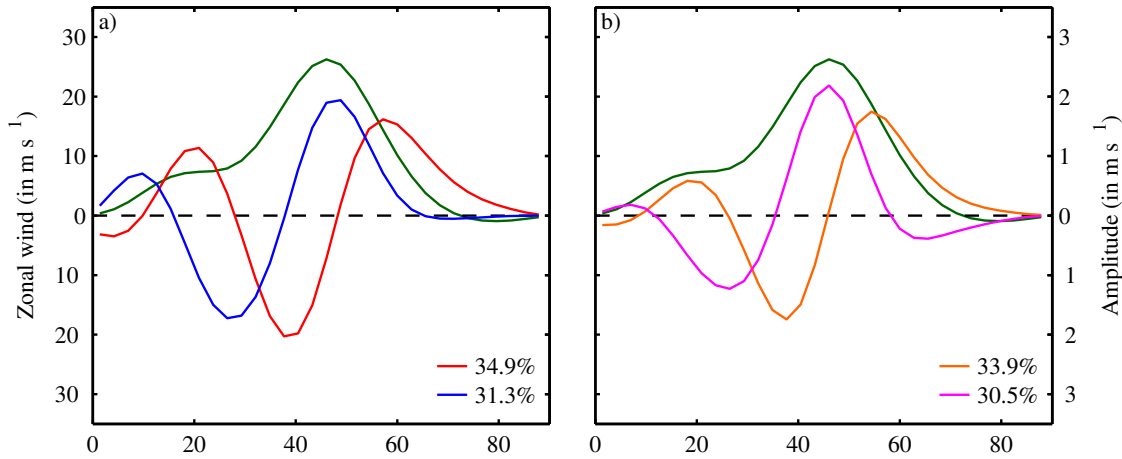


FIGURE 4.1 – Structure méridienne (a) des deux premières EOF (respectivement en rouge et bleu) et (b) des modes D et P (respectivement en orange et magenta) pour la simulation de contrôle. Les valeurs indiquées correspondent leur pourcentages de variabilité expliquée respectives et le climatologie du vent zonal intégré est tracée en vert.

Cependant, comme ces modes sont pas orthogonaux, ils ne respectent pas la propriété décrite par l'équation (A.7), pourtant à la base des diagnostics de rétroaction (cf. annexe A.2). Pour pallier à ce problème, on peut définir de nouveaux indices basés sur cette équation en l'appliquant aux modes D et P :

$$\begin{aligned} \varphi'_M(t) &= \frac{\langle U, D \rangle}{\|D\|} \Rightarrow \text{PC}'_{\varphi}(t) = \frac{\varphi'_M(t) - \overline{\varphi'_M}}{\text{std}(\varphi'_M)} \\ U'_M(t) &= \frac{\langle U, P \rangle}{\|P\|} \Rightarrow \text{PC}'_U(t) = \frac{U'_M(t) - \overline{U'_M}}{\text{std}(U'_M)} \end{aligned} \quad (4.4)$$

On peut comparer la structure méridienne des modes ainsi obtenus, représentée sur la figure 4.2, avec celle des modes D et P. On constate que ces nouveaux modes sont très similaires aux anciens, sauf près de l'équateur où l'amplitude des oscillations est plus forte pour les premiers que pour les seconds. Cependant, ces différences se situent dans une zone de faible importance pour la variabilité étudiée, ce que confirme les corrélations entre PC et PC' qui valent 0.88 dans le cas du déplacement et dans 0.93 celui de la pulsation. Par la suite, on identifiera donc les séries temporelles PC et PC' afin d'analyser les rétroactions s'exerçant sur les modes D et P.

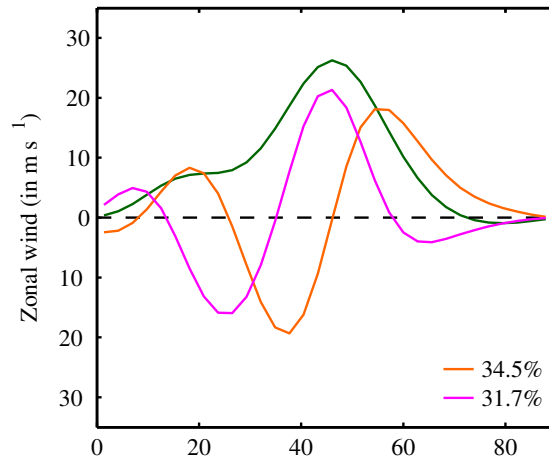


FIGURE 4.2 – Structure méridienne des modes de variabilité obtenus à partir des indices PC', avec la même convention que sur la figure 4.1.

### 4.1.2 Séparation planétaire/synoptique

Comme souligné par l'étude des réflexions du chapitre 2, la limite séparant les ondes planétaires se réfléchissant des ondes synoptiques ne se réfléchissant pas est très dépendante de l'état moyen et donc de la simulation. Il nous faut donc développer une méthode fiable pour déterminer cette limite quelle que soit la simulation.

On a vu que les ondes de Rossby planétaires ont une forte tendance à déposer leur quantité de mouvement sur les bords du courant-jet. À l'inverse, les ondes synoptiques la déposent au cœur du jet. Même si le lien entre réflexion et dépôt de quantité de mouvement n'est pas clair, il semble robuste pour une large gamme de paramètres du modèle. Nous allons nous servir de cette propriété pour évaluer le nombre d'onde limite  $k_{lim}$  entre ondes planétaires et synoptiques.

Un critère simple de discrimination est de calculer le nombre d'onde  $k$  tel que la somme des convergences sur les flancs polaire  $CQM_+$  et équatorial  $CQM_-$  équilibre celle au cœur du jet  $CQM_0$ . On définit ces convergences comme suit :

$$\begin{aligned} CQM_+(k) &= \partial_y \langle u^* v^* \rangle (\varphi_0 + 10, k) \\ CQM_0(k) &= \partial_y \langle u^* v^* \rangle (\varphi_0, k) \\ CQM_-(k) &= \partial_y \langle u^* v^* \rangle (\varphi_0 - 10, k) \\ Diff(k) &= CQM_0(k) - (CQM_+(k) + CQM_-(k)) \end{aligned}$$

La figure 4.3 montre le profil de ces trois quantités, ainsi que de leur différence Diff, en fonction du nombre d'onde zonale. Comme attendu,  $CQM_{\pm}$ , dominée par les ondes planétaires, est maximal pour  $k = 4$  alors que  $CQM_0$ , dominée par les ondes synoptiques, l'est pour  $k$  de l'ordre de 5 - 6. On définit alors  $k_{lim}$  comme l'abscisse du point où la différence Diff change de signe. Cette valeur est a priori non entière, sa partie décimale indiquant quel nombre d'onde est le plus proche de la limite. Le calcul pour la simulation de contrôle

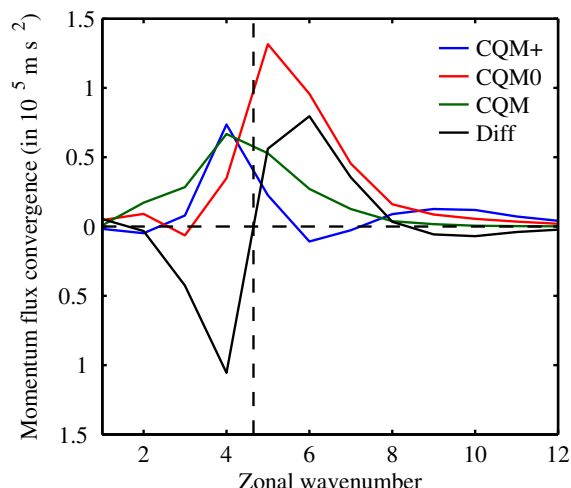


FIGURE 4.3 – Tracé des convergences  $CQM_+$  (en bleu),  $CQM_0$  (en rouge) et  $CQM_-$  (en vert) ainsi que de leur différence (en noir). La ligne verticale pointillée indique la séparation planétaire/synoptique.

donne  $k_{lim} = 4.53$ , qui correspond assez bien à la limite utilisée précédemment pour cette simulation.

Comme on peut le voir sur la figure 4.4, la limite donnée par cette méthode est assez raisonnable malgré le choix plutôt arbitraire des  $\pm 10^\circ$  autour du jet dans la formule. On constate notamment que le calcul de  $k_{lim}$  est peu affecté par la disparition de la convergence planétaire équatoriale dans le cas de la simulation à  $40^\circ\text{N}$ , ce qui vient du fait que l'on compare la convergence au centre du jet avec la somme des convergences sur les deux flancs. Les valeurs obtenues pour les simulations à  $20^\circ\text{N}$  et  $40^\circ\text{N}$  sont respectivement 5.83 et 3.42, ce qui montre que ce nombre d'onde limite diminue quand on augmente la latitude du forçage. On peut comparer cette tendance avec celle du maximum d'énergie des ondes (ETE), tracée en contours sur la même figure. On voit que ce maximum tend lui aussi vers les petits nombres d'onde quand on augmente la latitude du jet, même il semble se décaler moins vite que  $k_{lim}$ . Ceci laisserait à penser que les jets à haute latitude favorisent les ondes synoptiques.

Si on compare la limite ainsi calculée au comptage de réflexions décrit à la section 2.2, on remarque qu'elle délimite assez bien les ondes se réfléchissant de celle ne se réfléchissant pas (voir figure 4.5), ce qui en fait en diagnostic idéal. On voit aussi que ce nombre de réflexion diminue pour les jets plus près du pôle, ce que l'on peut rapprocher de la remarque précédente sur l'énergie des ondes. C'est donc une méthode de calcul plutôt robuste que l'on utilisera par la suite pour séparer les ondes planétaires et synoptiques.



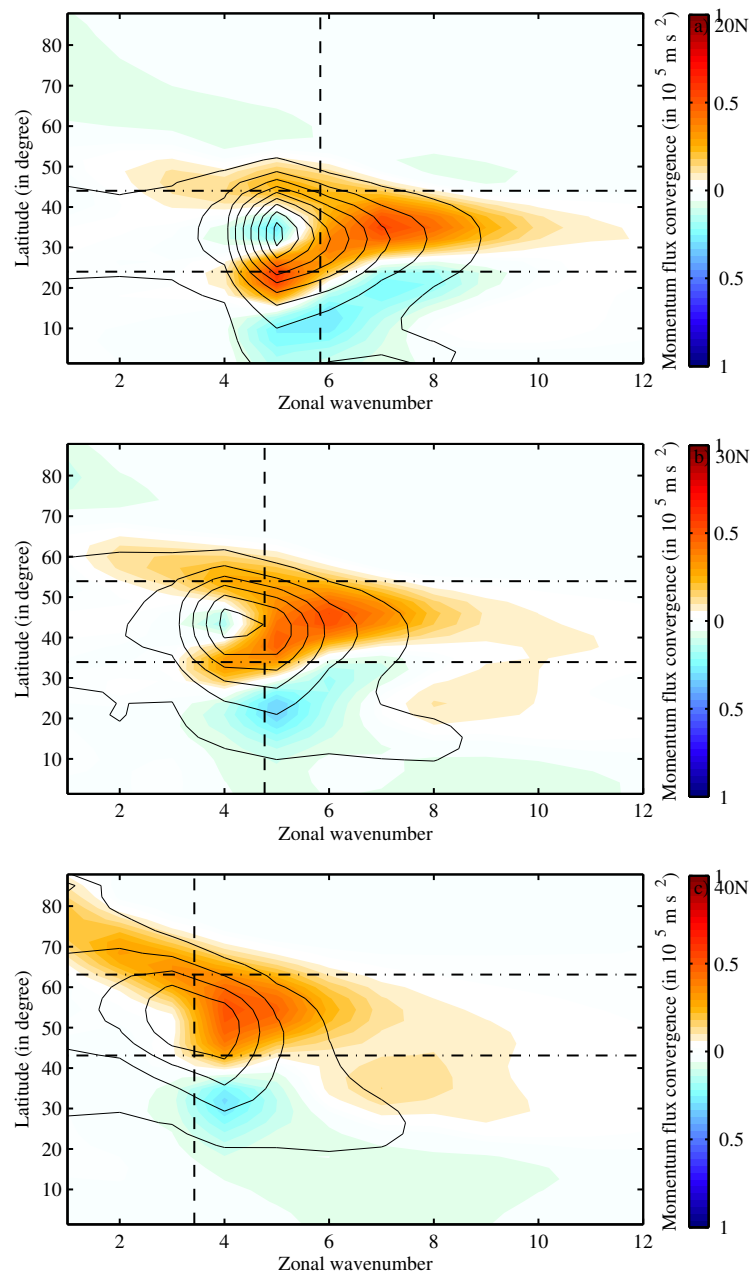


FIGURE 4.4 – Tracé de la moyenne climatologique de la convergence de flux de quantité de mouvement (en couleur, avec un intervalle de  $1.5 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-2}$ ) et d'énergie des perturbations (en contour, avec un intervalle de  $25 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) en fonction du nombre d'onde zonal et de la latitude, pour la simulation avec un forçage à  $20^\circ\text{N}$  (en haut), à  $30^\circ\text{N}$  (au milieu) et à  $40^\circ\text{N}$  (en bas). Les lignes en tireté pointillé indiquent correspondent à  $\pm 10^\circ$  autour du maximum de vent zonal moyen. La ligne verticale indique la valeur de  $k_{lim}$  calculée pour chaque simulation.

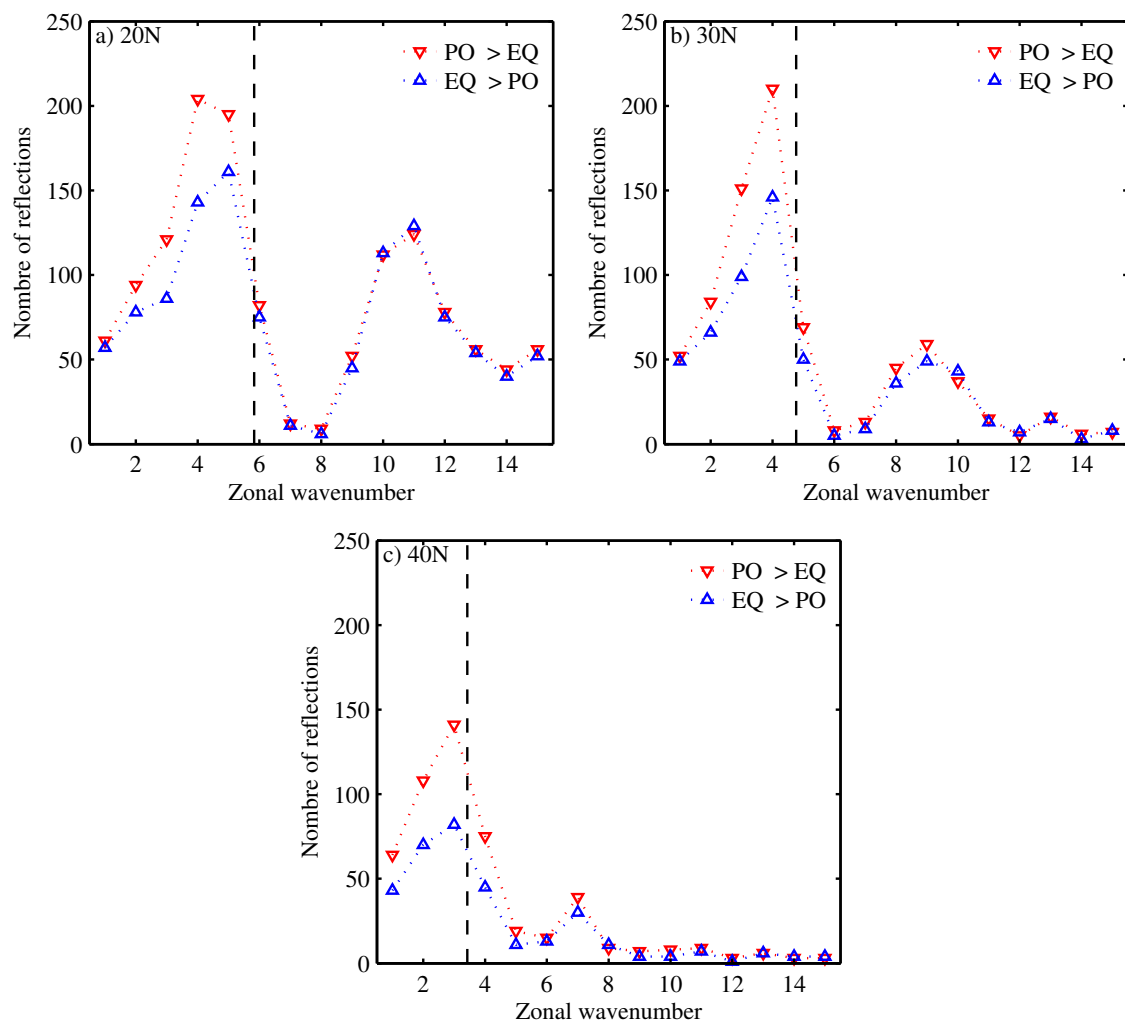


FIGURE 4.5 – Nombre de réflexions calculé en fonction du nombre d'onde zonal pour la simulation avec un forçage (a) à 20°N, (b) à 30°N et (c) à 40°N. Les réflexions pôle/équateur sont indiquées avec les triangles vers le bas et les réflexions équateur/pôle par les triangles vers le haut. La ligne verticale indique  $k_{lim}$  calculé pour chaque simulation.

## 4.2 Sensibilité à la latitude du forçage

Dans cette partie nous allons analyser l'effet d'une variation de la latitude du jet sur sa variabilité. Plusieurs études se sont déjà intéressés à l'effet du changement climatique sur la position des jets, car elle conditionne une grande partie du climat des moyennes latitudes comme évoqué dans l'introduction. L'étude de scénario de changement climatique dans un large ensemble de modèles montre un robuste décalage du courant-jet dans l'hémisphère Sud vers le pôle (Barnes and Polvani, 2013). Ce décalage est beaucoup moins marqué dans l'hémisphère Nord où les résultats dépendent du bassin (Kidston and Gerber, 2010; Barnes and Polvani, 2013; Vallis et al., 2015).

Pour étudier l'effet de la position du jet, nous allons utiliser une série de simulations, PHI0, où sera variée la latitude moyenne du forçage de 20°N à 40°N par pas de 2°. Dans ces simulations, la nature des EOF est amenée à changer, comme le montre par exemple Barnes and Hartmann (2011). Cette étude montre en effet que, dans un modèle barotrope, le pourcentage de variabilité expliquée par le mode de pulsation croît avec latitude du forçage alors que celui associé au mode de déplacement décroît. Ceci finit par provoquer une inversion des modes dominants, passant d'un mode de déplacement pour les jets proches des Tropiques à un mode de pulsation dominant pour les jets proches des pôles, comme le montre la figure 4.6.

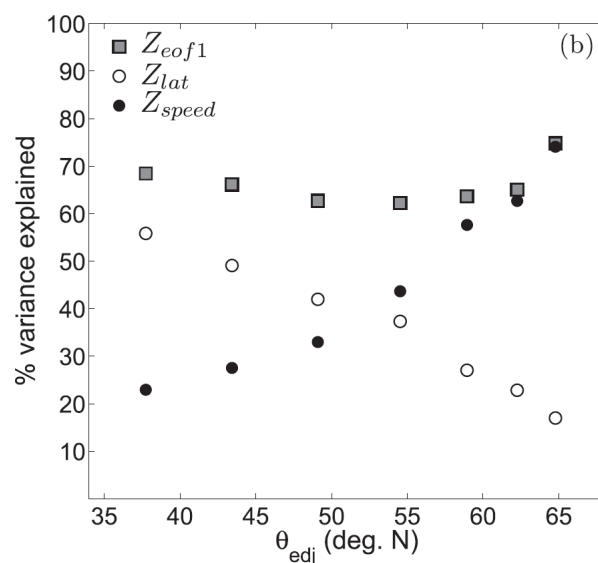


FIGURE 4.6 – Pourcentages de variabilité expliquée par l'EOF1 ( $Z_{eof1}$ ), le mode D ( $Z_{lat}$ ) et le mode P ( $Z_{speed}$ ) en fonction de la position moyenne de courant-jet simulé ( $\theta_{jet}$ ) (tiré de Barnes and Hartmann (2011), figure 8a).

Dans cette partie, nous allons plutôt utiliser les modes D et P afin de caractériser l'évolution de la nature des EOF pour les simulations de PHI0. La figure 4.7 montre l'évolution des pourcentage de variabilité expliquée pour les deux premières EOFs ainsi que les modes D et P (cf. équation (4.3)). On constate un rapprochement des pourcentages de variabilité expliquée pour ces modes, indiquant un possible changement de nature du mode de variabilité dominant. Mais contrairement à Barnes and Hartmann (2011), on ne voit pas de clair croisement des pourcentages de variabilité expliquée par les modes D et P avec le décalage du forçage vers le pôle. Ceci est confirmé par la comparaison des composites du vent

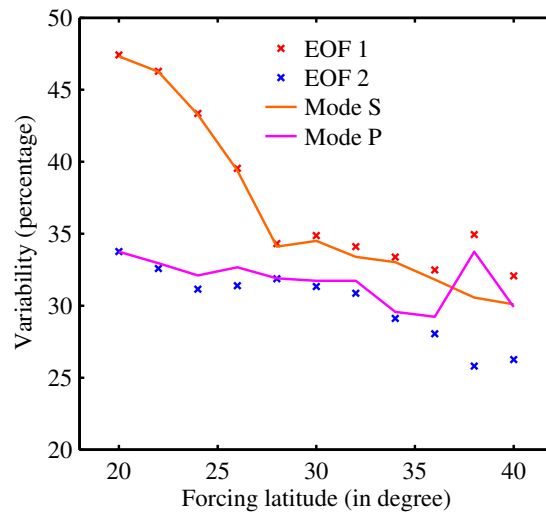


FIGURE 4.7 – Évolution en fonction de la latitude moyenne du forçage des pourcentages de variabilité expliquée pour les deux premières EOF (respectivement en rouge et bleu) et les modes D et P (respectivement en orange et magenta).

intégré  $U$  pour les deux premières EOF de la simulation à  $40^\circ\text{N}$ , tracé sur la figure 4.8, pour laquelle aucune des deux EOF ne peut clairement être considérée comme l'un ou l'autre mode. On constate en effet que les phases positives comme négatives des deux EOF semblent être une superposition de déplacement et de pulsation. Ceci s'explique peut-être par la relative proximité des pourcentages de variabilité expliquée pour ces deux modes : 33% pour l'EOF1 contre 28% pour l'EOF2.

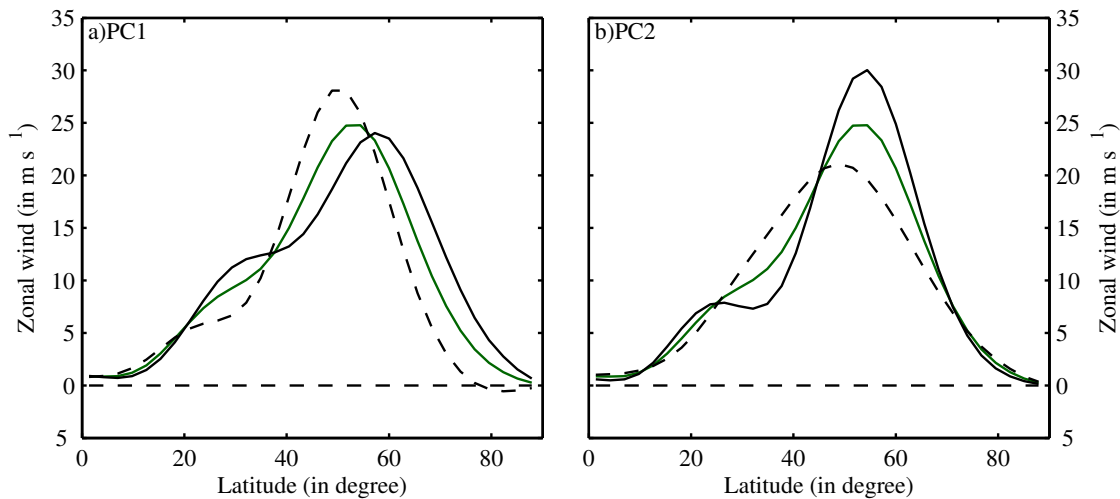


FIGURE 4.8 – Composites du vent zonal intégré zonalement et verticalement pour les phases positives (en trait plein) et négatives (en tireté) des deux premières EOF pour la simulation à  $40^\circ\text{N}$ .

Ce rapprochement des variabilités expliquées par les modes D et P semble venir d'après la figure 4.7 d'une diminution de la part du mode de déplacement méridien, dont l'origine pourrait être une diminution de la persistance de ce mode. La figure 4.9, qui représente les fonctions d'auto-corrélation des indices  $PC_\varphi$  et  $PC_U$ , conforte cette hypothèse en montrant

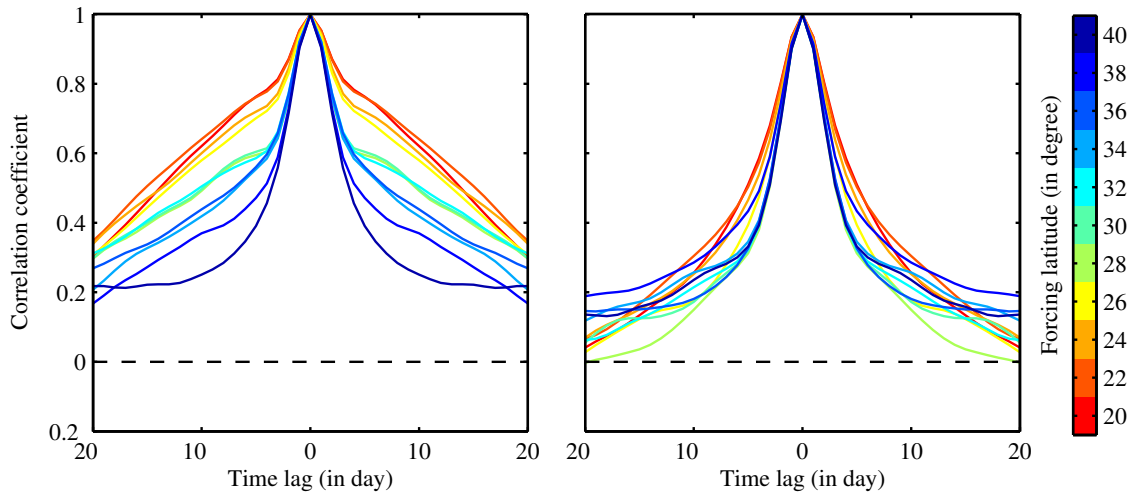


FIGURE 4.9 – Fonctions d’auto-corrélation des composantes principales associée au déplacement méridien (à gauche) et à la pulsation d’amplitude (à droite) pour les différentes simulations de la série PHIO

la nette diminution de persistance du mode D comparée à la relative stabilité de celle du mode P. Cette figure semble suggérer que cette diminution de la persistance du mode de déplacement est en grande partie due à la dynamique à court terme.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous allons nous intéresser aux taux instantanés de variation  $\tau$  de l’auto-corrélation  $A$ , défini par

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t}.$$

En effet, d’après l’équation (A.11), ce taux est régi par l’équation suivante :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{C_m}{A} + \frac{C_d}{A} \quad (4.5)$$

où  $C_m$  et  $C_d$  correspondent aux covariances croisées des indices avec le terme de convergence de flux de quantité de mouvement ( $m$ ) et de friction ( $d$ ). Or le second terme du membre de droite de cette équation, qui dépend du terme de dissipation  $[u_3]/\tau_E$  de l’équation de tendance du vent zonal, peut être considéré constant en première approximation du fait que le vent  $[u_3]$  est quasiment proportionnel à la moyenne verticale du vent zonal.

Ainsi, les variations de  $\tau$  sont, selon cette approximation, uniquement causées par le terme de convergence de flux de quantité de mouvement. On peut donc visualiser directement l’effet de la rétroaction des ondes comme des variations de ce terme  $C_m/A$ . L’évolution de cette quantité en fonction de la position du forçage est représentée sur la figure 4.10. On peut y constater la même tendance que sur la figure 4.9, à savoir une diminution significative à court terme avec le déplacement du jet vers le pôle. On constate cependant qu’à plus long terme, il y a peu de variation sauf pour les jets à très haute latitude.

On peut décomposer une fois encore en deux composantes planétaire et synoptique afin de déterminer quelles ondes interviennent dans ce processus. Pour cela, on peut revenir aux covariances  $C_m$  et comparer deux cas particulier. La figure 4.11 montre l’exemple

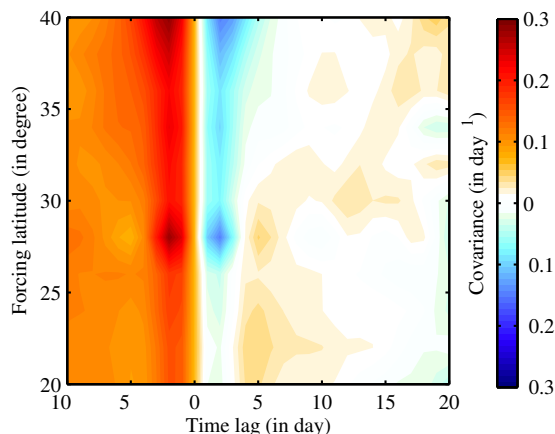


FIGURE 4.10 – Contribution du terme de convergence de flux de quantité de mouvement au taux instantané de variation du mode de déplacement pour les différentes simulations de la série PHIO.

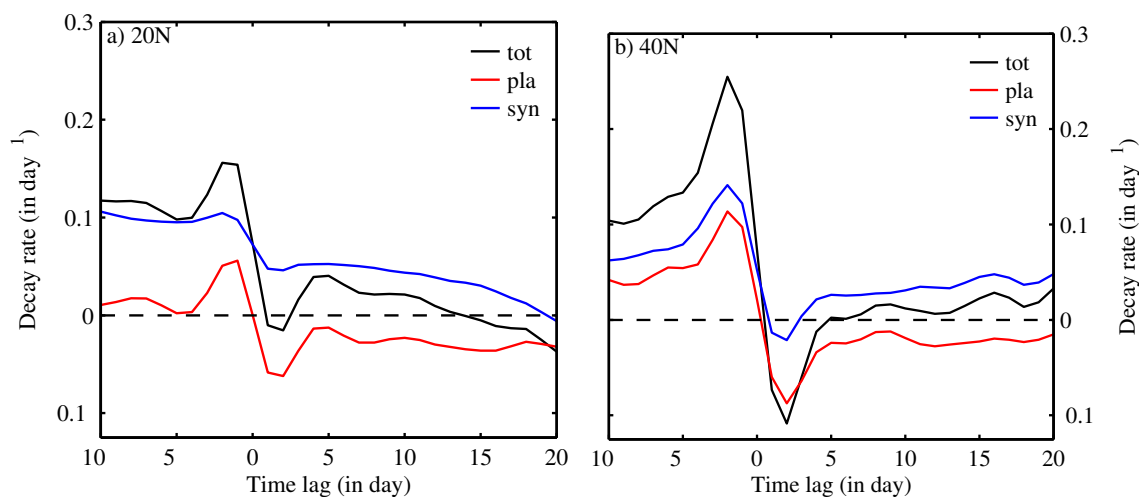


FIGURE 4.11 – Covariances croisées entre la composante principale du mode D et le taux de variation dû au terme de convergence de flux de quantité de mouvement totale (en noir), ainsi que ses composantes planétaire (en rouge) et synoptique (en noir) pour la simulation avec un forçage (a) à 20°N et (b) à 40°N.

des simulations à 20°N et à 40°N. On constate qu'à long terme, les covariances des deux simulations sont positives et équivalentes. Il n'y a donc pas de changement significatif dans l'intensité de la rétroaction positive entre les deux simulations. De même à court terme, la covariance planétaire reste approximativement la même dans les deux cas, alors que la covariance synoptique diminue fortement, passant d'une valeur positive de +0.05 pour 20°N et à une valeur négative de -0.015 pour 40°N. Ce sont donc les ondes synoptiques les principales responsables de cette diminution de persistance du mode de déplacement, même si le mécanisme derrière cette diminution reste encore à trouver.

Ainsi, même s'il n'y a pas d'inversion claire de la nature du principal mode de variabilité avec la latitude du jet, on retrouve que la persistance du mode de déplacement méridien diminue quand on décale le jet vers le pôle. En effet, la pourcentage de variabilité expliquée

par le mode de déplacement décroît à mesure que le jet est déplacé vers le pôle, ce qui s'explique par une diminution la persistance de ce mode. Cette diminution, attribuée aux ondes synoptiques, ne vient pas d'une diminution de la rétroaction positive à long terme comme pour [Barnes and Hartmann \(2011\)](#) mais d'un processus à court terme qu'il reste encore à déterminer.

### 4.3 Article : Effect of upper- and lower-level baroclinicity on the persistence of the leading mode of midlatitude jet variability

#### Principaux résultats

L'objectif de cette partie est de s'intéresser à l'effet d'un changement de la baroclinie du jet, ou de manière équivalente du gradient méridien de température, sur la variabilité du jet. Cette étude est motivée par l'observation, dans les simulations de réchauffement climatique, de robustes anomalies de température dans la haute et basse troposphère. D'une part, un réchauffement de la haute troposphère tropicale a été constaté et relié à l'effet thermodynamique de l'augmentation du contenu en eau des parcelles d'air. D'autre part, la région arctique est le siège d'un réchauffement anormalement intense, appelé amplification arctique, et qui est surtout concentré dans les basses couches de la troposphère.

Ces deux phénomènes risquent d'impacter la baroclinie du courant-jet. En renforçant les températures déjà élevées de cette région, le réchauffement tropical tend à accroître la baroclinie des moyennes latitudes dans la haute troposphère. À l'inverse, l'amplification arctique va tendre à réduire cette baroclinie mais dans la basse troposphère. Si plusieurs études se sont intéressées à l'effet de ces changements de la baroclinie sur l'état moyen, leur impact sur la variabilité du jet reste encore largement méconnu. Dans cette partie, nous allons utiliser notre modèle idéalisé afin d'étudier cette question. La spécificité de ce modèle est que, possédant trois niveaux, il va nous permettre d'étudier séparément la sensibilité à la baroclinie de haute et de basse couche.

Utilisant les outils développés dans les précédents chapitres, cette étude se focalisera sur les changements de persistance du principal mode de variabilité. Alors qu'un changement de la baroclinie de haute couche ne semble présenter aucun impact significatif sur cette persistance, une augmentation de la baroclinie de basse couche provoque une diminution nette de la persistance, diminution plus importante que celle provoquée par un simple déplacement en latitude du jet (autre paramètre connu pour influencer la variabilité). Cette diminution de la persistance semble s'expliquer par une dérive des anomalies de vent qui ne se maintiennent plus à une latitude constante. Ainsi, quand la baroclinie de basse couche est forte, la variabilité du courant-jet est dominée par un mode propagatif appelé "poleward propagation" et déjà observé dans d'autres simulations idéalisées ([Son and Lee, 2005](#); [Lee et al., 2007](#)).

Ce mode propagatif a été relié à un déplacement par les ondes de la latitude critique. Si on considère une onde de vitesse de phase  $c$  se propageant vers l'équateur, celle-ci va venir déferler au niveau de la latitude critique définie par  $\bar{u} - c_\varphi = 0$ . Du fait de sa propagation,

cette onde sera associée à un flux de quantité de mouvement orienté vers le pôle et va donc induire une convergence de ce flux dans le jet et une divergence proche de la latitude critique. Cette divergence va réduire localement une diminution de la vitesse du vent  $\bar{u}$  et ainsi décaler la latitude critique vers le pôle. Quand une nouvelle onde viendra déferler, elle provoquera une convergence de flux de quantité de mouvement sur le flanc polaire du courant-jet, décalant celui-ci vers le pôle, et une divergence proche de la latitude critique, tirant celle-ci encore un peu plus. Ainsi, onde après onde, le jet se propagera peu à peu vers le pôle.

La prédominance de ce mode de "poleward propagation" est associé à un jet plus large et surtout un pic de gradient de vorticité potentielle plus large, ce qui permet aux ondes de se propager et non plus de rester cloîtrée au seul cœur du jet. Un autre facteur important vient du fait que la géométrie sphérique du modèle favorise la propagation vers l'équateur. C'est probablement cette disymétrie qui est à l'origine d'une propagation privilégiée vers le pôle.



## Effect of Upper- and Lower-Level Baroclinicity on the Persistence of the Leading Mode of Midlatitude Jet Variability

Gwendal RIVIÈRE and Loïc ROBERT

*LMD/IPSL, Département de Géosciences, ENS, PSL Research University, École Polytechnique, Université Paris Saclay, Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS, Paris, France*

Francis CODRON

*LOCEAN/IPSL, Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS, Paris, France*

(too be submitted)

### ABSTRACT

*The sensitivity of the variability of an eddy-driven jet to the upper- and lower-level baroclinicity of the mean state is analyzed using a three-level quasi-geostrophic model on the sphere. The model is forced by a relaxation in temperature to a steady, zonally symmetric profile with varying latitude and intensity of the maximum baroclinicity. The leading EOF of the zonally- and vertically-averaged zonal wind is characterized by a meridional shift of the eddy-driven jet. While changes in the upper-level baroclinicity have no significant impact on the persistence of this leading EOF, an increase in lower-level baroclinicity leads to a reduced persistence. For small lower-level baroclinicity, the leading EOF follows a classical zonal index regime, for which the meridional excursions of the zonal wind anomalies are maintained by a strong positive eddy feedback. For strong lower-level baroclinicity, the jet enters a poleward propagation regime, for which the eddy feedback continuously push the zonal wind anomalies poleward and prevent the maintainance of the jet at a given latitude. The enhanced poleward propagation when the lower-level baroclinicity increases is interpreted as resulting from the broader and weaker PV gradient which enables the waves to propagate equatorward and facilitate the poleward migration of the critical latitude. Finally, the decrease in EOF1 persistence as the lower-level baroclinicity increases is shown to be distinct from the impact of changes in mean climatological jet latitude.*

### 4.3.1 Introduction

Eddy-driven jets and storm tracks have a key role in mid-latitude surface weather, so their response to climate change is an important question. Results from the CMIP project experiments (Barnes and Polvani, 2013) show a robust poleward shift of the jet in the Southern Hemisphere, but the picture is more complicated in the Northern Hemisphere ocean basins (Kidston and Gerber, 2010; Barnes and Polvani, 2013; Vallis et al., 2015). In particular, there are competing influences of the local warming maxima in the upper tropical troposphere (Seager et al., 2003; Lu et al., 2008) and near the surface in the Arctic (Oudar et al., 2017), which change the meridional temperature gradient in opposite directions (Simpson

et al., 2014) at different levels in the vertical, and therefore have opposite effects in terms of jet shifts (Butler et al., 2010; Rivière, 2011; Chavaillaz et al., 2013; Harvey et al., 2014; Shaw et al., 2006).

A poleward shift of the jet can impact its variability : as the jet moves poleward, its latitudinal shifts become less persistent because of a weaker positive eddy feedback (Barnes et al., 2010; Kidston and Gerber, 2010; Arakelian and Codron, 2012, cf Fig. 5e). Eventually, the dominant mode of variability changes nature and become more a pulse in amplitude (Barnes and Hartmann, 2011; Lorenz, 2014b) than latitude shifts. Several numerical studies also found a strong sensitivity of the jet variability to the latitude of wave excitation, either the latitude of stochastic stirring in a barotropic model (Barnes et al., 2010) or that of oceanic fronts in aquaplanet General Circulation Models (GCMs) (Michel and Rivière, 2014; Ogawa et al., 2016). The persistence of the leading mode of variability decreases as the wave excitation zone is shifted poleward, in agreement with the sensitivity to the jet latitude.

The impacts on the jet variability of changes of the mean temperature gradient or baroclinicity, independently of their impact on the mean jet latitude, have been less studied. Son and Lee (2005, 2006) performed sensitivity numerical experiments in a dry GCM by varying the tropical heating and high-latitude cooling rates of the radiative equilibrium temperature profile used to force the model. The intensity of the tropical heating controled the strength of their subtropical jet while the high-latitude cooling largely determined the width and strength of the mid-latitude baroclinic zone. For large tropical heating and small polar cooling, a single jet appeared and the leading mode was a latitudinal wobbling of the jet (also referred to as the zonal index regime). In the opposite range of the parameter space (small tropical heating and large polar cooling), a double-jet structure emerged at upper levels and zonal wind anomalies tended to propagate poleward (also referred to as the poleward propagation regime). The interpretation mainly relies on the shape of the time-mean potential vorticity gradient (Lee et al., 2007; Son et al., 2008). When it is strong and sharp as in the former case, waves are meridionally trapped and mainly converge momentum into the jet core, leading to a strong positive eddy feedback . When it is weak and broad as in the latter case, waves propagate more easily equatorward and push the jet poleward. Similar arguments will be used in the present study when analyzing the sensitivity of the jet variability to the lower-level and upper-level baroclinicity using a quasi-geostrophic model on the sphere. It is important to underline that our numerical setup significantly differs from the previously cited studies as the subtropical jet is weak in the present quasi-geostrophic framework.

The goal of this study is to investigate the effect of changes in upper- and lower-level baroclinicity onto the leading mode of jet variability. The idealized quasi-geostrophic model used in the present study has three vertical levels, which is the minimal framework that allows to separate the baroclinicity into lower- and upper-level parts. The model is described in section 4.3.2, together with all the sensitivity numerical experiments. Changes in the persistence of the leading mode of variability and eddy feedbacks are investigated in section 4.3.3 while a dynamical interpretation is provided in section 4.3.4. Then, the robustness of the results will be dicussed in section 4.3.5 before ending by some concluding remarks in section 4.3.6.

### 4.3.2 Model and diagnostics

#### 4.3.2.1 Numerical model

The model used is the dry quasigeostrophic model on the sphere of [Marshall and Molteni \(1993\)](#) at a T42 resolution. It has three pressure levels in the vertical at 200, 500 and 800 hPa. The model is governed by the following equations for the quasigeostrophic potential vorticity  $q_i$  at levels  $i = 1, 2, 3$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_i}{\partial t} + J(\psi_i, q_i) &= S_i - D_i, \\ q_i &= f + \Delta\psi_i + \left( \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{R_i^2} - \frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{R_{i-1}^2} \right), \end{aligned} \quad (4.6)$$

where  $\psi_i$  is the streamfunction ( $\psi_0 = \psi_1$  and  $\psi_4 = \psi_3$ ),  $R_i$  is the deformation radius between levels  $i$  and  $i + 1$ ,  $S_i - D_i$  the source and dissipative terms and  $f = 2\Omega \sin(\varphi)$  the Coriolis parameter. The deformation radii are set to  $R_1 = 660$  km and  $R_2 = 400$  km as in [Rivière \(2009\)](#) and [Robert et al. \(2017\)](#), hereafter RRC17.

Source and dissipative terms are the sum of three distinct contributions that can be expressed as :

$$\begin{aligned} S_1 - D_1 &= -c_H \nabla^8 (q_1 - f) + \frac{1}{\tau_{R1}} \frac{\psi_1 - \psi_2 - \tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_2}{R_1^2}, \\ S_2 - D_2 &= -c_H \nabla^8 (q_2 - f) - \frac{1}{\tau_{R1}} \frac{\psi_1 - \psi_2 - \tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_2}{R_1^2} + \frac{1}{\tau_{R2}} \frac{\psi_2 - \psi_3 - \tilde{\psi}_2 + \tilde{\psi}_3}{R_2^2}, \\ S_3 - D_3 &= -c_H \nabla^8 (q_3 - f) - \frac{1}{\tau_{R2}} \frac{\psi_2 - \psi_3 - \tilde{\psi}_2 + \tilde{\psi}_3}{R_2^2} - \frac{1}{\tau_E} \nabla^2 \psi_3. \end{aligned}$$

The first term on the right-hand-side (rhs) of the equation represents a scale-selective horizontal diffusion such that the damping time scale of the shorter waves at T42 truncation is 0.02 days. The next term on the rhs represents a Newtonian relaxation in temperature toward a fixed profile (denoted with a tilde) using two timescales at the two interfaces. Finally, a linear drag with a timescale of  $\tau_E = 3$  jours is applied to the third level.

The restoration temperature profile is zonally-symmetric and in thermal wind balance with a Gaussian zonal jet given by :

$$\tilde{u}_i(\lambda, \varphi) = F_i \cdot U_0 \exp\left(-\frac{(\varphi - \varphi_0)^2}{d\varphi^2}\right)$$

where  $U_0 = 50 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\varphi_0 = 30^\circ\text{N}$ , and  $d\varphi = 20^\circ$  are the maximum intensity, mean position and width of the jet control values. Coefficients  $F_i$  determine the vertical shear of the jet. Control values are set to  $F_1 = 1$ ,  $F_2 = 0.5$  and  $F_3 = 0.2$ . In the rest of the paper, we define the baroclinicity by the vertical shear of zonal wind as the static stability is a constant at each interface. The upper-level (lower-level) baroclinicity refers to  $u_1 - u_2$  ( $u_2 - u_3$ ) and their restoration counterparts are  $\tilde{u}_1 - \tilde{u}_2$  ( $\tilde{u}_2 - \tilde{u}_3$ ). The simulations are 15 years long to ensure significant results and the first year is discarded before the analysis, as in RRC17.

Name	$\tau_{R12}$	$\tau_{R23}$	Parameter	Minimum	Maximum	Step
PO25	25	25	$\varphi_0$	20°N	40°N	2°
UB25	25	25	$F_1$	0.8	1.2	0.1
LB25	25	25	$F_3$	0.1	0.3	0.02
UB40	40	15	$F_1$	0.8	1.2	0.1

TABLE 4.1 – Sensitivity experiment description table.

### 4.3.2.2 Simulations

Different series of simulations have been performed to investigate the impact of the upper- and lower-level baroclinicity. These series are shown in table 4.1. Experiments where the upper-level baroclinicity is varied (denoted as UB) are obtained by fixing the equilibrium upper-level wind speed coefficients  $F_2$  and  $F_3$  to their respective control values and changing  $F_1$  from 0.8 to 1.2, corresponding to a baroclinicity factor  $\Delta F = F_2 - F_1$  varying from 0.3 to 0.7. That means that there is a factor of about 2.3 between the smallest and greatest values of the upper-level vertical shear of the restoration zonal wind. Similarly, experiments where the lower-level baroclinicity changes are obtained by fixing  $F_1$  and  $F_2$  and varying  $F_3$  from 0.1 to 0.3. This corresponds to a baroclinicity factor  $\Delta F = F_3 - F_2$  varying from 0.2 to 0.4 and a lower-level vertical shear varying by a factor of 2.

The study is mainly focused on sensitivity experiments for which the relaxation time scales are set to  $\tau_{R1} = \tau_{R2} = 25$  jours. This enables a systematic comparison between changes in upper- and lower-level baroclinicity. These series are hereafter denoted as UB25 and LB25. Another set of sensitivity experiments is made with different time scales at the upper and lower interfaces ( $\tau_{R1} = 40$  jours and  $\tau_{R2} = 15$  jours), as used in RR17, hereafter denoted as UB40 and LB40. Finally, a series of simulation PO25 with fixed baroclinicity but changes in the jet latitude  $\varphi_0$  is run to help compare the respective impacts of changes in the baroclinicity and in the jet latitude.

Changes in the baroclinicity of the restoration temperature do not necessarily induce the same changes in the climatology of the model simulations. Figure 4.12 shows the climatological upper- and lower-level baroclinicity fields obtained for UB25 and LB25 experiments. An increase in the upper- or lower-level restoration baroclinicity indeed leads to an increase of the corresponding climatological mean baroclinicity, as shown in figures 4.12a and d. We note that the upper-level baroclinicity maxima differ by a factor of 2 between the extreme cases in UB25 (Fig. 4.12a), which is a bit less than the range of the restoration baroclinicity. The same occurs for LB25 where the climatological mean lower-level baroclinicity fluctuates over a smaller range of maxima than the restoration baroclinicity (Fig. 4.12b). Changes in the upper-level baroclinicity in the UB25 simulations have little impact on the lower-level one, with only a slight decrease and shift toward the pole. However, an increase in the lower-level baroclinicity in LB25 simulations leads to a decrease in the upper-level one. These simultaneous changes in both baroclinicities need to be kept in mind while interpreting the results. Similar results are obtained for UB40 and LB40 (not shown).

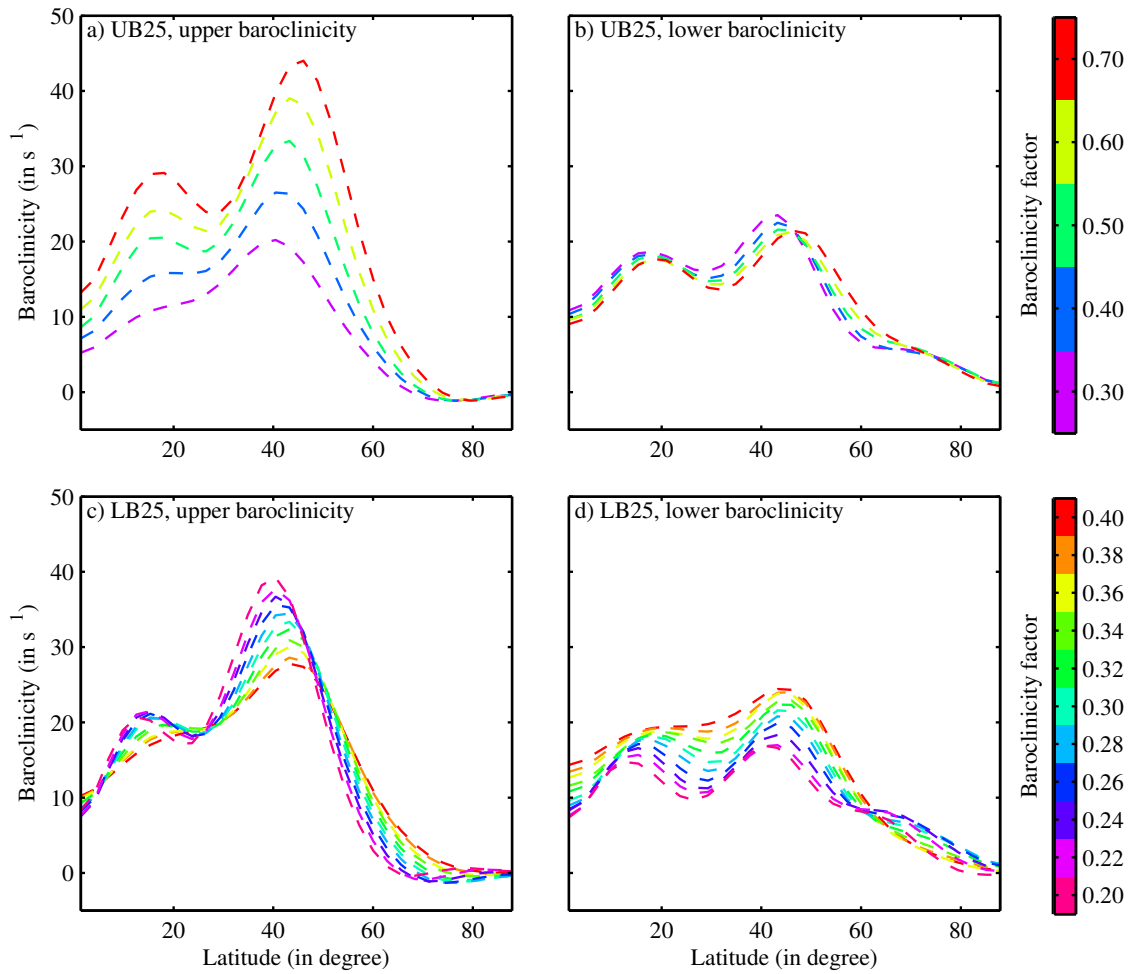


FIGURE 4.12 – Climatological mean of (right panels) high and (left panels) low altitude baroclinicity for (upper panels) UB25 and (lower panels) LB25.

### 4.3.3 Persistence of the leading mode and eddy feedbacks

Following [Lorenz and Hartmann \(2001\)](#) and RRC17, EOFs of the zonally and vertically averaged zonal wind are computed for each simulation of UB25 and LB25. The autocorrelation of the PC of the leading EOF, hereafter named PC1 and EOF1, of each experiment is plotted on figure 4.13. As in RRC17, the autocorrelation has systematically a shoulder shape marked by a fast decay rate during the first few days followed by a slower decay rate at longer lags. A change in upper-level baroclinicity does not seem to impact the EOF1 persistence very much ; however an increase in the lower-level baroclinicity causes a clear decrease in persistence. After 20 days, the PC1 autocorrelation for weak lower-level baroclinicity ( $\Delta F \leq 0.26$ ) drops to 0.25 in average, whereas for strong lower-level baroclinicity ( $\Delta F \geq 0.34$ ), it remains at 0.5.

The tendency of the vertically and zonally averaged zonal wind  $\langle [u] \rangle$  satisfies the following equation (RRC17) :

$$\frac{\partial \langle [u] \rangle}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\langle [u^* v^*] \rangle \cos^2 \varphi) - \frac{[u_3]}{3\tau_E}, \quad (4.7)$$

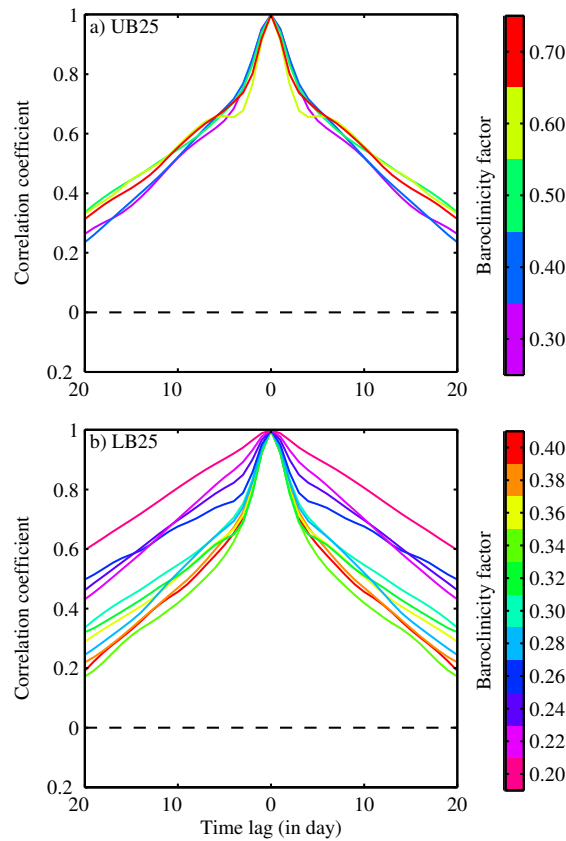


FIGURE 4.13 – Autocorrelation function of PC1 for (a) UB25 and (b) LB25.

where  $u_3$  is the zonal wind in the lower level of the model. By projecting each term of equation (4.7) onto EOF1, we get the tendency equation for PC1 :

$$\frac{\partial \text{PC1}}{\partial t} = m + d, \quad (4.8)$$

where  $m$  is the eddy momentum forcing (i.e. the projection of the eddy momentum flux convergence) and  $d$  is the projection of the surface drag. To get growth rates at a given lag  $t$ , each term of Eq. (4.8) can be divided by PC1 :

$$\frac{1}{\text{PC1}} \frac{\partial \text{PC1}}{\partial t} = \frac{m}{\text{PC1}} + \frac{d}{\text{PC1}} = \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_d}. \quad (4.9)$$

The left-hand side is the instantaneous rate of change of the PC1 autocorrelation. This rate is driven by momentum  $\tau_m^{-1}$  and drag contributions  $\tau_d^{-1}$ . Because  $[u_3]$  is roughly proportional to  $[u]$ , we expect this second term to be constant. So changes in the instantaneous rate of change of the PC1 autocorrelation are expected to be mainly caused by changes in the momentum contribution. Figure 4.14 shows the cross-covariance between PC1 and  $\tau_m^{-1}$  as a function of time lag and the baroclinicity factor for both UB25 and LB25. As expected, the values of this cross-covariance for UB25 shows almost no consistent changes. One remarkable feature to note is the strong oscillation for  $\Delta F = 0.6$  which is probably due to successive wave reflections (Rivière et al., 2016, RRC17). Conversely, figure 4.14b shows a gradual increase in the cross-covariance at positive lags when lower-level baroclinicity is

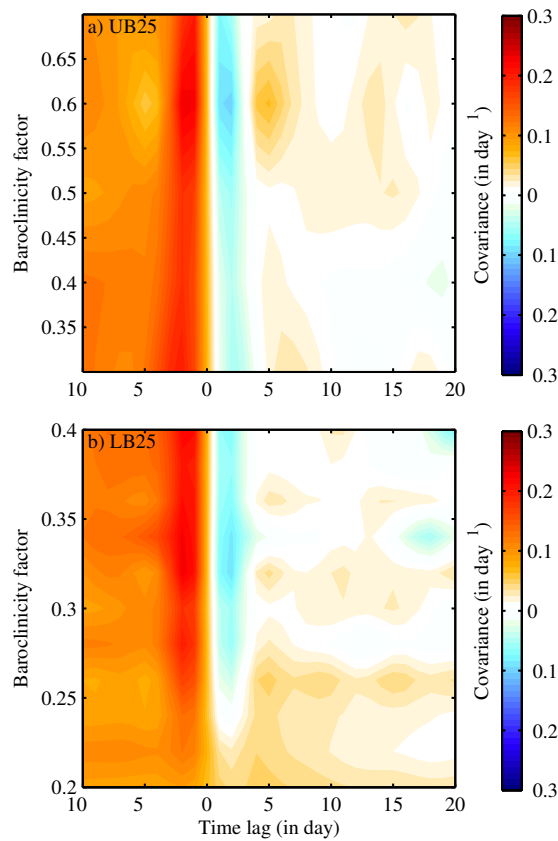


FIGURE 4.14 – Cross covariances between PC1 and the corresponding rate of change due to momentum forcing  $\tau_m^{-1} = m/PC1$ , as a function of lag and baroclinicity factor for (a) UB25 and (b) LB25.

decreased. At short positive lags (+2 to +3 days), the negative values found for large baroclinicity disappear and become positive for small baroclinicity. At longer positive lags (+5 to +20 days), the cross-covariance is near-zero for large baroclinicity and becomes positive for small baroclinicity.

Figure 4.15 compares on the cross-covariance of each term of Eq. (4.9) for two extreme values of the lower-level baroclinicity. As expected, the contribution of the drag is constant and similar for both simulations. For weak lower-level baroclinicity (Fig. 4.15a), the cross-covariance with  $\tau_m^{-1}$  is significantly positive at all positive lags. But for strong lower-level baroclinicity (Fig. 4.15b), the cross-covariance is first negative, becomes slightly positive between lag +5 and +12 days and then decreases and becomes again negative after lag +16 days. Hence, at all positive lags, the cross-covariance between PC1 and  $\tau_m^{-1}$  is stronger in the small baroclinicity case.

Since the seminal work of Lorenz and Hartmann (2001), positive correlation between  $m$  and PC1 at positive lags is considered as the signature of an eddy-positive feedback. Following this approach, we could conclude that this feedback is weaker for stronger baroclinicity. However the cross-covariance curves have different shapes and not just amplitudes, with the momentum contribution almost constant for weak baroclinicity but decreasing after lag +5 for strong baroclinicity. The next section will be dedicated to investigate the underlying cause.

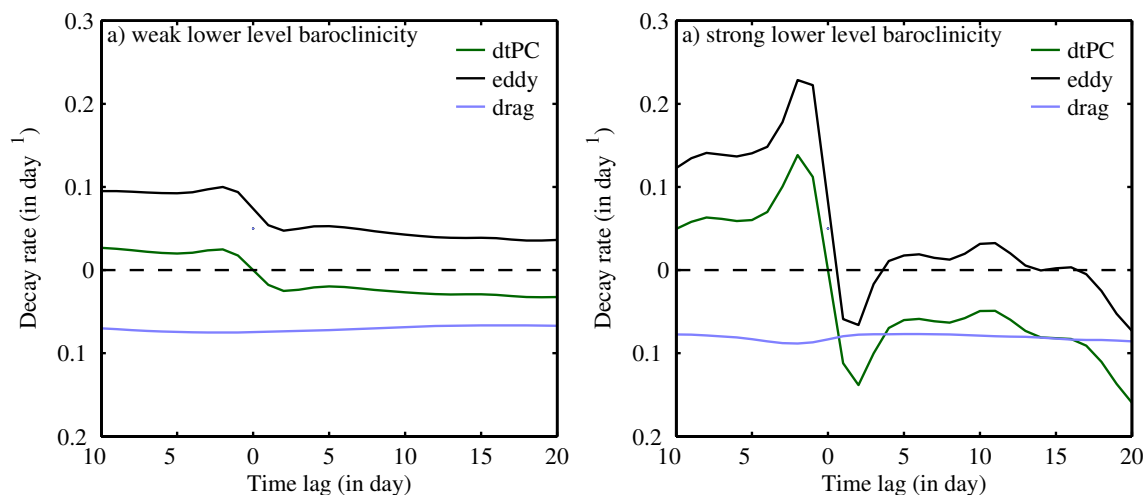


FIGURE 4.15 – Cross covariances between PC1 and each term of Eq. (4.9) for two simulations of LB25 : (a) weak baroclinicity  $\Delta F = 0.2$  and (b) strong baroclinicity  $\Delta F = 0.4$ .

### 4.3.4 Dynamical interpretation

The aim of this section is to interpret the clear drop in PC1 persistence when the lower-level baroclinicity is increased. Fig. 4.16 shows the lagged regressions of momentum flux convergence and zonal wind anomalies on PC1 for weak and strong lower-level baroclinicity. We first note that wind anomalies have more than three times higher amplitudes for stronger baroclinicity. This is logical as the lower-level baroclinicity largely determines the eddy growth rate (Lindzen and Farrell, 1980; Hoskins and Valdes, 1990) and so their typical amplitude when they force jet fluctuations. More interestingly, zonal wind anomalies propagate poleward for strong lower-level baroclinicity while they stay more or less at the same latitude for weak lower-level baroclinicity. This difference can be related to the lower momentum forcing covariance seen on Fig. 4.15b. Indeed, the poleward-shifted zonal wind anomalies of Fig. 4.16b are due to poleward-shifted eddy momentum convergence patterns after lag +5 days which rapidly become orthogonal to EOF1, and can eventually project negatively onto it. Thus, the low or negative values of  $m$  in the low baroclinicity case come from a structure of the response of eddies that does not maintain the jet shift associated with EOF1 but rather makes the jet propagate polewards.

The poleward propagation regime was found to dominate in Son and Lee (2006); Lee et al. (2007); Son et al. (2008) for simulations associated with a higher high-latitude cooling rate, which reinforces and enlarges the mid-latitude baroclinic zone. This is consistent with our simulations which show the dominance of the poleward propagation regime when the mid-latitude baroclinicity is increased. The rationale for poleward propagation provided by (Lee et al., 2007) is as follows :

- a wave generated in the jet core, which propagates equatorwards, induces momentum convergence near the jet core and a divergence on its equatorward flank.
- The momentum flux divergence decelerates the zonal wind near the critical latitude, which moves it poleward.



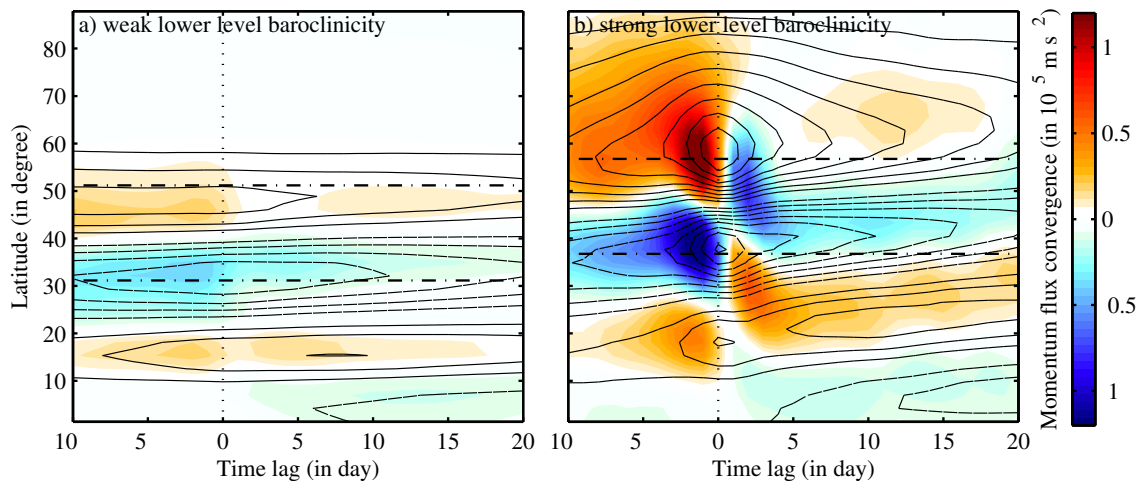


FIGURE 4.16 – Lagged regression of anomalous zonally and vertically averaged momentum flux convergence (in color) and zonal wind (in contour, interval  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ ) as a function of lag and latitude for two simulations of LB25 : (a) weak baroclinicity  $\Delta F = 0.2$  and (b) strong baroclinicity  $\Delta F = 0.4$ . The black dashed-dotted lines indicate the meridional extension of the mean jet (taken as  $\pm 10^\circ$  around jet maximum).

- The next equatorward propagating wave will therefore break slightly further from the equator, its momentum convergence and divergence patterns are shifted poleward compared to the first wave. Thereby, the jet is further pushed poleward and so on.

This mechanism needs the Rossby waves to reach a critical latitude on the equatorward flank of the jet, thus the jet should not act as a wave guide. This is more likely to happen for broader jets for which the gradient of PV is smoother and does not decrease too fast on the flanks of the jet. Figure 4.17 shows the climatological mean of zonal wind and PV gradient for UB25. The width of the jet increases while its peak amplitude stays roughly constant when the baroclinicity decreases (Fig. 4.17a). For all simulations, the PV gradient has two peaks, a strong one located near the jet core and a weaker one closer to the Equator. The two peaks are stronger when the lower-level baroclinicity decreases and they also seem to be sharper. To confirm the latter statement, an estimation of the width at half maximum was computed for each simulation (Fig. 4.18a). It clearly shows a broader PV gradient as the lower-level baroclinicity increases.

However, one may argue that the broader climatological mean jet and PV gradient is due to smearing by the larger meridional incursions when poleward propagation of zonal wind anomalies occur. To address this issue, the width of the zonally-averaged PV gradient has been computed at each day of the simulations and then averaged. The result is shown in figure 4.18b, which still clearly shows that the averaged width at half maximum also increases with the lower-level baroclinicity. Therefore, a stronger lower-level baroclinicity leads to broader jet and smoother PV gradient, enabling the poleward propagation regime to become the dominant mode of variability. It confirms the interpretation provided by Lee et al. (2007) and Son et al. (2008). However, major differences should be noticed with the previous studies in terms of the setup of the numerical experiments. In their case, the poleward propagation regime associated with the broader and weaker PV gradient logically emerges when the baroclinic zone is forced to be broader by a stronger cooling rate at high

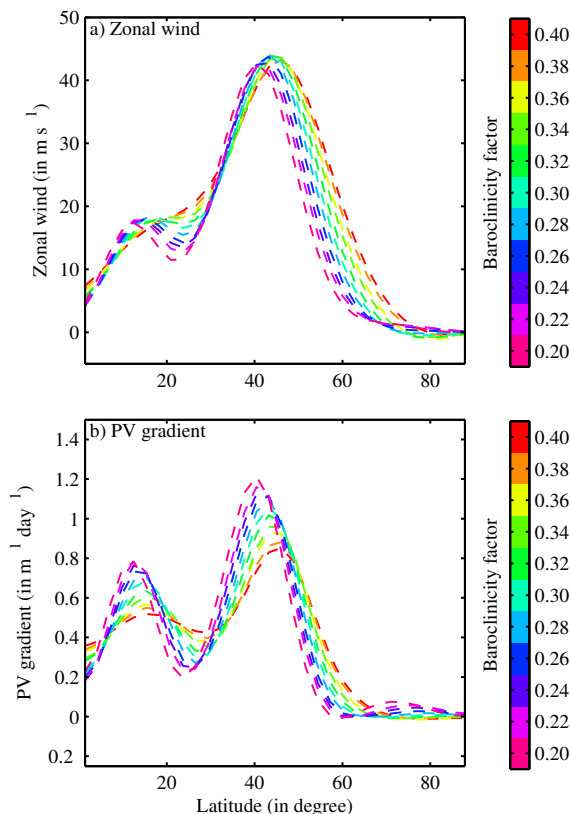


FIGURE 4.17 – Climatological mean of (a) the zonally averaged zonal wind and (b) zonally averaged PV gradient at 200hPa for LB25.

latitudes. In our case, it is not straightforward to explain why the PV gradient and the jet broaden when the restoration baroclinicity is reinforced as there is no explicit change in the meridional width of the restoration profile. It represents a new result in itself but remains to be explained. Another major difference with the previously cited papers is that the subtropical jet is weak in our case. In quasi-geostrophic dynamics, the Hadley Cell is weak and the secondary peaks in zonal wind and PV gradient found near 15° are not really realistic. They probably originate from the homogenized PV due to wave breaking occurring further north between 20°N and 30°N.

## 4.3.5 Additional sensitivity experiments

### 4.3.5.1 Baroclinicity intensity versus latitude

As recalled in the introduction, changes in the persistence of the leading mode is often explained by changes in jet latitude (Kidston and Gerber, 2010; Arakelian and Codron, 2012, e.g.) and one may argue that the LB25 experiments could also be due to a change in the jet latitude. To check this, the LB25 series is compared to P025, a series of simulations where the intensity of the restoration baroclinicity is fixed but its position is varying. To compare these two series, we systematically compute the first term of the rhs. of Eq. (4.9), which corresponds to the instantaneous change of rate of the autocorrelation function due to the eddy momentum convergence forcing. Its averaged value between lag +5 and +15

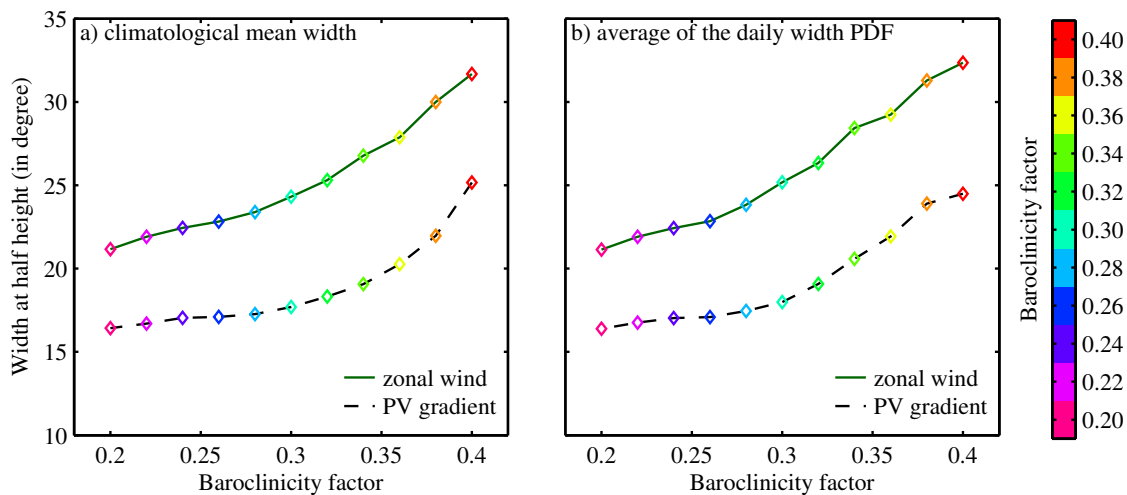


FIGURE 4.18 – (a) full width at half maximum of the main peak of zonally averaged zonal wind (in black) and PV gradient (in blue) at 200hPa and (b) averaged of full width at half maximum of the daily peak of the same quantities as a function of baroclinicity factor for each simulation of LB25 (plotted with their respective color).

days is plotted on figure 4.19. We first recover in the P025 experiments the classical result that as the latitude of the mean jet increases, the eddy feedback coefficient decreases (black squares). The LB25 experiments indicate that as the lower-level baroclinicity increases, the jet moves slightly poleward, consistent with [Butler et al. \(2010\)](#) and [Rivière \(2011\)](#). For these experiments, the eddy feedback also decreases as the jet moves poleward but with a much steeper slope than for the P025 experiments. It proves that the impact of the lower-level baroclinicity onto the EOF1 persistence cannot be simply explained by the latitudinal displacement of the jet.

#### 4.3.5.2 Sensitivity to relaxation timescales

To check the robustness of the results, the same series of simulations as LB25 has been run but with the relaxation time scales set to the same values as in RRC17 :  $\tau_{R1} = 40$  jours and  $\tau_{R2} = 15$  jours. This setup, denoted as LB40, is also more similar to the [Held and Suarez \(1994\)](#)'s benchmark. Figure 4.20 shows the PC1 autocorrelation for this new LB40 series. As for LB25, the persistence of the leading EOF generally increases by decreasing the lower-level baroclinicity. There is only one exception for the very weak baroclinicity (0.20 and 0.22) for which the persistence suddenly decreases from 0.22 to 0.20. The general increased persistence as the baroclinicity decreases can be explained by the increased cross-covariance between PC1 and  $\tau_m^{-1}$  (Fig. 4.21) as for LB25 experiments. Only the marginal cases from 0.22 to 0.20 show an abrupt reversal of the tendency.

#### 4.3.6 Conclusion

The impact of changes in upper- and lower-level baroclinicity on the eddy-driven jet variability has been investigated using a three-level quasigeostrophic model on the sphere.

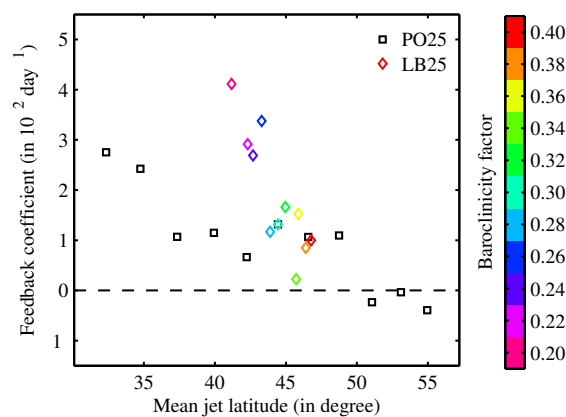


FIGURE 4.19 – Feedback coefficient as a function of mean jet position for PO25 series (in black squares) and LB25 (in colored diamonds).

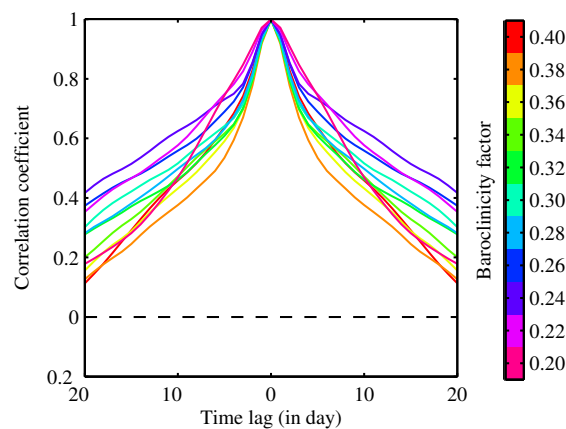


FIGURE 4.20 – As Fig. 4.13 but for LB40 series.

This study focused on the leading EOF persistence and found that its sensitivity to the two baroclinicity fields are very different. An increase in the upper-level baroclinicity has no significant effect whereas an increase in lower-level baroclinicity tends to decrease the EOF1 persistence.

As EOF1 persistence decreases when the lower-level baroclinicity increases, EOF1 zonal wind anomalies are shown to move poleward. Using the terminology introduced by [Son and Lee \(2006\)](#), the zonal index regime is more and more replaced by the poleward propagation regime by increasing the lower-level baroclinicity. In the former regime, the meridional excursion of the EOF1 anomalies is maintained by a strong positive eddy feedback. In the latter regime, the EOF1 zonal wind anomalies are not maintained because the eddies deposit their momentum further poleward with time. The interpretation is provided in terms of PV gradient. For strong lower-level baroclinicity, the PV gradient is broad and weak enough to favor an equatorward propagation of the waves. Then, the waves decelerate the zonal winds on the equatorward flank of the jet when they break and displace the critical latitude further poleward. This tends to shift the eddy momentum flux convergence / divergence patterns and the zonal wind anomalies poleward with time. For weak lower-level baroclinicity, the PV gradient is so strong and sharp that the jet acts as a waveguide, waves are trapped and the deceleration of the zonal winds on the equatorward flank of the

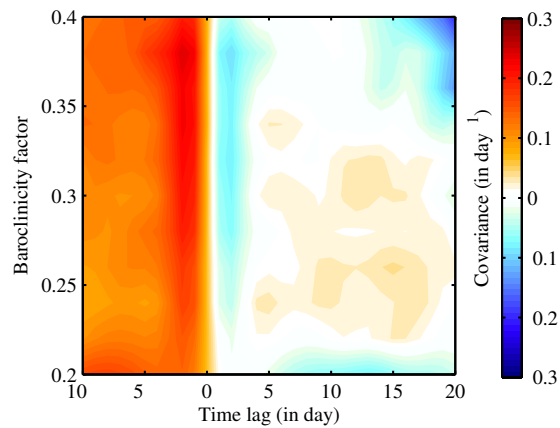


FIGURE 4.21 – As Fig. 4.14 but for LB40 series.

jet is too weak to modify the location of the critical latitudes. The interpretation is similar to [Lee et al. \(2007\)](#) and [Son et al. \(2008\)](#) but the setup of the numerical experiments is different. In the previous studies, a broader PV gradient logically appears as the width of the baroclinic zone increases. In our case, an intensification of the restoration baroclinicity without a change in the meridional width is enough to lead to the same effect.

The present idealized study provides dynamical diagnoses to further investigate the persistence of annular modes in future climate projections obtained with the CMIP (Climate Model Intercomparison Project) exercises. In addition to the sensitivity to the jet latitude sensitivity already discussed in several papers ([Kidston and Gerber, 2010](#); [Arakelian and Codron, 2012](#); [Barnes and Polvani, 2013](#)), the sensitivity to the lower-level baroclinicity and to the width of the PV gradient should be examined, especially during autumn and early winter when the polar amplification is expected to be the strongest.

## 4.4 Sensibilité au temps caractéristique de friction

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à l'effet de l'intensité de la friction près du sol sur la variabilité du jet. En effet, la friction fait aussi partie des paramètres qui peuvent influencer la variabilité du jet, et en particulier la persistance des modes de déplacement méridien comme la NAO ou le SAM. Elle joue un rôle important dans la dynamique des jets puisqu'elle participe à l'établissement du gradient vertical de vent zonal en freinant celui-ci dans les basses couches de la troposphère (Robinson, 1996, 2000). Si le changement climatique ne va pas directement influencer cette friction, elle reste une paramétrisation des modèles plutôt difficile à évaluer. Son effet mérite donc d'être caractérisé pour pouvoir améliorer l'interprétation des comparaisons entre modèles.

Dans notre modèle idéalisé, l'effet de la friction est paramétrisé par un unique terme au niveau 800 hPa proportionnel au gradient de vent. Nous allons analyser l'effet de l'intensité de la friction en étudiant une série de simulations, TAUE, avec différents temps caractéristiques de friction  $\tau_E$  variant de 1 jour à 5 jours par pas de 0.5 jour.

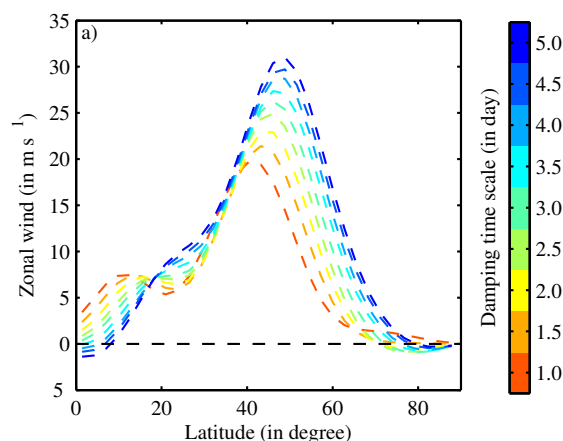


FIGURE 4.22 – Moyenne climatologique du vent zonal intégré zonalement et verticalement pour chaque simulation de TAUE.

La figure 4.22 montre la moyenne climatologique du vent zonal pour les différentes simulations de la série TAUE. On remarque qu'une diminution de la friction entraîne un déplacement vers le pôle du jet ainsi qu'une intensification de ce dernier. L'intensification se comprend car une augmentation du temps caractéristique de friction implique moins de perte d'énergie et donc un jet plus intense. Le déplacement vers le pôle est quant à lui cohérent avec la littérature (Robinson, 1997; Chen et al., 2007) et semble être lié à cette intensification. En effet, Chen et al. (2007) propose que l'accélération du jet aux moyennes latitudes, mais pas dans les Tropiques, entraîne une plus grande vitesse de phase des ondes de Rossby et par conséquent un déplacement vers le pôle de la latitude critique. Ce déplacement de la latitude critique va alors influencer le dépôt de quantité de mouvement par les ondes, décalant le maximum de convergence du flux de quantité de mouvement, et par extension le jet, vers le pôle.

Concernant la variabilité du jet, la nature des principales EOFs est affectée par une variation de friction, comme montrée sur la figure 4.23. Pour une forte friction (figure 4.23a), l'EOF1 présente une très nette structure de mode de déplacement méridien symétrique par

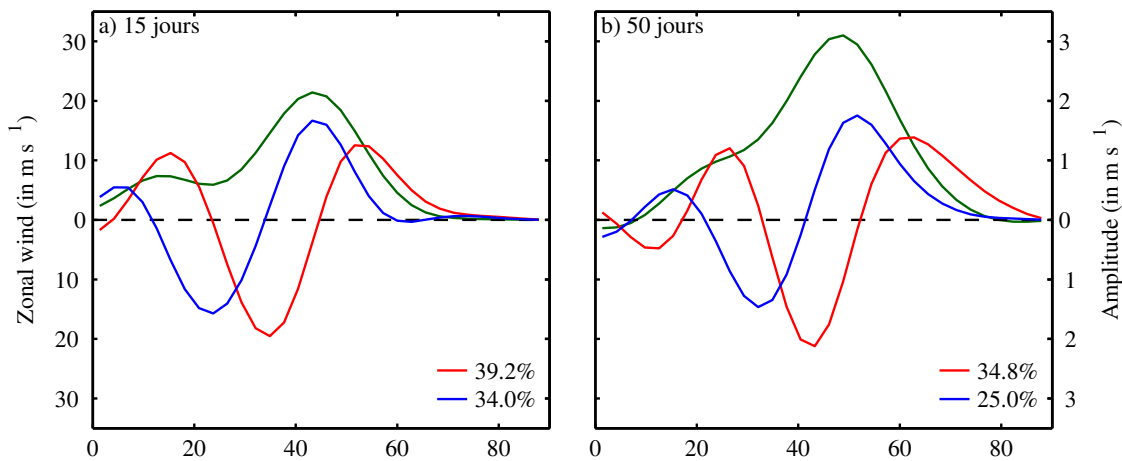


FIGURE 4.23 – Structure méridienne des deux premières EOF pour (a) la simulation à  $\tau_E = 1.5$  jours et (b) à  $\tau_E = 5.0$  jours.

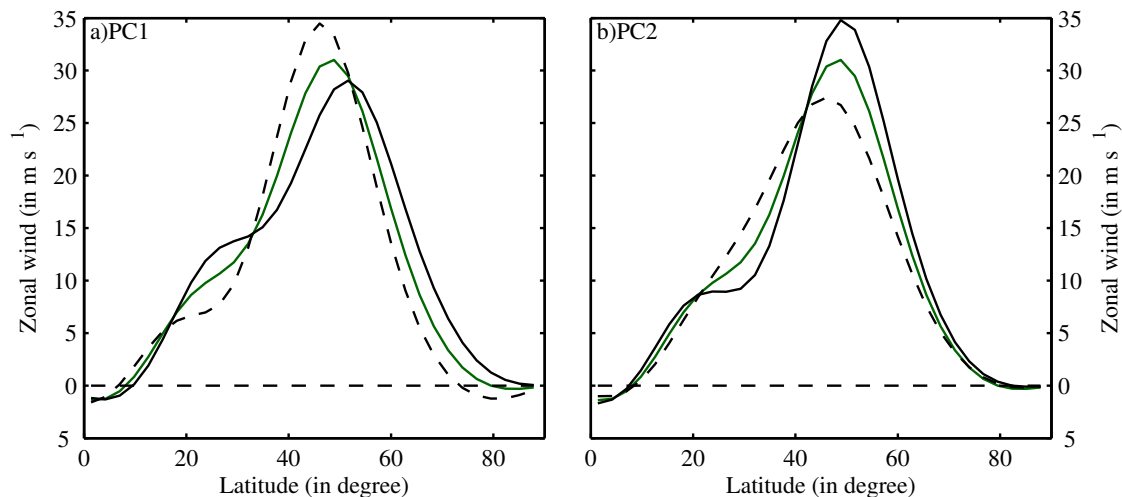


FIGURE 4.24 – Composites du vent zonal moyen intégré verticalement et zonalement pour les phases positives (en trait plein) et négatives (en tireté) de (a) l'EOF1 et de (b) l'EOF2 pour la simulation à  $\tau_E = 5.0$  jours. La moyenne climatologique du vent est tracé en vert.

rapport au coeur du jet, alors que l'EOF2 correspond au mode de pulsation d'amplitude. Mais pour une friction plus faible (figure 4.23b), les deux premières EOF présentent une structure plus mixte. La phase positive de l'EOF1, dont le composite de vent zonal est représenté sur la figure 4.24a, correspond à un déplacement du jet vers le pôle associé à une décélération, alors que sa phase négative correspond elle à un déplacement vers l'équateur associé à une accélération. Similairement, les phases positives et négatives de l'EOF2 (figure 4.24b) correspondent respectivement à un déplacement vers le pôle avec accélération et à un déplacement vers l'équateur avec décélération.

Afin d'isoler le comportement du mode de déplacement méridien et de pulsation d'amplitude, nous allons utiliser les modes D et P présentés à la section 4.1. La structure méridienne de ces modes est représentée sur la figure 4.25. Comme attendu, leur structure est

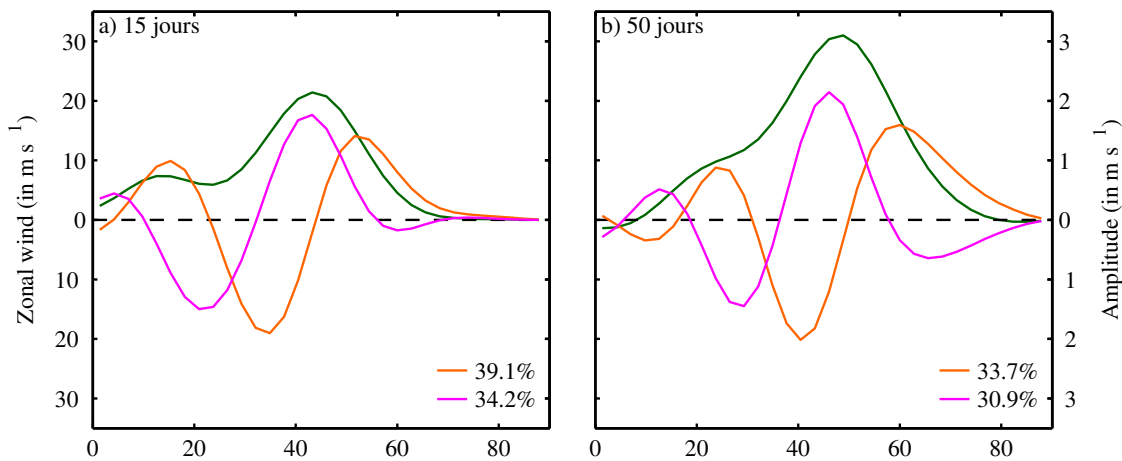


FIGURE 4.25 – Structure méridienne des deux premières EOF pour (a) la simulation à  $\tau_E = 1.5$  jours et (b) la simulation à  $\tau_E = 5.0$  jours.

très similaire à celle des EOF dans le cas de la simulation à  $\tau_E = 1,5$  jours et leurs pourcentages de variabilité expliquée sont très proches. Pour la simulation à  $\tau_E = 5$  jours en revanche, les modes D et P correspondent bien au résultat attendu et sont du coup légèrement différents des EOF. Ainsi, le pourcentage de variabilité expliquée estimé du mode D reste très proche de celui de l’EOF1 alors que le pourcentage de variabilité expliquée de l’EOF2 est supérieur à celui du mode P.

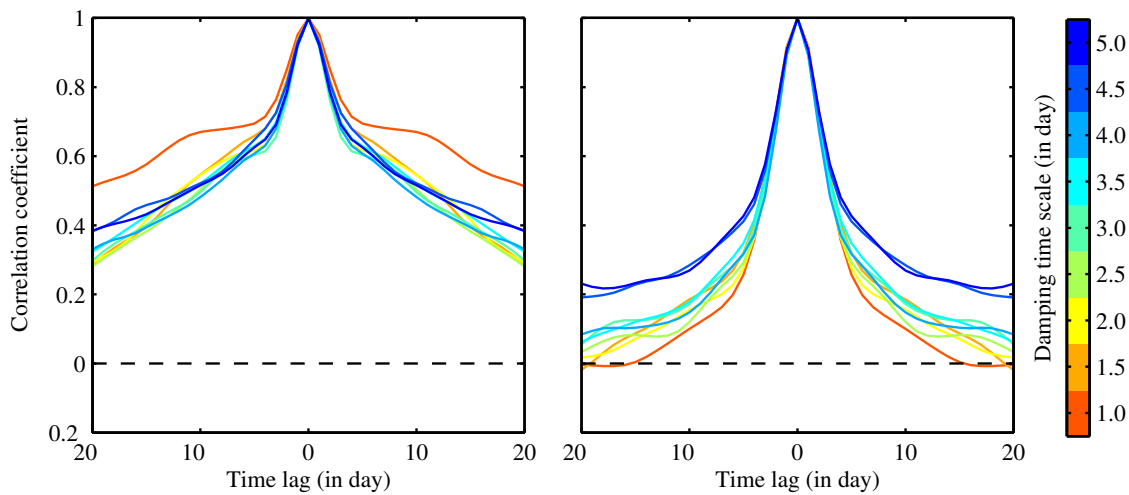


FIGURE 4.26 – Fonctions d’auto-corrélation des composantes principales associées au déplacement méridien (à gauche) et à la pulsation d’amplitude (à droite) pour les différentes simulations de la série TAUE.

D’après l’équation (A.10), changer la valeur du coefficient de friction peut avoir un effet sur la variabilité du courant-jet, puisqu’il intervient dans le terme  $d$ . On s’attend en effet à ce qu’une friction plus forte, donc une échelle de temps  $\tau_E$  plus faible, diminue la persistance des différents modes puisque qu’elle correspond à des valeurs de  $d$  plus grande en valeur absolue. C’est en effet ce qu’on observe pour le mode de pulsation, comme le montre le tracé des fonctions d’auto-corrélation de sa composante principale (figure 4.26b). Mais ce



n'est pas le cas pour le mode de déplacement (figure 4.26a) dont la persistance semble rester globalement constante pour toutes les simulations, exception faite de  $\tau_E = 1$  jours.

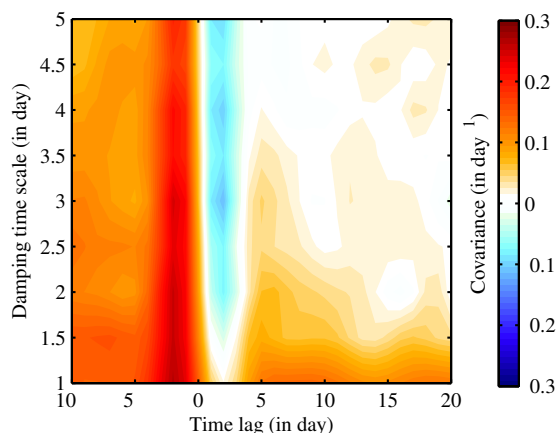


FIGURE 4.27 – Covariance croisée entre la composante principale du mode D et le terme de forçage par les ondes pour les différentes simulations de TAUE.

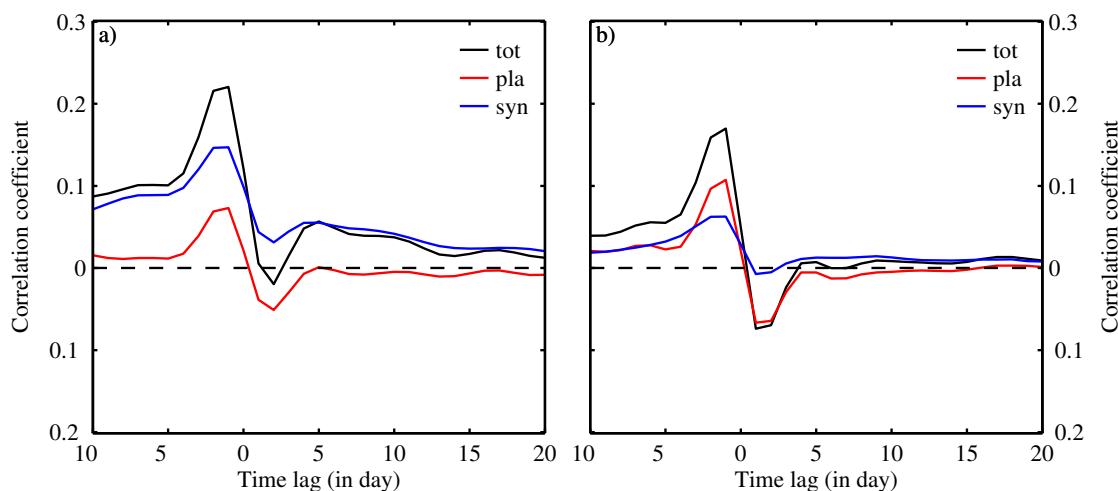


FIGURE 4.28 – Covariance croisée entre la composante principale du mode D et les différents termes de l'équation (A.10) pour (a) la simulation à  $\tau_E = 1.5$  jours et (b) la simulation à  $\tau_E = 5.0$  jours.

Pour comprendre pourquoi la persistance du mode de déplacement n'est pas affectée par la variation du frottement, la covariance entre la composante principale et le terme de forçage par les ondes  $C_m$  est représentée sur la figure 4.27. On constate une nette augmentation de la covariance au delà de 5 jours lorsque la friction augmente, signe d'une rétroaction des ondes plus forte. La figure 4.28, qui décompose le forçage des ondes en leur composantes planétaire et synoptique, montre que cette augmentation est due à aux ondes synoptiques seulement, les ondes planétaires ne jouant ici aucun rôle sur cette rétroaction à long terme. On peut donc en conclure que la diminution de la persistance du mode de déplacement avec la friction vient d'une diminution de la rétroaction à long terme, ce qui est cohérent avec le mécanisme proposé à la section 3.1.5 où la friction de basse couche joue un rôle important.

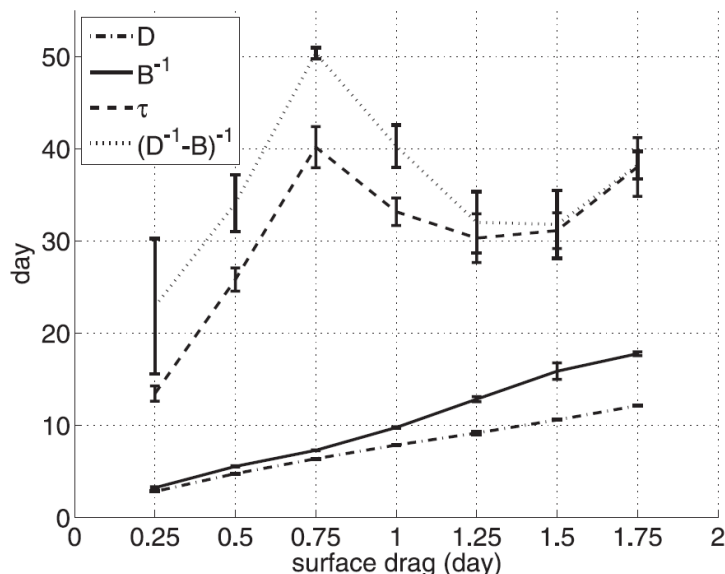


FIGURE 4.29 – Temps de persistance de l'autocorrélation de PC1 ( $\tau$ ), de l'échelle de temps de frottement ( $D$ ), de l'intensité de la rétroaction ( $B$ ) en fonction du coefficient de friction (tiré de [Chen and Plumb \(2009\)](#), figure 8). Les barres d'erreur représentent l'écart entre les deux hémisphères.

Ces résultats sont globalement en accord avec les autres études qui trouvent aussi une augmentation de la rétroaction des ondes avec la friction ([Chen and Plumb, 2009](#); [Zurita-Gotor, 2014](#)). Cependant, si dans notre modèle idéalisé cette augmentation semble contre-balancer la diminution de  $\tau_E$ , le modèle plus complexe de [Chen and Plumb \(2009\)](#) (cœur dynamique du modèle GFDL) montre une évolution non linéaire observée de la persistance, indiquant que la dynamique de notre modèle idéalisé ne capture pas complètement la sensibilité du courants-jets à la friction (voir figure 4.29).

## 4.5 Conclusion

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à la sensibilité de la variabilité du courant-jet à trois paramètres clefs du modèle, la position du jet, sa baroclinie et la friction, afin d'étudier le potentiel effet du changement climatique sur cette variabilité.

Premièrement, nous avons étudiés l'impact de la latitude moyenne du jet. En effet, plusieurs études ont mis en évidence qu'un réchauffement climatique est associé à un déplacement des courants-jets vers le pôle, surtout dans l'hémisphère Sud ([Kidston and Gerber, 2010](#); [Barnes and Polvani, 2013](#)). Or la position du jet est un facteur important qui peut en influencer la variabilité, et en particulier la persistance du principal mode de déplacement méridien. [Barnes and Hartmann \(2011\)](#) ont montré en effet que ce mode était défavorisé pour des jets proche du pôle, notamment à cause d'une diminution de la rétroaction positive des ondes. Dans notre modèle idéalisé, on retrouve que la persistance du mode de déplacement diminue pour des jets plus proches du pôle, mais cette diminution est liée à la dynamique à court terme des ondes synoptiques plutôt qu'à la rétroaction à long terme qui ne change pas.

Ensuite, nous nous sommes intéressés au cas de la baroclinie. En effet, les simulations de climat prévoient un réchauffement différent suivant les diverses régions de la troposphère. D'une part, le réchauffement de la haute troposphère tropicale tend à augmenter le gradient méridien de température et donc la baroclinie du jet dans la haute troposphère. À l'inverse, un réchauffement important au niveau du pôle Nord est prédit dans la basse troposphère (Amplification Arctique), ce qui tend à réduire le gradient de température et donc la baroclinie. Plusieurs études ont montré que ces variations ont des effets opposés sur la position du jet (Butler et al., 2010; Chavaillaz et al., 2013; Harvey et al., 2014), mais leur impact direct sur la variabilité du jet n'a pas été étudié. On montre que dans le cadre de notre modèle, l'effet d'une variation de la baroclinie de la haute troposphère ne semble produire aucune effet notable sur la variabilité du jet. À l'inverse, une augmentation de la baroclinie de basse couche tend à faire apparaître un mode de variabilité propagatif qui se traduit par un déplacement unidirectionnel du jet des basses vers les hautes latitudes ("poleward propagation"). Ce mode semble être favorisé par l'élargissement du jet et du gradient de tourbillon potentiel. A contrario, une diminution de cette baroclinie, comme prévue dans l'hémisphère Nord par les scénarios de changement climatique, tend à renforcer la persistance du mode de déplacement méridien, conduisant à des phases plus longues de la NAO ou du SAM.

Enfin, la sensibilité à la friction a été analysée dans le modèle. Si ce paramètre n'est pas relié à un effet direct du changement climatique, mais il n'en demeure pas moins un paramètre important pour la variabilité du jet. La friction a en effet un rôle important dans la rétroaction positive barocline (Robinson, 2000), mais c'est aussi une paramétrisation des modèles difficile à évaluer et donc pouvant potentiellement varier d'un modèle à l'autre. Dans notre modèle idéalisé, on s'attend à ce qu'une intensification de la friction diminue la persistance des différents modes, et c'est bien ce qu'on observe pour le mode de pulsation. Cependant, la persistance du mode de déplacement reste quand elle est constante et fait que ce mode reste le mode dominant de variabilité. Pour ce mode, l'effet de la friction est compensée par une augmentation de l'intensité de la rétraction synoptique à long terme, résultat aussi mis en évidence par d'autres études (Chen and Plumb, 2009; Zurita-Gotor, 2014).

## Chapitre 5

# Conclusion

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Extension des diagnostics pour l'étude d'une série de simulations . .</b>	<b>96</b>
4.1.1	Nature des EOF . . . . .	96
4.1.2	Séparation planétaire/synoptique . . . . .	98
<b>4.2</b>	<b>Sensibilité à la latitude du forçage . . . . .</b>	<b>102</b>
<b>4.3</b>	<b>Article : Effect of upper- and lower-level baroclinicity on the persis-</b>	
	<b>tence of the leading mode of midlatitude jet variability . . . . .</b>	<b>106</b>
	Principaux résultats . . . . .	106
4.3.1	Introduction . . . . .	108
4.3.2	Model and diagnostics . . . . .	109
4.3.3	Persistence of the leading mode and eddy feedbacks . . . . .	111
4.3.4	Dynamical interpretation . . . . .	114
4.3.5	Additional sensitivity experiments . . . . .	117
4.3.6	Conclusion . . . . .	118
<b>4.4</b>	<b>Sensibilité au temps caractéristique de friction . . . . .</b>	<b>121</b>
<b>4.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>125</b>

---

Dans cette partie, les différents résultats obtenus au cours de cette thèse seront brièvement résumés. Si cette étude a pu confirmer plusieurs hypothèses et mettre en évidence de nouveaux résultats, de nombreuses questions restent ouvertes qui seront présentées dans la section dédiée aux perspectives.

## 5.1 Résultats

L'objet de ce travail de thèse est d'étudier la variabilité des courants-jets dans un modèle idéalisé, afin de comprendre l'impact des ondes de Rossby sur la persistance des différents modes de variabilité. De nombreuses études ont pu mettre en évidence que la persistance des mode de déplacement méridien du jet est accrue par un mécanisme de rétroaction positive des ondes de Rossby sur l'écoulement moyen, faisant de ce mode le mode de variabilité privilégié des courants-jets. Dans un premier temps, nous allons présenter plusieurs mécanismes expliquant cette prédominance du mode de déplacement, puis dans un second temps nous décrirons les effets de différentes conséquences du changement climatique sur cette variabilité.

### 5.1.1 Mécanismes dynamiques influençant la variabilité

Sous certaines conditions, la propagation des ondes de Rossby peut être analysée avec les outils de l'optique géométrique. On peut en effet associer à l'atmosphère un indice de réfraction  $n$  qui dépend à la fois de l'écoulement moyen, via le vent zonal moyen, et des caractéristiques de l'onde de Rossby. On montre ainsi que si les ondes ont un nombre d'onde suffisamment faible (on parle d'ondes planétaires), elles ont alors tendance à se réfléchir sur les flancs du jet (cf. section 2.1). De telles réflexions tendent à réduire la persistance des principaux modes de variabilité du courant-jet. En effet, si la propagation d'une onde planétaire participe au déplacement du jet en provoquant une convergence de flux de quantité de mouvement sur l'un de ses flancs et une divergence sur l'autre, sa réflexion va provoquer une inversion du signe de cette convergence, ce qui va ramener le jet à sa position initiale. Un résultat similaire est obtenu pour une accélération/décélération du jet. Ces ondes planétaires participent donc à un mécanisme de rétroaction négative sur la persistance des modes de variabilité du jet dont l'échelle de temps de 5 jours est inférieure à celle de la rétroaction positive classique. Ce mécanisme permet de répondre à une interrogation soulevée par plusieurs études qui avaient mis en évidence sans l'interpréter l'impact des ondes planétaires sur la persistance des principales EOF (Lorenz and Hartmann, 2003; Simpson et al., 2013). La présence de réflexions et leur effet sur la variabilité du jet de l'hémisphère Sud ont aussi été observés dans la réanalyse ERA-Interim, rejoignant ainsi l'étude similaire réalisée pour la NAO (Abatzoglou and Magnusdottir, 2004).

On peut, à partir du résultat précédent, définir deux échelles de temps de rétroaction : la rétroaction à court terme dont l'échelle de temps est de 5 jours et la rétroaction à long terme dont l'échelle caractéristique est de 15 jours. Outre le mécanisme précédemment étudié, une autre rétroaction à court terme a été mise en évidence pour le mode de pulsation uniquement (cf. section 3.1). Il s'agit d'une rétroaction négative qui implique les ondes de plus petite échelle, donc avec un nombre d'onde plus grand, appelées ondes synoptiques. Son mécanisme se base sur des considérations énergétiques. Si on prend l'exemple d'une phase d'accélération du jet, l'augmentation des gradients méridiens de vent zonal vont provoquer un transfert plus efficace de l'énergie des ondes de Rossby synoptiques au jet moyen (conversion barotrope) et accentuer cette accélération. Mais le taux de génération d'onde (conversion barocline) restant inchangé, l'intensité des ondes va décroître et passer en dessous de la moyenne climatologique. Les ondes ne peuvent alors plus maintenir l'accélération du jet qu'elles ont induite, ce qui va provoquer une décélération du jet. Ce mécanisme n'intervient que dans le cas du mode de pulsation car un déplacement du jet ne change pas les gradients méridiens et donc la conversion barotrope. La réanalyse confirme une fois de plus la présence de ce mécanisme pour des courants-jets plus réalistes, mais son influence semble moins grande que dans le cas du modèle idéalisé du fait de la présence d'autres rétroactions.

À long terme, on retrouve pour le mode de déplacement la rétroaction positive décrite dans la littérature. Le mécanisme sous-jacent de cette rétroaction a été analysé et se révèle cohérent avec un type de mécanismes appelés baroclines. Ces mécanismes se basent sur le fait que lors d'un déplacement du jet, la zone de baroclinie maximale (source des ondes de Rossby) se décale de façon concomitante et entretient le décalage du jet (Robinson, 2000; Blanco-Fuentes and Zurita-Gotor, 2011). Ce type de mécanismes s'oppose aux mécanismes dits barotropes qui se basent sur une modification de la propagation des ondes

sans variation de la source. Une approche plus quantitative a été développée afin d'évaluer les parts barocline et barotrope de la rétroaction observée et le résultat obtenu montre que le mécanisme barocline domine très largement dans ce modèle puisqu'il représente quasiment 100% de la rétroaction. A contrario, la même étude faite dans la réanalyse ERA-Interim montre que la rétroaction observée est la somme d'une contribution barotrope et barocline, toutes deux positives et de contributions assez proches, ce qui confirme l'importance de ces deux types de mécanismes (Barnes and Thompson, 2014; Zurita-Gotor et al., 2014).

### 5.1.2 Variabilité et changement climatique

Certaines études ont montré un probable déplacement vers le pôle du courant-jet dans les scénarios de changement climatique, surtout dans l'hémisphère Sud (Chang et al., 2012; Harvey et al., 2014). Or ce déplacement méridien pourrait avoir un effet sur la nature du mode de variabilité dominant (Barnes and Hartmann, 2011). Cette hypothèse a été testée et donne la même évolution que dans la littérature : pour un forçage proche des Tropiques, le mode dominant est le mode de déplacement méridien, mais au fur et à mesure que le forçage est décalé vers le pôle, ce mode perd de plus en plus d'importance au détriment du mode de pulsation d'amplitude. Cependant, ce phénomène n'est pas dû à une diminution de la rétroaction positive du mode de déplacement comme le proposait Barnes and Hartmann (2011), celle-ci restant constante dans notre modèle. L'évolution observée s'explique ici par une intensification de la rétroaction négative à court terme. Ceci n'invalide pas les résultats trouvés dans les autres modèles, mais met en lumière que les rétroactions à court terme peuvent influencer la réponse de la variabilité du jet à un changement du forçage.

Un autre effet important du réchauffement climatique, observé de façon robuste dans de nombreux modèles, est une variation du gradient méridien de température ou de façon équivalente du gradient vertical de vent zonal (baroclinie). Cette évolution est différente pour les hautes couches, où ce gradient augmente du fait du réchauffement des Tropiques, et dans les basses couches de la troposphère, où il est réduit, en tout cas dans l'hémisphère Nord à cause de l'Amplification Arctique. Si l'effet de ce changement sur la position du jet est plutôt bien compris (Butler et al., 2010; Harvey et al., 2014), son impact sur sa variabilité est encore mal connu. L'effet de la baroclinie a ainsi été étudiée dans le modèle, dont la structure permet de distinguer une baroclinie de basse et de haute couche. Si la baroclinie de haute couche ne semble pas affecter la variabilité du jet, une augmentation de la baroclinie de basse couche provoque une diminution de la persistance du principal mode de variabilité (mode de déplacement), mais cette fois-ci sans déplacement important du jet (cf. section 4.3). Cette diminution de la persistance est associée à l'apparition d'un nouveau mode de variabilité prédominant caractérisé par une propagation du jet vers le pôle, le "poleward propagation". Cette étude met aussi en évidence que l'Amplification Arctique, en diminuant la baroclinie du jet, risque de renforcer la persistance du NAM et de la NAO, ce qui risque d'influencer grandement le climat des régions européenne et ouest-américaine.

Enfin, l'évolution de la persistance du mode de déplacement a aussi été analysée en faisant varier l'intensité de la friction au niveau du sol. Si ce paramètre n'est pas directement influencé par le réchauffement climatique, il reste un terme difficile à évaluer et pouvant varier beaucoup d'un modèle à l'autre. Il est donc important de pouvoir caractériser son

impact afin de pouvoir comparer ces modèles. Une variation de la friction dans le modèle idéalisé montre que le mode de déplacement reste le principal mode de variabilité et sa persistance reste inchangée. Ceci est due à une intensification de la rétroaction à long terme qui augmente quand l'intensité du frottement augmente, conformément à d'autres études (Chen and Plumb, 2009; Zurita-Gotor, 2014), et vient contre-balancer l'effet d'atténuation plus forte causée par la friction.

## 5.2 Perspectives ...

Dans cette partie, nous allons présenter plusieurs perspectives et pistes de recherches découlant de ce travail de thèse. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux questions théoriques, puis nous élargirons à des problématiques plus générales.

### 5.2.1 ... d'un point de vue théorique

- Deux nouveaux mécanismes de rétroaction à court terme ont été mis en évidence dans notre modèle idéalisé et mériteraient une étude plus approfondie dans d'autres modèles et dans les observations. Même si la réanalyse ERA-Interim donne des indices plutôt convaincants quand à la vraisemblance de ces rétroactions, une validation plus fouillée et dans d'autres modèles est encore nécessaire pour confirmer leur importance pour expliquer la persistance des principaux modes de variabilité du courant-jet. En particulier, il serait intéressant de comparer leur importance relative au regard des mécanismes déjà proposés, et en particulier le "barotropic governor" qui agit sur la conversion barocline (James, 1987).
- L'étude de la sensibilité de la variabilité du jet montre que les rétroactions à court terme ont aussi un rôle important sur la persistance de la principale EOF. Cependant, l'intensification de cette rétroaction négative pour des courants-jets plus proches du pôle ou plus baroclines ne peut s'interpréter à partir du mécanisme de réflexion planétaire. En effet, dans le cas du déplacement méridien, cette rétroaction est due aux ondes synoptiques alors que dans le cas de l'augmentation de baroclinie, on observe un signal de réflexion plus intense qui semble incompatible avec le mode de "poleward propagation" prédominant venant d'une interaction des ondes avec la latitude critique et non un niveau de réflexion. Ceci suggère que d'autres mécanismes restent encore à trouver.
- Le diagnostic développé pour déterminer les contributions barocline et barotrope de la rétroaction à long terme pourrait être étendu au cas des rétroactions à court terme. Il pourrait ainsi être un outil supplémentaire pour la mise en évidence et l'étude des mécanismes de rétroaction à cette échelle. De plus, plusieurs aspects de cette méthode sont encore perfectibles, notamment l'évaluation de l'efficacité radiative  $E$ .
- La section 4.3 a mis en évidence le lien entre gradient de vorticité potentielle et mode de "poleward propagation", mais la raison qui explique ce gradient plus large reste encore inconnue. En effet, les variations faites au forçage ne portent que sur l'intensité de la baroclinie et non sur sa largeur. Pourtant, le jet simulé présente lui une zone barocline plus large, aussi bien en moyenne climatologie que de distribution de largeur à mi-hauteur journalière et l'origine de cet élargissement reste encore à déterminer.

- La mise en évidence des réflexions d'onde planétaires dans un cadre plus large que ceux précédemment étudiés est une avancée importante mais soulève aussi de nouvelles questions. Si la section 2.1.4 propose un mécanisme expliquant les réflexions des ondes longues, elle montre aussi que selon les simulations, certains ondes tendent à se réfléchir ou non, faisant ainsi fluctuer la limite entre ondes planétaires et ondes synoptiques. Une étude plus approfondie est donc nécessaire pour déterminer dans quelles conditions ces réflexions se produisent ou non.
- Enfin, une importante question soulevée par cette étude est celle du lien entre réflexion d'onde et structure de la convergence de flux de quantité de mouvement. Même si ce lien semble robuste et persiste dans une large gamme de paramètre, il n'en est encore donné aucune interprétation satisfaisante. Une explication possible viendrait du fait que les ondes planétaires ont tendance à se développer sur les flancs du jet (Zhang et al., 2012). Cette hypothèse est supportée par deux faits. D'une part, la convergence de flux de quantité de mouvement est relativement bien corrélée avec le flux de chaleur, justifiant une interprétation barocline. D'autre part, la convergence de flux de quantité de mouvement planétaire sur le flanc équatorial du jet tend à s'estomper pour les jets les plus proches du pôle. Ceci pourrait être dû au fait qu'une propagation vers le pôle, étant associée à une inclinaison cyclonique, tend à défavoriser à cause de la position du jet (Barnes and Hartmann, 2011) et du biais du modèle (Rivière, 2009). Mais plusieurs autres explications sont possibles, cette convergence pouvant aussi être provoquée par l'instabilité barotrope (O'Rourke and Vallis, 2013) ou résulter de l'interaction entre l'onde et l'écoulement moyen via une "super-réflexion" (Killworth and Mc Intyre, 1985).

### 5.2.2 ... d'un point de vue général

- Les mécanismes de rétroactions négatives à court terme mis en évidence dans cette étude permettent un nouveau regard sur la variabilité des courants-jets des moyennes latitudes. Peu d'études jusqu'à présent se sont intéressées à la réponse des ondes à cette échelle de temps et au fait que les ondes, en particulier les ondes planétaires, ont tendance à s'opposer au maintien du mode qu'elles ont contribué à mettre en place. Un comportement similaire s'observe aussi dans le contexte d'une décomposition temporelle pour les ondes de basses fréquences, et ceux aussi bien pour les téléconnexions (Feldstein, 2003; Rivière and Drouard, 2015) que pour les régimes de temps (Michel and Rivière, 2011). De plus, ce manque de rétroaction négative est une possible raison de la persistance excessive des Modes Annulaires dans les modèles comparée aux observations (Simpson et al., 2013).
- L'effet du changement climatique sur la variabilité des courant-jets est une question d'une importance pour la région des moyennes latitudes, puisqu'elle conditionne une part importante des précipitations de régions comme l'Europe ou la côte Ouest des États-Unis. Le fait que dans notre modèle idéalisé, cette variabilité soit fortement influencée par la baroclinie de basse couche est un résultat important, d'autant plus que de nombreux modèles prédisent une importante diminution de celle-ci dans l'hémisphère Nord du fait de l'Amplification Arctique. Étudier cette hypothèse de l'impact direct de la baroclinie sur la persistance du mode de déplacement méridien dans le cadre de simulation de climat futur permettrait de d'élargir l'étude du changement



climatique aux moyennes latitudes, actuellement centrée sur la seule position du jet. Cette étude se justifie d'autant plus que d'une part, le modèle utilisé présente une sensibilité bien plus forte à la baroclinie qu'à la latitude et que d'autre part, les variations de baroclinie constatées sont beaucoup plus robustes que celles de la position du jet dans les simulations CMIP. On pourrait ainsi tracer par exemple la persistance de la première EOF en fonction de la latitude et de la baroclinie pour ainsi comparer leur contribution relative (cf [Kidston and Gerber \(2010\)](#)), ou encore comparer la réponse des hémisphères Nord et Sud afin d'isoler la contribution de l'Amplification Arctique.

- L'étude de l'impact de la baroclinie sur la variabilité du courant jet a aussi soulevé certaines limites des EOF dans l'étude de cette variabilité. En effet, cette méthode ne capture pas les aspects propagatifs de certains modes de variabilité, comme la "poleward propagation" discutée dans la section 4.3. Même si son lien dynamique avec un gradient de vorticité potentielle faible et large a été constaté, une étude prenant en compte l'évolution temporelle pourrait permettre une étude plus approfondie de ce mode particulier. Un exemple de telle technique est celle de "Principal Oscillation Patterns" (POP, [von Storch et al., 1995](#)), déjà utilisés pour étudier d'autres phénomènes atmosphériques comme l'Oscillation de Madden-Julian ou El-Ni o.
- La méthode utilisée pour décomposer la rétroaction positive à long terme afin d'en discriminer les contributions barotrope et barocline est un outil qui pourrait permettre une meilleure inter-comparaison des modèles. En effet, de nombreux mécanismes différents ont été proposés dans de nombreux contextes différents, allant du modèle quasi-géostrophique barotrope ([Barnes et al., 2010](#)) au GCM couplé ([Arakelian and Codron, 2012](#)). Le diagnostic proposé, de part sa nature relativement simple, pourrait être appliqué à ces différents modèles afin de caractériser les types de rétroactions et leur importance relative dans chacun d'eux, et ainsi permettre de les comparer de façon plus systématique.
- Enfin, cette méthode pourrait être étendue pour caractériser l'impact sur la variabilité du jet de divers effets non pris en compte dans notre modèle idéalisé, comme l'interaction avec la topographie, l'océan, le jet subtropical ou encore la stratosphère. On pourrait ainsi utiliser une hiérarchie de modèles basée sur le même cœur dynamique, auquel on ajouterait étape par étape ces différentes couplages afin de les comparer entre eux et de déterminer leur possible impact sur la persistance des différents modes de variabilité.

## Annexe A

# Estimation de la rétroaction dans le modèle idéalisé

### Sommaire

---

<b>5.1 Résultats</b> . . . . .	<b>127</b>
5.1.1 Mécanismes dynamiques influençant la variabilité . . . . .	128
5.1.2 Variabilité et changement climatique . . . . .	129
<b>5.2 Perspectives ...</b> . . . . .	<b>130</b>
5.2.1 ... d'un point de vue théorique . . . . .	130
5.2.2 ... d'un point de vue général . . . . .	131

---

Dans cette partie sera décrite de façon plus précise la méthode d'évaluation des rétroactions agissant sur le courant-jet. Après une présentation du modèle numérique utilisé et un rappel sur la théorie des fonctions orthogonales empiriques (EOF), la méthode d'analyse de la persistance des modes de variabilité sera détaillée.

## A.1 Présentation du modèle quasi-géostrophique à trois niveaux

### A.1.1 Description du modèle

Le modèle utilisé pour cette étude est le modèle quasi-géostrophique sur 3 niveaux dérivé du modèle de [Marshall and Molteni \(1993\)](#). C'est un modèle spectral avec une résolution T42, qui correspond approximativement à une maille de  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ . Sa physique très simplifiée permet de capturer la dynamique des ondes de Rossby synoptiques en dehors de toute interaction avec le jet subtropical, l'orographie, la convection ou la stratosphère. Ses trois niveaux verticaux  $i = 1, 2, 3$  correspondent à des couches de fluide de masses égales et sont arbitrairement fixés aux niveaux de pression 200 hPa, 500 hPa et 800 hPa. L'état de l'atmosphère est caractérisé par deux variables, la vorticité potentielle  $q_i$  et de la fonction de courant  $\psi_i$ ,   partir desquels sont déduits les autres grandeurs, à savoir le vent zonal  $u_i$

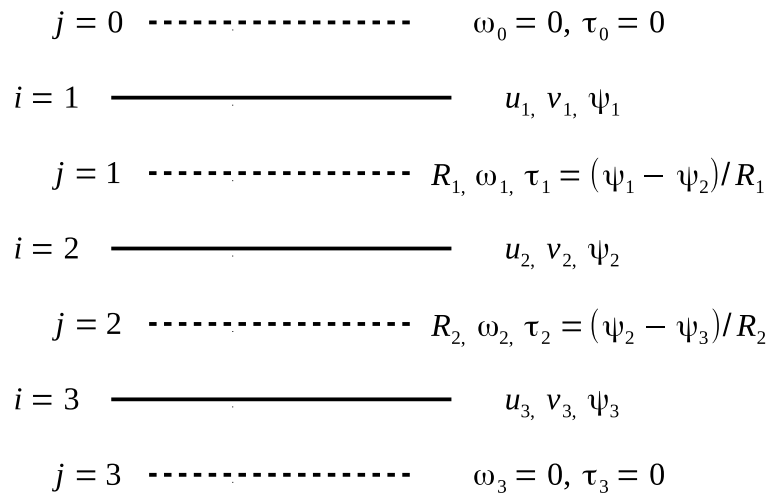


FIGURE A.1 – Structure verticale du modèle quasi-géostrophique à 3 niveaux. Les traits pleins, indicés par la lettre  $i$ , représentent les niveaux du modèle alors que les tiretés, indicés par la lettre  $j$ , représentent les interfaces entre ces niveaux.

et méridien  $v_i$ , ainsi que  $T_j$ , un équivalent quasi-géostrophique de la température :

$$u_i = -\frac{\partial \psi_i}{\partial y} = \frac{1}{a} \frac{\partial \psi_i}{\partial \varphi}$$

$$v_i = \frac{\partial \psi_i}{\partial x} = -\frac{1}{a \cos(\varphi)} \frac{\partial \psi_i}{\partial \lambda}$$

$$T_i = \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{R_i}$$

où  $a = 6371$  km est le rayon de la Terre et  $R_i$  le rayon de déformation entre les niveaux  $i$  et  $i + 1$ , dont les valeurs par défaut sont respectivement  $R_1 = 660$  km et  $R_2 = 400$  km.

Les équations d'évolution du modèle au niveau  $i$  sont les suivantes :

$$q_i = f + \Delta \psi_i + \left( \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{R_i^2} - \frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{R_{i-1}^2} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial q_i}{\partial x} + v_i \frac{\partial q_i}{\partial y} = S_i(\psi_{i-1}, \psi_i, \psi_{i+1}) - D_i(\psi_i) \quad (\text{A.2})$$

où  $f = 2\Omega \sin(\varphi)$  est le facteur de Coriolis. On pose  $\psi_0 = \psi_1$  et  $\psi_4 = \psi_3$  afin de se limiter à 3 niveaux.

L'équation d'évolution de la vorticité potentielle fait intervenir des termes sources et dissipatifs,  $S_i - D_i$ , qui ont les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} S_1 - D_1 &= -c_H \Delta^4 (q_1 - f) + \frac{1}{\tau_{R1}} \frac{\psi_1 - \psi_2 - \tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_2}{R_1^2}, \\ S_2 - D_2 &= -c_H \Delta^4 (q_2 - f) - \frac{1}{\tau_{R1}} \frac{\psi_1 - \psi_2 - \tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_2}{R_1^2} + \frac{1}{\tau_{R2}} \frac{\psi_2 - \psi_3 - \tilde{\psi}_2 + \tilde{\psi}_3}{R_2^2}, \\ S_3 - D_3 &= -c_H \Delta^4 (q_3 - f) - \frac{1}{\tau_{R2}} \frac{\psi_2 - \psi_3 - \tilde{\psi}_2 + \tilde{\psi}_3}{R_2^2} - \frac{1}{\tau_E} \Delta \psi_3. \end{aligned}$$

Ces termes correspondent à la somme de trois contributions :

- un terme de forçage, modélisé comme une relaxation en température vers un profil de forçage  $\tilde{\psi}_i$ , qui est contrôlé par deux temps caractéristiques de relaxation  $\tau_{R1}$  et  $\tau_{R2}$ , fixés par défaut à 40 et 15 jours pour imiter les conditions de [Held and Suarez \(1994\)](#),
- un terme de "friction" au niveau 800 hPa ( $i = 3$ ), afin de rendre compte de la dissipation au niveau du sol. Ce terme est pris uniforme sur la surface du globe et est fixé par le temps caractéristique  $\tau_E$ , dont la valeur par défaut est de 3 jours,
- un terme d'hyperdiffusion, proportionnel à la puissance 4 du laplacien de  $q_i - f$ , dont le rôle est de dissiper l'énergie aux petites échelles. Il dépend du paramètre  $c_H$  fixé de façon à ce que le temps caractéristique de dissipation soit de 0.2 jour pour le nombre d'onde maximal (ici 42).

Le profil de forçage est quand à lui fixé par l'expression suivante :

$$\tilde{\psi}_i(\lambda, \varphi) = \begin{cases} F_i \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{a\pi}{180} U_0 d\varphi \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\varphi - \varphi_0}{d\varphi} \right) \right) & \text{pour } \varphi \geq 0 \\ 0 & \text{pour } \varphi < 0 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

où  $\varphi_0$  contrôle la position méridienne du foçage,  $U_0$  son intensité,  $d\varphi$  sa largeur et  $F_i$  est un facteur qui permet de rendre le foçage barocline. Ce profil, zonalement symétrique, équivaut par équilibre du vent thermique à un jet purement zonal et gaussien, situé dans l'hémisphère Nord :

$$\tilde{u}_i(\lambda, \varphi) = F_i U_0 \exp \left( -\frac{(\varphi - \varphi_0)^2}{d\varphi^2} \right).$$

Par défaut, les valeurs de ses paramètres sont fixées à  $\varphi_0 = 30^\circ\text{N}$ ,  $U_0 = 50 \text{ m s}^{-1}$ ,  $d\varphi_0 = 20^\circ$ ,  $F_1 = 1$ ,  $F_2 = 0.5$  et  $F_3 = 0.2$ . Le choix de prendre un jet uniquement dans l'hémisphère Nord vient du fait que ce modèle représente très mal la circulation tropicale. De ce fait, celle-ci n'isole plus les deux hémisphères et le modèle montre alors un couplage non physique entre les courants-jets des deux hémisphères, surtout quand ceux-ci sont proches de l'équateur, via un transfert d'ondes à travers l'équateur.

### A.1.2 Équation d'évolution du vent zonal

Partons de l'équation (A.2) moyennée zonalement :

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial q_i}{\partial t} + J(\psi_i, q_i) \right] &= \frac{\partial [q_i]}{\partial t} + \left[ u_i \frac{\partial q_i}{\partial x} + v_i \frac{\partial q_i}{\partial y} \right] \\ &= \frac{\partial [q_i]}{\partial t} + \left[ \frac{\partial}{\partial x} (u_i q_i) + \frac{\partial}{\partial y} (v_i q_i) - q_i \left( \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial v_i}{\partial y} \right) \right] \\ &= \frac{\partial [q_i]}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} [v_i q_i] \end{aligned}$$

or toujours d'après l'équation (A.2) :

$$\begin{aligned} \bullet \frac{\partial [q_i]}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[ f + \Delta \psi_i + \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{R_i^2} - \frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{R_{i-1}^2} \right] \\ &= 0 + \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial y^2} \right] + \frac{1}{R_i} \frac{\partial [T_i]}{\partial t} - \frac{1}{R_{i-1}} \frac{\partial [T_{i-1}]}{\partial t} \\ &= -\frac{\partial^2 [u_i]}{\partial y \partial t} + \frac{1}{R_i} \frac{\partial [T_i]}{\partial t} - \frac{1}{R_{i-1}} \frac{\partial [T_{i-1}]}{\partial t} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bullet [v_i q_i] &= \left[ v_i \left( f + \Delta \psi_i + \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{R_i^2} - \frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{R_{i-1}^2} \right) \right] \\ &= 0 + \left[ v_i \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial x^2} \right] + \left[ v_i \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial y^2} \right] + \left[ v_i \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{R_i^2} \right] - \left[ v_i \frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{R_{i-1}^2} \right] \\ &= \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \psi_i}{\partial x} \right)^2 \right] + \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( v_i \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right) - \frac{\partial v_i}{\partial y} \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right] + \frac{[v_i T_i]}{R_i} - \frac{[v_i T_{i-1}]}{R_{i-1}} \\ &= -\frac{\partial [u_i v_i]}{\partial y} - \left[ u_i \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial x \partial y} \right] + \frac{[v_i T_i]}{R_i} - \frac{[v_i T_{i-1}]}{R_{i-1}} \\ &= -\frac{\partial [u_i v_i]}{\partial y} + \frac{[v_i T_i]}{R_i} - \frac{[v_i T_{i-1}]}{R_{i-1}} \end{aligned}$$

d'où

$$\left[ \frac{\partial q_i}{\partial t} + J(\psi_i, q_i) \right] = -\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial [u_i]}{\partial t} + [u_i v_i] \right) + \frac{1}{R_i} \left( \frac{\partial [T_i]}{\partial t} + [v_i T_i] \right) - \frac{1}{R_{i-1}} \left( \frac{\partial [T_{i-1}]}{\partial t} + [v_i T_{i-1}] \right)$$

Intégrons cette équation selon la verticale. Les deux derniers termes du membre de droite s'annulent alors deux à deux :

$$\begin{aligned}
& \sum_{i=1}^3 \frac{1}{R_i} \left( \frac{\partial [T_i]}{\partial t} + [v_i T_i] \right) - \sum_{i=1}^3 \frac{1}{R_{i-1}} \left( \frac{\partial [T_{i-1}]}{\partial t} + [v_i T_{i-1}] \right) \\
&= \sum_{i=1}^3 \frac{1}{R_i} \left( \frac{\partial [T_i]}{\partial t} + [v_i T_i] \right) - \sum_{i=0}^2 \frac{1}{R_i} \left( \frac{\partial [T_i]}{\partial t} + [v_{i+1} T_i] \right) \\
&= \sum_{i=1}^2 \frac{[(v_i - v_{i+1})(\psi_i - \psi_{i+1})]}{R_i^2} \\
&= \sum_{i=1}^2 \frac{1}{R_i^2} [(\psi_i - \psi_{i+1}) \frac{\partial}{\partial x} (\psi_i - \psi_{i+1})] \\
&= \sum_{i=1}^2 \frac{1}{R_i^2} \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\psi_i - \psi_{i+1})^2 \right] = 0
\end{aligned}$$

De même, l'intégration verticale fait s'annuler les termes de forçage deux à deux, et seuls les termes de dissipation restent. Ainsi, en posant  $3\langle x \rangle = \sum_{i=1}^3 [x_i]$ , on obtient :

$$\frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \left[ \frac{\partial q_i}{\partial t} + J(\psi_i, q_i) \right] = -\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y} \right) = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 [S_i - D_i]$$

$$\begin{aligned}
\text{où } \sum_{i=1}^3 [S_i - D_i] &= -c_H \sum_{i=1}^3 [\Delta^4 (q_i - f)] + \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\tau_{Ri}} \frac{\psi_i - \psi_{i+1} - \tilde{\psi}_i + \tilde{\psi}_{i+1}}{R_i^2} \\
&\quad - \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\tau_{Ri-1}} \frac{\psi_{i-1} - \psi_i - \tilde{\psi}_{i-1} + \tilde{\psi}_i}{R_{i-1}^2} - \frac{1}{\tau_E} [\Delta \psi_3] \\
&= -c_H \sum_{i=1}^3 [\Delta^5 \psi_i] + \sum_{i=1}^3 \left( \frac{1}{\tau_{Ri}} \frac{T_i - \tilde{T}_i}{R_i} + c_H \Delta^4 \left( \frac{T_i}{R_i} \right) \right) \\
&\quad - \sum_{i=0}^2 \left( \frac{1}{\tau_{Ri}} \frac{T_i - \tilde{T}_i}{R_i} + c_H \Delta^4 \left( \frac{T_i}{R_i} \right) \right) - \frac{1}{\tau_E} [\Delta \psi_3] \\
&= -c_H \left[ \Delta^5 \left( \sum_{i=1}^3 \psi_i \right) \right] - \frac{1}{\tau_E} \left[ \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial y^2} \right] \\
&= \frac{\partial}{\partial y} \left( 3c_H \frac{\partial^8 \langle u \rangle}{\partial y^8} + \frac{[u_3]}{\tau_E} \right)
\end{aligned}$$

On obtient alors l'équation suivante pour la tendance du vent zonal moyenné zonalemement et verticalement  $\langle u \rangle$  :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y} + c_H \frac{\partial^8 \langle u \rangle}{\partial y^8} + \frac{[u_3]}{3\tau_E} \right) = 0$$

En intégrant cette équation selon  $y$ , on obtient un équation d'évolution suivante :

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} = -\frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y} - \frac{[u_3]}{3\tau_E} + C \left( -c_H \frac{\partial^8 \langle u \rangle}{\partial y^8} \right) \quad (\text{A.4})$$

où  $C$  est une constante d'intégration a priori non nulle. D'autres dérivations de cette même équation dans des contextes différents (cf. équation (1.10)) nous incite cependant à considérer  $C = 0$ , même si cette hypothèse n'est pas nécessaire pour la suite. Cette équation s'interprète assez simplement. Le premier terme de membre de droite correspond à la convergence méridienne de flux de quantité de mouvement provoquée lorsque les ondes de Rossby se propagent hors du jet (voir section 1.1.4). Le second terme représente l'action de la friction au niveau du sol, d'où le fait qu'il ne fasse intervenir que  $[u_3]$  et non le vent moyen  $\langle u \rangle$ . Enfin, le dernier terme du membre de droite représente l'effet de l'hyperdiffusion, que l'on négligera par la suite.

Enfin, on peut séparer le vent en deux contributions, celle de l'état moyen et celle des perturbations, en posant :

$$u_i(x, y, t) = [u_i](y, t) + u_i^*(x, y, t), \quad v_i(x, y, t) = 0 + v_i^*(x, y, t)$$

$v_i$  n'ayant pas de valeur moyenne car étant issu de la dérivé selon  $x$  de  $\psi_i$ . Ainsi, on peut écrire :

$$\langle uv \rangle = \sum_{i=1}^3 [u_i v_i] = \sum_{i=1}^3 [(u_i + u_i^*) v_i^*] = \sum_{i=1}^3 [u_i] [v_i^*] + \sum_{i=1}^3 [u_i^* v_i^*] = \langle u^* v^* \rangle$$

On obtient donc l'équation suivante pour la tendance du vent zonal moyen :

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} = -\frac{\partial \langle u^* v^* \rangle}{\partial y} - \frac{[u_3]}{3\tau_E} \quad (\text{A.5})$$

## A.2 Étude de la variabilité

Après avoir dérivé une équation de tendance du vent zonal dans le modèle, nous allons décrire les outils utilisés pour évaluer la variabilité du courant jet simulé. Nous présenterons d'abord quelques éléments sur les EOF puis nous présenterons le principal diagnostic de rétroaction permettant de quantifier celle-ci dans nos simulations.

### A.2.1 Analyse en EOF

Les Fonctions Orthogonales Empiriques, ou Empirical Orthogonal Function (EOF) en anglais, sont définies comme les modes propres de la matrice de covariance  $\Sigma$  d'un champ vectoriel donné  $\vec{X}(t) = (x_1(t), x_2(t), \dots, x_n(t))$ . Ici, le champ choisi est le vent zonal moyenné zonalement et verticalement  $\langle u \rangle$ , corrigé d'un facteur  $\sqrt{\cos(\varphi)}$  afin de tenir

compte du resserrement des points de grille près des pôles :

$$\begin{aligned}\vec{U}(t) &= (\langle u \rangle(\varphi_1, t) \sqrt{\cos(\varphi_1)}, \langle u \rangle(\varphi_2, t) \sqrt{\cos(\varphi_2)}, \dots, \langle u \rangle(\varphi_n, t) \sqrt{\cos(\varphi_n)}) \\ &= (U_1(t), U_2(t), \dots, U_n(t))\end{aligned}$$

avec  $(\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n)$  les latitudes données par la résolution du modèle. Le temps étant discrétisé en instants (jours) numérotés de 1 à N, on peut définir la covariance entre  $U_i$  et  $U_j$  à deux latitudes  $\varphi_i$  et  $\varphi_j$  par :

$$C_U(\varphi_i, \varphi_j) = \frac{1}{N-1} \sum_{t=1}^N (U_i(t) - \mathbf{E}[U_i(t)])(U_j(t) - \mathbf{E}[U_j(t)])$$

où  $\mathbf{E}[\cdot]$  désigne l'espérance (ou moyenne temporelle). La matrice de covariance étudiée est donc de la forme  $\Sigma = (C_U(\varphi_i, \varphi_j))_{i,j=1,n}$ .

Cette matrice étant par construction symétrique à coefficients réels, elle est diagonalisable. Ses éléments propres, notés  $(\lambda_k, \vec{e}_k)$ , peuvent être classés par ordre décroissant de valeur propre. Celui ayant la plus grande valeur propre est appelé première EOF et ainsi de suite. On peut alors définir  $\alpha_k(t)$  en projetant pour chaque instant  $t$  le champ  $\vec{U}(t)$  sur l'EOF :

$$\alpha_k(t) = \langle \vec{U}(t), \vec{e}_k \rangle = \sum_{i=1}^n \langle u \rangle(\varphi_i, t) \sqrt{\cos(\varphi_i)} e_k(\varphi_i)$$

Les EOF formant une base orthonormée, on en déduit d'une part que l'écart-type de  $\alpha_k$  est égal à  $\sqrt{\lambda_k}$  et d'autre part la formule suivante :

$$\vec{U}(t) = \sum_{k=1}^n \alpha_k(t) \vec{e}_k \quad (\text{A.6})$$

Un théorème important sur les EOF est à l'origine de leur interprétation physique :

—  $\vec{e}_k$  minimise l'erreur  $\epsilon_k$  définie par :

$$\epsilon_k = \mathbf{E}[\|\vec{U}(t) - \sum_{l=1}^k \alpha_l(t) \vec{e}_l\|^2] = \text{Var}(\vec{U}(t)) - \sum_{i=1}^{k-1} \lambda_i$$

— De plus,  $\epsilon_k = \lambda_k$ , d'où :  $\lambda_{tot} \equiv \sum_{k=1}^n \lambda_k = \text{Var}(\vec{U}(t)) = \text{Tr}(\Sigma)$

où  $\text{Var}(\cdot)$  désigne la variance,  $\text{Tr}(\cdot)$  la trace d'une matrice et  $\|\cdot\|$  est la norme associée au produit scalaire  $\langle \cdot, \cdot \rangle$ .

On peut ainsi interpréter  $\vec{e}_k$  comme un mode propre de variabilité du champ représentant une part  $\lambda_k/\lambda_{tot}$  de la variabilité totale. Il est important de noter que le calcul des EOF est dépendant de la longueur des simulations analysées, car les estimateurs de l'espérance et de la variance sont des moyennes temporelles. Afin de minimiser le biais, nous avons choisi de faire des simulations d'une durée de 15 ans et donc de réaliser des moyennes sur 14 années ce qui est en accord avec la littérature et permet bien de faire converger les calculs d'EOF. En effet, nous avons pu constater que les calculs menés pour des simulations sur 5



ans et ceux pour des simulations sur 10 ans étaient différents, alors que pour 10 et 15 ans ils étaient sensiblement les mêmes.

Plutôt que de travailler avec la projection  $\alpha_k$ , on définit souvent la composante principale  $PC_k$  associée à l'EOF  $\vec{e}_k$  par :

$$PC_k(t) = \frac{\alpha_k(t) - E[\alpha_k]}{\text{std}(\alpha_k)} = \frac{\alpha_k(t)}{\sqrt{\lambda_k}} \quad (\text{A.7})$$

Cette série temporelle, sans unité, a pour avantage d'être de moyenne nulle et un écart-type unité. On peut de même redéfinir les EOF de la façon suivante :  $EOF_k = \sqrt{\lambda_k} \vec{e}_k$ , afin de les rendre homogènes à des anomalies de vent. On en déduit alors les relations suivantes entre PC et EOF :

$$PC_k(t) = \left\langle \vec{U}(t), EOF_k \right\rangle \quad (\text{A.8})$$

$$EOF_k = \sum_{t=1}^N PC_k(t) \vec{U}(t) \quad (\text{A.9})$$

## A.2.2 Diagnostic de rétroaction

Afin d'évaluer la persistance d'un mode de variabilité, on peut calculer la fonction d'auto-corrélation de la composante principale associée. La figure A.2b montre un exemple pour la simulation de contrôle. On constate que la fonction d'auto-corrélation de  $PC_1$  décroît plus lentement que celle de  $PC_2$ , et que donc le mode de variabilité associé à l'EOF<sub>2</sub> est moins persistant que celui de l'EOF<sub>1</sub>. Cet argument est souvent utilisé pour expliquer pourquoi le mode de déplacement méridien (EOF<sub>1</sub>) est le principal mode de variabilité des courants-jets [Ring and Plumb \(2008\)](#). En supposant que le courant-jet soit soumis à un forçage stochastique blanc, on peut projeter ces perturbations sur les différentes EOF. Or l'amplitude des projections aura tendance à décroître de façon exponentielle avec un taux de décroissance inversement proportionnel à leur temps de persistance. C'est donc le mode avec la plus grande persistance qui décroît le moins vite, et qui sera donc la réponse du courant-jet à un forçage stochastique.

La persistance plus grande du mode de l'EOF<sub>1</sub> est généralement associée à un mécanisme de rétroaction positive des ondes. Pour mettre cette rétroaction en évidence, nous allons adapter l'approche utilisée par [Lorenz and Hartmann \(2001\)](#) et [Lorenz and Hartmann \(2003\)](#), initialement développé pour les observations, au cadre de notre modèle. Pour obtenir l'équation d'évolution de la composante principale, on peut multiplier l'équation (A.5) obtenue dans la partie précédente par  $\sqrt{\cos(\varphi)}$  et la projeter sur la  $k$ ème EOF. En normalisant ensuite par  $\lambda_k$ , on aboutit à l'équation suivante :

$$\frac{dPC_k}{dt} = m_k(t) + d_k(t) \quad (\text{A.10})$$

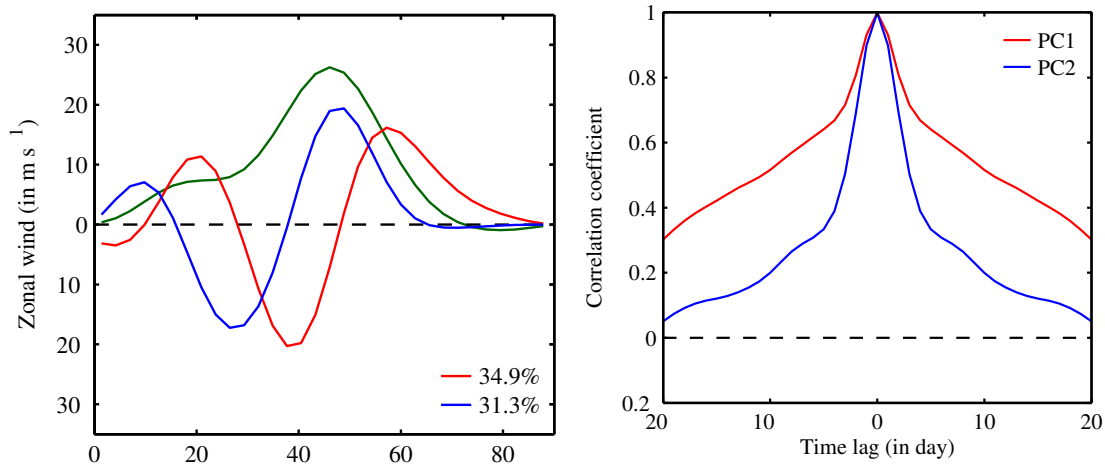


FIGURE A.2 – (gauche) vent zonal intégré (en vert) et premières EOF (en rouge pour la première, en bleu pour la deuxième), dont pourcentage de variabilité expliquée pour chacune est indiqué en légende, et (droite) fonctions d'autocorrélation des composantes principales associées à ces EOF pour la simulation de contrôle.

où  $m_k(t)$  représente la projection normalisée de la convergence du flux de quantité de mouvement et  $d_k(t)$  celle de la friction au sol, dont les expressions sont :

$$m_k(t) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_k}} \sum_{i=1}^n \frac{\partial \langle u^* v^* \rangle}{\partial y}(\varphi_i, t) \sqrt{\cos(\varphi_i)} e_k(\varphi_i)$$

$$d_k(t) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_k}} \sum_{i=1}^n \frac{[u_3]}{3\tau_E}(\varphi_i, t) \sqrt{\cos(\varphi_i)} e_k(\varphi_i)$$

L'originalité de cette équation par rapport à celle utilisée par [Lorenz and Hartmann \(2001\)](#) est l'expression explicite du terme de friction. En effet, cette étude, qui se base sur les réanalyses NCEP, estime l'effet de la friction par un terme  $PC_k(t)/\tau$ , ce qui correspondrait à une friction uniforme sur toute la colonne atmosphérique. Ici, la friction n'ayant lieu qu'au niveau 800 hPa, seul  $[u_3]$  intervient dans l'expression de  $d_k(t)$ .

On peut évaluer la persistance d'un mode de variabilité en calculant la covariance croisée entre  $PC_k(t)$  et chacun des termes de l'équation (A.10). En effet, la covariance entre  $PC_k$  et  $dPC_k/dt$  est égal à la dérivée de  $A_k(t)$ , la fonction d'auto-corrélation de  $PC_k$  :

$$A_k(t) = \frac{1}{N} \sum_{t'=1}^N PC_k(t') PC_k(t' + t)$$

$$\begin{aligned}
C_{dtPC}(t) &= \frac{1}{N} \sum_{t'=1}^N \text{PC}_k(t') \frac{d\text{PC}_k}{dt'}(t' + t) \\
&= \frac{1}{N} \sum_{t'=1}^N \text{PC}_k(t') \frac{d\text{PC}_k}{dt}(t' + t) \\
&= \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{N} \sum_{t'=1}^N \text{PC}_k(t') \text{PC}_k(t' + t) \right) \\
&= \frac{dA_k}{dt}(t)
\end{aligned}$$

Ainsi, l'équation (A.10) devient :

$$\frac{dA_k}{dt}(t) = C_{mk}(t) + C_{dk}(t) \quad (\text{A.11})$$

La tendance de la fonction d'auto-corrélation peut se décomposer en deux contributions. D'une part  $C_{mk}(t)$ , covariance entre  $\text{PC}_k(t)$  et  $m_k(t)$ , représente la corrélation entre le mode de variabilité et une structure de convergence de flux de quantité de mouvement cohérente avec la structure de ce mode. D'autre part,  $C_{dk}(t)$ , covariance entre  $\text{PC}_k(t)$  et  $d_k(t)$ , quantifie l'effet de la dissipation par friction. La figure A.3 montre le résultat obtenu pour la simulation de contrôle. On voit que la somme des termes de droite de l'équation (A.11), représentée avec des étoiles noires, suit assez fidèlement la courbe de la dérivée de la fonction d'auto-corrélation (en vert), ce qui valide les hypothèses utilisées jusqu'ici. On voit de plus que le terme de friction, représenté en magenta, possède une forme très similaire à celle de la fonction d'auto-corrélation (voir figure A.2b), ce qui explique le choix de [Lorenz and Hartmann \(2001\)](#).

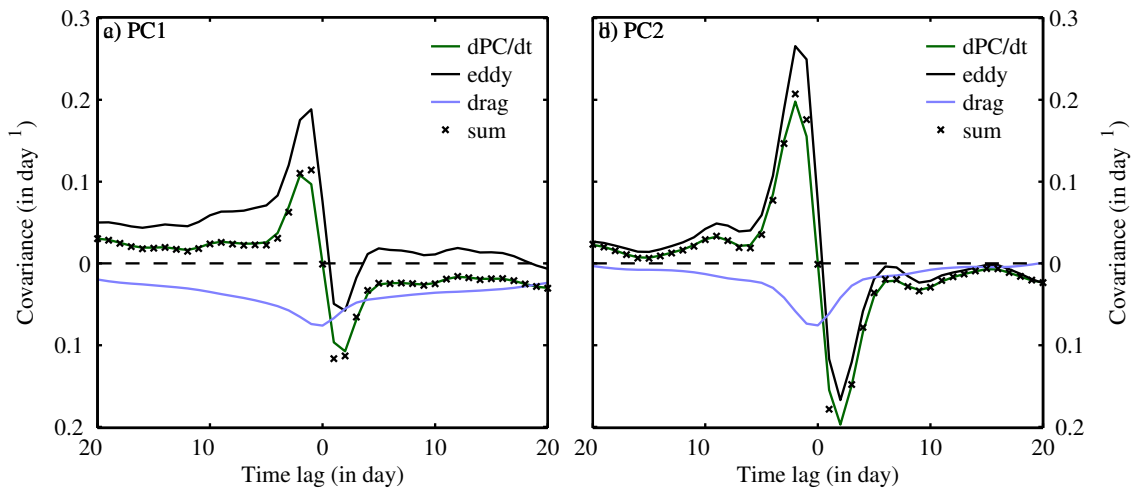


FIGURE A.3 – Tracé des covariances croisées entre PC et sa dérivée (en vert), ainsi que avec  $m(t)$  (en noir),  $d(t)$  (en magenta) et leur somme (étoiles noires), en fonction du décalage temporel  $t$  pour (à gauche) la première et (à droite) la seconde EOF de la simulation de contrôle.

Ainsi, en calculant  $C_{mk}(t)$  pour les différentes EOF, on peut déduire l'effet des ondes sur la persistance. Une covariance croisée positive sera associée à une dérivée de la fonction

d'auto-corrélation plus faible en valeur absolue que celle donnée par le seul terme de dissipation. On a donc une persistance renforcée : c'est l'indication d'une rétroaction positive des ondes. À l'inverse, une covariance négative induira une dérivée plus grande en valeur absolue, donc une pente plus raide : c'est l'indication d'une rétroaction négative des ondes. Mais de simple corrélation ne suffisent pas à démontrer l'existence de telles rétroactions. Il faut pour cela trouver des mécanismes dynamiques qui les expliquent, ce qui est l'objectif de la section 3.1.



## Annexe B

# Indice de réfraction dans le modèle idéalisé

### Sommaire

---

<b>A.1</b>	<b>Présentation du modèle quasi-géostrophique à trois niveaux . . . . .</b>	<b>133</b>
A.1.1	Description du modèle . . . . .	133
A.1.2	Équation d'évolution du vent zonal . . . . .	136
<b>A.2</b>	<b>Étude de la variabilité . . . . .</b>	<b>138</b>
A.2.1	Analyse en EOF . . . . .	138
A.2.2	Diagnostic de rétroaction . . . . .	140

---

Cette partie a pour but de dériver l'expression de l'indice de réfraction  $n$  dans le modèle quasi-géostrophique à trois niveaux en tenant compte de la variation du rayon de déformation de Rossby. La méthode utilisée est similaire au cas d'une atmosphère continument stratifiée qui sera brièvement rappelée avant de présenter son application dans le cadre du modèle.

## B.1 Dérivation pour une atmosphère continument stratifiée

Le problème classique de Charney et Drazin traite de la propagation verticale d'une onde de Rossby dans un milieu stratifiée dans le cadre de l'approximation quasi-géostrophique. La vorticité potentielle en coordonnées log-pression ( $z^*$ ) s'exprime de la façon suivante (équation (6.25) de [Holton \(2004\)](#)) :

$$q = \nabla^2 \psi + f + \frac{f_0^2}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( \frac{\rho_R}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z^*} \right), \quad (\text{B.1})$$

où  $\rho_R = \rho_0 e^{-z^*/H}$  correspond au profil de densité d'un atmosphère isotherme et  $N$  à la fréquence de Brunt-Väisälä, considérée constante. Une généralisation de ce résultat existe dans le cas où  $N$  varie et donne des résultats similaires ([Harnik and Lindzen, 2001](#); [Perlwitz and Harnik, 2003](#)). On cherche des solutions de l'équation de conservation de la vorticité

potentielle linéarisée sous la forme suivante :

$$\psi' = e^{z^*/(2H)} \Re \left[ \tilde{\psi}(y, z^*) e^{i(k\lambda - \omega t)} \right], \quad (\text{B.2})$$

où  $\omega$  correspond à la fréquence de l'onde et  $k$  son nombre d'onde zonal. Le facteur  $e^{z^*/(2H)}$  permet de tenir compte de la diminution de la densité avec l'altitude, avec une échelle de hauteur  $H$ . On obtient alors l'expression suivante à partir de l'équation (B.1) (Matsuno, 1970; Palmer, 1982) :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial y^2} + \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial z^{*2}} + n^2 \tilde{\psi} = 0, \quad (\text{B.3})$$

où

$$n^2 = \frac{\partial \bar{q} / \partial y}{\bar{u}_1 - ca \cos \varphi} - \frac{f^2}{4N^2 H^2} - \frac{k^2}{a^2 \cos^2 \varphi}. \quad (\text{B.4})$$

On remarque que le second terme de l'équation (B.4), qui réduit la valeur de l'indice de réfraction, est dû à la variation de  $\rho_R$  avec l'altitude.

## B.2 Dérivation pour le modèle à trois niveaux

L'expression de la vorticité potentielle donnée par les Eqs. (2.2)-(2.4) peut être interprétée comme un discrétisation de l'expression continue obtenue un milieu stratifiée en coordonnées log-pression :

$$q_i = f + \nabla^2 \psi_i + \frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{R_{i-1}^2} - \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{R_i^2} = f + \nabla^2 \psi_i + f_0^2 \left[ \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \right]_i \quad (\text{B.5})$$

où  $i = 1, 2, 3$  correspond au niveaux verticaux du modèle et  $\sigma$  est un paramètre de stratification qui varie en fonction de la pression  $p$ . Ici, on définit  $\psi_0$  qui correspond la valeur de la fonction de courant au dessus du niveau 1 et  $\psi_4$  à celle en dessous du niveau 3. Pour retrouver le modèle à trois niveaux, on pose  $\psi_0 = \psi_1$  et  $\psi_4 = \psi_3$ , relations qui sont liées au fait que le modèle à des conditions aux limites rigides. En effet, elles correspondent à une température  $T_i = (\psi_i - \psi_{i+1})/R_i$  nulle à ces interfaces, ce qui est équivalent à un gradient de vitesse verticale nul. Enfin,  $R_0$  et  $R_3$  sont les rayons de déformation aux interfaces entre les niveaux 0 et 1 et les niveaux 3 et 4, qui pour l'instant sont des paramètres laissés libres.

Pour obtenir une expression de l'indice de réfraction dans ce modèle à trois niveaux, il faut obtenir une expression de l'équation de la vorticité potentielle faisant intervenir des dérivées partielles secondes en  $y$  et en  $p$ . En adaptant l'approche utilisée pour le cas continu, on peut chercher des solutions de la forme :

$$(\psi'_0, \psi'_1, \psi'_2, \psi'_3, \psi'_4) = \Re \left[ \left( \frac{R_1^2}{R_2^2} \tilde{\psi}_0, \frac{R_1}{R_2} \tilde{\psi}_1, \tilde{\psi}_2, \frac{R_2}{R_1} \tilde{\psi}_3, \frac{R_2^2}{R_1^2} \tilde{\psi}_4 \right) e^{i(k\lambda - \omega t)} \right]. \quad (\text{B.6})$$

Le rapport  $R_1/R_2$  est introduit pour tenir compte de la variation de rayon de déformation de Rossby avec l'altitude, analogue de la variation de densité de l'équation (B.2). En fixant  $R_0 = R_1^2/R_2$  and  $R_3 = R_2^2/R_1$ , ce qui revient à considérer une variation linéaire du rayon de déformation avec la pression, on obtient une expression linéarisée de l'équation (B.5)

de la forme :

$$q'_1 = \frac{R_1}{R_2} \nabla^2 \tilde{\psi}_1 + \frac{1}{R_1^2} \left[ \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial p^2} \right]_1 - \frac{R_2}{R_1} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 \tilde{\psi}_1, \quad (\text{B.7})$$

$$q'_2 = \nabla^2 \tilde{\psi}_2 + \frac{1}{R_1 R_2} \left[ \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial p^2} \right]_2 - \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 \tilde{\psi}_2, \quad (\text{B.8})$$

$$q'_3 = \frac{R_2}{R_1} \nabla^2 \tilde{\psi}_3 + \frac{1}{R_2^2} \left[ \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial p^2} \right]_3 - \frac{R_1}{R_2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 \tilde{\psi}_3. \quad (\text{B.9})$$

Les équations linéarisées de la vorticité potentielle prennent alors la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}_1}{\partial y^2} + \frac{R_2^2}{R_1^2} \frac{1}{R_1 R_2} \left[ \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial p^2} \right]_1 + n_1^2 \tilde{\psi}_1 = 0, \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}_2}{\partial y^2} + \frac{1}{R_1 R_2} \left[ \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial p^2} \right]_2 + n_2^2 \tilde{\psi}_2 = 0, \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}_3}{\partial y^2} + \frac{R_1^2}{R_2^2} \frac{1}{R_1 R_2} \left[ \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial p^2} \right]_3 + n_3^2 \tilde{\psi}_3 = 0, \quad (\text{B.12})$$

où  $n_1^2$ ,  $n_2^2$  and  $n_3^2$  sont donnés par :

$$n_1^2 = \frac{\partial \bar{q}_1 / \partial y}{\bar{u}_1 - ca \cos \varphi} - \frac{R_2^2}{R_1^2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 - \frac{k^2}{a^2 \cos^2 \varphi}, \quad (\text{B.13})$$

$$n_2^2 = \frac{\partial \bar{q}_2 / \partial y}{\bar{u}_2 - ca \cos \varphi} - \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 - \frac{k^2}{a^2 \cos^2 \varphi}, \quad (\text{B.14})$$

$$n_3^2 = \frac{\partial \bar{q}_3 / \partial y}{\bar{u}_3 - ca \cos \varphi} - \frac{R_1^2}{R_2^2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^2 - \frac{k^2}{a^2 \cos^2 \varphi}, \quad (\text{B.15})$$

qui correspondent aux Eqs. (2.12)-(2.14) de la section 2.1.2. Le second terme du membre de droite de chacune des équations est négatif et directement lié aux rayons de déformation. On peut donc le relier au second terme de l'équation (B.4). On remarque que quand  $R_1 = R_2$ , ces différents termes s'annulent. Donc quand les rayons de déformation sont différents, les ondes se propagent plus difficilement, ce qui est le résultat classique du problème de Charney et Drazin.





## Annexe C

# Bilan énergétique dans le modèle idéalisé

### Sommaire

---

<b>B.1</b>	<b>Dérivation pour une atmosphère continuellement stratifiée . . . . .</b>	<b>145</b>
<b>B.2</b>	<b>Dérivation pour le modèle à trois niveaux . . . . .</b>	<b>146</b>

---

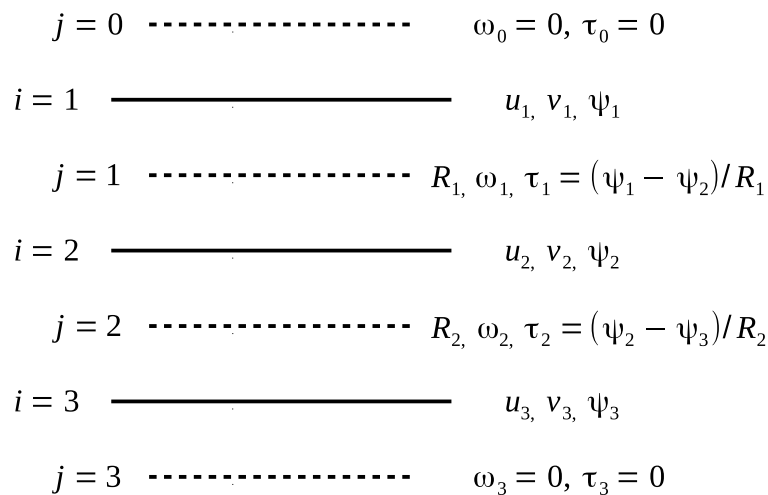


FIGURE C.1 – Structure verticale du modèle quasi-géostrophique à 3 niveaux. Les traits pleins, indicés par la lettre  $i$ , représentent les niveaux du modèle alors que les tiretés, indicés par la lettre  $j$ , représentent les interfaces entre ces niveaux.

Le but de cette partie est de dériver les expressions utilisées au chapitre 2 pour quantifier les conversions barotrope  $C_{bt}$  et barocline  $C_{bc}$ . Pour cela, nous allons établir les équations qui régissent l'évolution de l'énergie cinétique  $KE_i$  et potentielle  $PE_j$  du système :

$$\begin{aligned}
 KE_i &= \frac{1}{2}(u_i^2 + v_i^2) = \frac{1}{2} \left( \left( \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right)^2 + \left( -\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \right)^2 \right) \\
 PE_j &= \frac{1}{2} T_j^2 = \frac{1}{2} \frac{(\psi_j - \psi_{j+1})^2}{R_j^2}
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

Afin de remonter à l'énergie associée aux perturbations, on linéarise ces expressions autour d'un état moyen  $\bar{\psi}_i(y, t)$  :

$$\begin{aligned}\psi_i(x, y, t) &= \bar{\psi}_i(y, t) + \psi_i^*(x, y, t), & T_j(x, y, t) &= \bar{T}_j(y, t) + T_j^*(x, y, t), \\ u_i(x, y, t) &= \bar{u}_i(y, t) + u_i^*(x, y, t), & v_i(x, y, t) &= 0 + v_i^*(x, y, t), \\ \omega_i(x, y, t) &= \bar{\omega}_i(y, t) + \omega_i^*(x, y, t)\end{aligned}\tag{C.2}$$

Ceci permet de définir en moyenne une énergie de l'écoulement moyen  $ZKE_i$  et  $ZPE_j$  ainsi qu'une énergie associée aux perturbations  $EKE_i$  et  $EPE_j$  :

$$\begin{aligned}KE_i &= \frac{1}{2}(\bar{u}_i^2 + \bar{v}_i^2) + \frac{1}{2}(2\bar{u}_i u_i^* + \bar{v}_i v_i^*) + (u_i^*)^2 + (v_i^*)^2 = ZKE_i + EKE_i \\ PE_j &= \frac{1}{2}\bar{T}_j^2 + \frac{1}{2}(2\bar{T}_j T_j^* + (T_j^*)^2) = ZPE_j + EPE_j\end{aligned}\tag{C.3}$$

## C.1 Équation d'évolution de l'énergie cinétique des perturbations

### C.1.1 Cas d'une géométrie plane

Partons de l'équation d'évolution de la vorticité telle qu'exprimée dans [Holton \(2004\)](#) [équation (8.2)] :

$$\frac{D\Delta\psi}{Dt} + \beta \frac{\partial\psi}{\partial x} = f_0 \frac{\partial\omega}{\partial p}\tag{C.4}$$

où  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial\psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y}$  correspond à la dérivée particulière selon le vent géostrophique. Cette équation a pour particularité de dépendre de  $f_0$  et non de  $f$  pour son membre de droite, ce qui est l'approximation à la base du modèle développé par [Marshall and Molteni \(1993\)](#).

Discretisée sur les niveaux du modèle, dont la structure est décrite figure [C.1](#), cette équation devient pour le niveau  $i = 1, 2, 3$  :

$$\frac{D\Delta\psi_i}{Dt} + \beta \frac{\partial\psi_i}{\partial x} = \frac{f_0}{\delta p} (\omega_i - \omega_{i-1})\tag{C.5}$$

Cependant, l'équation [\(C.5\)](#) ne prend pas en compte les termes dissipatifs de l'équation [\(A.2\)](#), et en particulier le frottement au niveau  $i = 3$ . Ce dernier peut être intégré comme un terme  $-\delta_{i3}\Delta\psi_3/\tau_E$  où  $\delta_{i3}$  vaut 1 si  $i = 3$  et 0 sinon. La contribution de l'hyperdiffusion est quant à elle plus difficile à évaluer car fait intervenir le carré de  $\Delta\psi$ . Ne pouvant évaluer simplement ce terme qui dissipe peu à peu l'énergie des perturbations de très petite échelle, il sera par la suite ignoré, non sans avoir vérifié que sa contribution est faible aux échelles de temps considérées.

Si on linéarise cette équation autour de l'état moyen  $\bar{\psi}_i(y, t)$ , on a :

$$\begin{aligned}\Delta\psi_i &= -\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y} + \Delta\psi_i^* \\ \frac{D\Delta\psi_i}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} \left( -\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y} + \Delta\psi_i^* \right) + (\bar{u}_i + u_i^*) \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y} + \Delta\psi_i^* \right) + v_i^* \frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y} + \Delta\psi_i^* \right) \\ &= \left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial}{\partial x} \right) \Delta\psi_i^* - \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_i^* \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y}\end{aligned}$$

d'où,

$$\begin{aligned}\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial}{\partial x} \right) \Delta\psi_i^* - \frac{\partial^2\bar{u}_i}{\partial t\partial y} + \left( \beta - \frac{\partial^2\bar{u}_i}{\partial y^2} \right) \frac{\partial\psi_i^*}{\partial x} = \\ \frac{f_0}{\delta p} (\omega_i^* - \omega_{i-1}^*) - \frac{\delta_{i3}}{\tau_E} \left( -\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y} + \Delta\psi_i^* \right)\end{aligned}\tag{C.6}$$

On peut multiplier les termes de l'équation (C.6) par  $\psi_i^*$  et intégrer selon x et y (opération symbolisée des crochets) :

$$\begin{aligned}\bullet \left[ \psi_i^* \frac{\partial\Delta\psi_i^*}{\partial t} \right] &= \left[ \psi_i^* \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x^2} \right) \right] + \left[ \psi_i^* \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial y^2} \right) \right] \\ &= \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \psi_i^* \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x\partial t} \right) - \frac{\partial\psi_i^*}{\partial x} \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x\partial t} \right] + \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \psi_i^* \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial y\partial t} \right) - \frac{\partial\psi_i^*}{\partial y} \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial y\partial t} \right] \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \frac{\partial\psi_i^*}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial\psi_i^*}{\partial y} \right)^2 \right] \\ &= -\frac{\partial\text{EKE}_i}{\partial t}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\bullet \left[ \psi_i^* \bar{u}_i \frac{\partial\Delta\psi_i^*}{\partial x} \right] &= \left[ \bar{u}_i \psi_i^* \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x^2} \right) \right] + \left[ \bar{u}_i \psi_i^* \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x\partial y} \right) \right] \\ &= \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \bar{u}_i \psi_i^* \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x^2} \right) - \bar{u}_i \frac{\partial\psi_i^*}{\partial x} \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x^2} \right] + \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{u}_i \psi_i^* \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x\partial y} \right) - \bar{u}_i \frac{\partial\psi_i^*}{\partial y} \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x\partial y} - \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y} \psi_i^* \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x\partial y} \right] \\ &= \left[ -\frac{\bar{u}_i}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi_i^*}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y} \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( \psi_i^* \frac{\partial\psi_i^*}{\partial y} \right) - \frac{\partial\psi_i^*}{\partial x} \frac{\partial\psi_i^*}{\partial y} \right) \right] \\ &= -[u_i^* v_i^*] \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial y}\end{aligned}$$

$$\bullet \left[ \psi_i^* \left( \frac{\partial^2\bar{u}_i}{\partial t\partial y} \right) \right] = 0$$

$$\bullet \left[ \psi_i^* \left( \beta - \frac{\partial^2\bar{u}_i}{\partial y^2} \right) \frac{\partial\psi_i^*}{\partial x} \right] = \left[ \frac{1}{2} \left( \beta - \frac{\partial^2\bar{u}_i}{\partial y^2} \right) \frac{\partial\psi_i^2}{\partial x} \right] = 0$$

$$\begin{aligned}
\bullet \left[ \psi_i^* \left( -\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y} + \Delta \psi_i^* \right) \right] &= \left[ \psi_i^* \left( -\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y} + \frac{\partial^2 \psi_i^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_i^*}{\partial y^2} \right) \right] \\
&= \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \psi_i^* \frac{\partial \psi_i^*}{\partial x} \right) - \left( \frac{\partial \psi_i^*}{\partial x} \right)^2 \right] + \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \psi_i^* \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \right) - \left( \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \right)^2 \right] \\
&= -2EKE_i
\end{aligned}$$

d'où,

$$\frac{\partial EKE_i}{\partial t} = -[u_i^* v_i^*] \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y} - \frac{f_0}{\delta p} [\psi_i^* (\omega_i^* - \omega_{i-1}^*)] - 2\delta_{i3} \frac{EKE_i}{\tau_E} \quad (C.7)$$

### C.1.2 Corrections dues à la géométrie sphérique

Pour tenir compte de la géométrie sphérique, nous allons suivre (Cai and Mak, 1990) et ajouter des termes correctifs liés à la courbure de la Terre. On peut montrer que cela revient à ajouter à la vorticité planétaire  $f$  d'un terme  $u \tan(\varphi)/a$  où  $a$  est au rayon de la Terre. L'équation de la vorticité modifiée s'écrit alors :

$$\frac{D\Delta\psi}{Dt} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} + \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (C.8)$$

En plus des termes de l'équation (C.4), on obtient un nouveau terme qui linéarisé devient :

$$\frac{\partial \psi_i^*}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \right) - \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \right)$$

On a alors :

$$\begin{aligned}
\bullet \left[ \psi_i^* \frac{\partial \psi_i^*}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \right) \right] \\
&= \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \psi_i^* \frac{\partial \psi_i^*}{\partial x} \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \right) - \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \frac{\partial \psi_i^*}{\partial x} \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} - \psi_i^* \frac{\partial^2 \psi_i^*}{\partial y \partial x} \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \right] \\
&= [u_i^* v_i^*] \frac{\bar{u}_i \tan(\varphi)}{a} - \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \psi_i^* \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \right) - \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \frac{\partial \psi_i^*}{\partial x} \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \right] \\
&= [u_i^* v_i^*] \frac{\bar{u}_i \tan(\varphi)}{a} - [u_i^* v_i^*] \frac{\bar{u}_i \tan(\varphi)}{a} \\
&= 0
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bullet \left[ \psi_i^* \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \right) \right] \\
&= \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \psi_i^* \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \right) - \frac{\partial \psi_i^*}{\partial x} \frac{\partial \bar{\psi}_i}{\partial y} \frac{\tan(\varphi)}{a} \frac{\partial \psi_i^*}{\partial y} \right] \\
&= [u_i^* v_i^*] \frac{\bar{u}_i \tan(\varphi)}{a}
\end{aligned}$$

En utilisant les résultats précédents, on obtient alors une nouvelle équation pour l'énergie cinétique des perturbations :

$$\frac{\partial \text{EKE}_i}{\partial t} = - \left[ u_i^* v_i^* \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y} + \frac{\bar{u}_i \tan(\varphi)}{a} \right) \right] - \frac{f_0}{\delta p} [\psi_i^* (\omega_i^* - \omega_{i-1}^*)] - 2\delta_{i3} \frac{\text{EKE}_i}{\tau_E} \quad (\text{C.9})$$

## C.2 Équation d'évolution de l'énergie potentielle des perturbations

Partons de l'équation thermodynamique telle qu'exprimée dans [Holton \(2004\)](#) [équation (8.3)] :

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) = - \frac{s^2}{f_0} \omega \quad (\text{C.10})$$

où  $s^2$  est la stratification du modèle, qui peut s'exprimer comme  $s^2 = f_0^2 R_j^2 / \delta p^2$ . On peut discrétiser l'équation (C.10) au niveaux des interfaces  $j = 1, 2$ , ce qui donne :

$$\frac{D}{Dt} (\psi_j - \psi_{j+1}) = \frac{s^2 \delta p}{f_0} \omega_j = \frac{f_0}{\delta p} R_j^2 \omega_j \quad (\text{C.11})$$

où encore, en utilisant la variable  $T_j = \frac{\psi_j - \psi_{j+1}}{R_j}$  :

$$\frac{DT_j}{Dt} = \frac{f_0}{\delta p} R_j \omega_j \quad (\text{C.12})$$

Comme s'était le cas pour l'équation (C.5), l'équation (C.11) ne prend pas compte de l'effet du forçage qui correspond à une relaxation en température. Pour en rendre compte, il faut ajouter à cet équation un terme

$$-\frac{1}{\tau_{Rj}} ((\psi_j - \psi_{j+1}) - (\tilde{\psi}_j - \tilde{\psi}_{j+1})) = -R_j \frac{T_j - \tilde{T}_j}{\tau_{Rj}}.$$

Si on linéarise cette équation autour de l'état moyen  $\bar{T}_i(y, t)$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{DT_j}{Dt} &= \frac{\partial T_j}{\partial t} + \frac{\bar{u}_j + \bar{u}_{j+1}}{2} \frac{\partial T_j^*}{\partial x} + \frac{v_j^* + v_{j+1}^*}{2} \frac{\partial \bar{T}_j}{\partial y} \\ &= \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_j^* + v_{j+1}^*}{2} \frac{\partial}{\partial y} \right) \bar{T}_j + \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}_j + \bar{u}_{j+1}}{2} \frac{\partial}{\partial x} \right) T_j^* \end{aligned}$$

d'où,

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}_j + \bar{u}_{j+1}}{2} \frac{\partial}{\partial x} \right) T_j^* + \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_j^* + v_{j+1}^*}{2} \frac{\partial}{\partial y} \right) \bar{T}_j \\ = \frac{f_0}{\delta p} R_j \omega_j - \frac{\bar{T}_j - \tilde{T}_j}{\tau_{Rj}} - \frac{T_j^*}{\tau_{Rj}} \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

De même que précédemment, on peut multiplier les termes de l'équation (C.13) par  $T_j^*$  et intégrer selon  $x$  et  $y$  :

$$\bullet \left[ T_j^* \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}_j + \bar{u}_{j+1}}{2} \frac{\partial}{\partial x} \right) T_j^* \right] = \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (T_j^*)^2 \right] + \left[ \frac{\bar{u}_j + \bar{u}_{j+1}}{2} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (T_j^*)^2 \right]$$

$$= \frac{\partial \text{EPE}_j}{\partial t}$$

$$\bullet \left[ T_j^* \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_j^* + v_{j+1}^*}{2} \frac{\partial}{\partial y} \right) \bar{T}_j \right] = [T_j^*] \frac{\partial \bar{T}_j}{\partial t} + \left[ T_j^* \frac{v_j^* + v_{j+1}^*}{2} \frac{\partial \bar{T}_j}{\partial y} \right]$$

$$= \left[ \frac{v_j^* + v_{j+1}^*}{2} T_j^* \frac{\partial \bar{T}_j}{\partial y} \right]$$

$$\bullet \left[ T_j^* \frac{\bar{T}_j - \tilde{T}_j}{\tau_{Rj}} \right] = \frac{\bar{T}_j - \tilde{T}_j}{\tau_{Rj}} [T_j^*] = 0$$

$$\bullet \left[ T_j^* \frac{T_j^*}{\tau_{Rj}} \right] = 2\text{EPE}_j$$

d'où,

$$\frac{\partial \text{EPE}_j}{\partial t} = - \left[ \frac{v_j^* + v_{j+1}^*}{2} T_j^* \frac{\partial \bar{T}_j}{\partial y} \right] + \frac{f_0}{\delta p} [(\psi_j^* - \psi_{j+1}^*) \omega_j^*] - 2 \frac{\text{EPE}_j}{\tau_{Rj}} \quad (\text{C.14})$$

### C.3 Bilan énergétique global

On peut réécrire les équations (C.9) et (C.14) de la façon suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial \text{EKE}_i}{\partial t} = C_{\text{bt}}^i - C_{\text{in}}^{ii} + C_{\text{in}}^{ii-1} - D_{\text{E}}^i \\ \frac{\partial \text{EPE}_j}{\partial t} = C_{\text{bc}}^j + C_{\text{in}}^{jj} - C_{\text{in}}^{jj+1} - D_{\text{F}}^j \end{cases} \quad (\text{C.15})$$

avec

$$C_{\text{bt}}^i = - \left[ u_i^* v_i^* \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y} + \frac{\bar{u}_i \tan(\varphi)}{a} \right) \right] \quad C_{\text{bc}}^j = - \left[ \frac{v_j^* + v_{j+1}^*}{2} T_j^* \frac{\partial \bar{T}_j}{\partial y} \right] \quad C_{\text{in}}^{ij} = \frac{f_0}{\delta p} [\psi_i^* \omega_j^*]$$

$$D_{\text{E}}^i = 2\delta_{i3} \frac{\text{EKE}_i}{\tau_{\text{E}}} \quad D_{\text{F}}^j = 2 \frac{\text{EPE}_j}{\tau_{Rj}}$$

Le terme  $C_{bt}^i$ , toujours négatif, représente la conversion barotrope, c'est-à-dire la conversion d'énergie cinétique de l'écoulement moyen  $ZKE_i$  en énergie cinétique des perturbations  $EKE_i$ . De même, le terme  $C_{bc}^j$  représente la conversion barocline, c'est-à-dire la conversion d'énergie potentielle de l'écoulement moyen  $ZPE_j$  en énergie potentielle des perturbations  $EPE_j$ . Le terme  $C_{in}^{ij}$  représente quand à lui la somme de la conversion interne d'énergie potentielle en énergie cinétique et de la redistribution verticale d'énergie cinétique, c'est pourquoi il apparaît avec un signe opposé dans les deux équations (C.15). Si on définit  $ETE = \sum_i EKE_i + \sum_j EPE_j$  l'énergie totale des perturbations (intégrée verticalement), on a alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial ETE}{\partial t} &= \sum_{i=1}^3 \frac{\partial EKE_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^2 \frac{\partial EPE_j}{\partial t} \\ &= \sum_{i=1}^3 (C_{bt}^i - C_{in}^{ii} + C_{in}^{ii-1} - D_E^i) + \sum_{j=1}^2 (C_{bc}^j + C_{in}^{jj} - C_{in}^{jj+1} - D_F^j) \\ &= \sum_{i=1}^3 C_{bt}^i + \sum_{j=1}^2 C_{bc}^j - (D_E^3 + \sum_{j=1}^2 D_F^j) \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{\partial ETE}{\partial t}(t) = C_{bt}(t) + C_{bc}(t) + \text{Diss.}(t) \quad (\text{C.16})$$

Si on cherche à déterminer la structure méridienne de l'énergie totale  $ETE(\varphi, t)$ , on peut reprendre les calculs précédents en ne considérant plus une intégration global mais seulement sur les longitudes et la verticale. Cela fait alors apparaître un nouveau terme sous la forme d'une convergence méridienne d'un flux  $\partial F/\partial y$ , principalement issu de l'équation d'énergie cinétique. Cependant, on négligera ce terme pour l'analyse de la section 3.1.4, le but n'étant pas de fermer explicitement le bilan.





## Liste des Abréviations

Acronyme	Terme anglais	Terme français
<b>GCM</b>	<b>General Circulation Model</b>	<b>Modèle de Circulation Générale</b>
<b>EOF</b>	<b>Empirical Orthogonal Function</b>	<b>Fonction Orthogonale Empirique</b>
<b>PC</b>	<b>Principal Component</b>	<b>Composante Principale</b>
<b>POP</b>	<b>Principal Oscillation Pattern</b>	<b>Mode Oscillant Principal</b>
<b>AO</b>	<b>Arctic Oscillation</b>	<b>Oscillation Arctique</b>
<b>AAO</b>	<b>Antarctic Oscillation</b>	<b>Oscillation Antarctique</b>
<b>NAM</b>	<b>Northern Annular Mode</b>	<b>Mode Annulaire Nord</b>
<b>SAM</b>	<b>Southern Annular Mode</b>	<b>Mode Annulaire Sud</b>
<b>NAO</b>	<b>North Atlantic Oscillation</b>	<b>Oscillation Nord Atlantique</b>
<b>EA</b>	<b>East Atlantic (teleconnection)</b>	<b>(téléconnection) Est Atlantique</b>
<b>NPO</b>	<b>North Pacific Oscillation</b>	<b>Oscillation Nord Pacifique</b>
<b>WP</b>	<b>West Pacific (teleconnection)</b>	<b>(téléconnection) Ouest Pacifique</b>
<b>PNA</b>	<b>Pacific North American (teleconnection)</b>	<b>(téléconnection) Pacifique Nord Américaine</b>
<b>KE</b>	<b>Kinetic Energy</b>	<b>Énergie Cinétique</b>
<b>PE</b>	<b>Potential Energy</b>	<b>Énergie Potentielle</b>
<b>ZKE</b>	<b>Zonal Kinetic Energy</b>	<b>Énergie Cinétique de l'écoulement moyen</b>
<b>ZPE</b>	<b>Zonal Potential Energy</b>	<b>Énergie Potentielle de l'écoulement moyen</b>
<b>ZTE</b>	<b>Zonal Total Energy</b>	<b>Énergie Totale de l'écoulement moyen</b>
<b>EKE</b>	<b>Eddy Kinetic Energy</b>	<b>Énergie Cinétique des perturbations</b>
<b>EPE</b>	<b>Eddy Potential Energy</b>	<b>Énergie Potentielle des perturbations</b>
<b>ETE</b>	<b>Eddy Total Energy</b>	<b>Énergie Totale des perturbations</b>

# Bibliographie

- Abatzoglou, J. T., and G. Magnusdottir, 2004 : Nonlinear Planetary Wave Reflection in the Troposphere. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L09 101, doi :10.1029/2004GL019495.
- Abatzoglou, J. T., and G. Magnusdottir, 2006a : Opposing Effects of Reflective and Non-reflective Planetary Wave Breaking on the NAO. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3448–3457, doi : 10.1175/JAS3809.1.
- Abatzoglou, J. T., and G. Magnusdottir, 2006b : Planetary Wave Breaking and Nonlinear Reflection : Seasonal Cycle and Interannual Variability. **19**, 6139–6152, doi :10.1175/JCLI3968.1.
- Ambaum, M. H. P., B. J. Hoskins, and D. B. Stephenson, 2001 : Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation ? **14**, 3495–3507, doi :10.1175/1520-0442(2001)014<3495:AOONAO>2.0.CO;2.
- Andrews, D. G., and M. E. Mc Intyre, 1976 : Planetary Waves in Horizontal and Vertical Shear : The Generalized Eliassen-Palm Relation and the Zonal Acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031–2048, doi :10.1175/1520-0469(1976)033<2031:PWIHAV>2.0.CO;2.
- Arakelian, A., and F. Codron, 2012 : Southern Hemisphere Jet Variability in the IPSL GCM at Varying Resolutions. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 3788–3799, doi :10.1175/JAS-D-12-0119.1.
- Athanasiadis, P. J., J. M. Wallace, and J. J. Wettstein, 2010 : Patterns of Wintertime Jet Stream Variability and Their Relation to the Storm Tracks. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 1361–1381, doi :10.1175/2009JAS3270.1.
- Ayrault, F., F. Lalaurette, A. Joly, and C. Loo, 1995 : North Atlantic Ultra High Frequency Variability. *Tellus*, **47**, 671–696, doi :10.13402/tellusa.v47i5.11565.
- Balasubramanian, G., and S. T. Garner, 1997 : The Role of Momentum Fluxes in Shaping the Life Cycle of a Baroclinic Wave. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 510–533, doi :10.1175/1520-0469(1997)054<0510:TROMFI>2.0.CO;2.
- Bals-Elsholz, T. M., E. H. Atallah, L. F. Bosart, T. A. Wasula, M. J. Cempa, and A. R. Lupo, 2001 : The Wintertime Southern Hemisphere Split Jet : Structure, Variability, and Evolution. *J. Climate*, **14**, 4191–4215, doi :10.1175/1520-0442(2001)014<4191:TWSHSJ>2.0.CO;2.
- Barnes, E. A., and D. L. Hartmann, 2010 : Testing a Theory for the Effect of Latitude on the Persistence of Eddy-Driven Jets Using CMIP3 Simulations. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L15 801, doi :10.1029/2010GL044144.
- Barnes, E. A., and D. L. Hartmann, 2011 : Rossby Wave Scales, Propagation, and the Variability of Eddy-Driven Jets. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 2893–2908, doi :10.1175/JAS-D-11-039.1.

- Barnes, E. A., D. L. Hartmann, D. M. W. Frierson, and J. Kidston, 2010 : Effect of Latitude on the Persistence of Eddy-Driven Jets. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L11 804, doi :10.1029/2010GL043199.
- Barnes, E. A., and L. M. Polvani, 2013 : Response of the Midlatitude Jets, and of Their Variability, to Increased Greenhouse Gases in the CMIP5 Models. **26**, 7117–7135, doi : 10.1175/JCLI-D-12-00536.1.
- Barnes, E. A., and D. W. J. Thompson, 2014 : Comparing the Roles of Barotropic versus Baroclinic Feedbacks in the Atmosphere's Response to Mechanical Forcing. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 177–194, doi :10.1175/JAS-D-13-070.1.
- Beltrando, G., 2011 : *Les Climats : Processus, Variabilité et Risques*. Armand Colin, 288 pp.
- Blanco-Fuentes, J., and P. Zurita-Gotor, 2011 : The Driving of Baroclinic Anomalies at Different Time Scales. *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L23 805, doi :10.1029/2011GL049785.
- Branstator, G. W., 2002 : Circumglobal Teleconnections, the Jet Stream Waveguide, and the North Atlantic Oscillation. *J. Climate*, **15**, 1893–1910, doi :10.1175/1520-0442(2002)015<1893:CTTJSW>2.0.CO;2.
- Brunet, G., and P. H. Haynes, 1996 : Low-Latitude Reflection of Rossby Wave Trains. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 482–496, doi :10.1175/1520-0469(1996)053<0482:LLRORW>2.0.CO;2.
- Butler, A. H., D. W. J. Thompson, and R. Heikes, 2010 : The Steady-State Atmospheric Circulation Response to Climate Change—like Thermal Forcings in a Simple General Circulation Model. *J. Climate*, **23**, 3474–3496, doi :10.1175/2010JCLI3228.1.
- Cai, M., and M. Mak, 1990 : On the Basic Dynamics of Regional Cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1417–1442, doi :10.1175/1520-0469(1990)047<1417%3AOTBDOR>2.0.CO%3B2.
- Chang, E. K. M., Y. Guo, and X. Xia, 2012 : CMIP5 Multimodel Ensemble Projection of Storm Track Change Under Global Warming. *J. Geophys. Res.*, **117**, D23 118, doi : 10.1029/2012JD018578.
- Charney, J. G., 1947 : The Dynamics of Long Waves in a Baroclinic Westerly Current. *J. Meteor.*, **4**, 136–162—, doi :10.1175/1520-0469(1947)004<0136:TDOLWI>2.0.CO;2.
- Charney, J. G., and P. G. Drazin, 1961 : Propagation of Planetary-Scale Disturbances from the Lower into the Upper Atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 83–109, doi : 10.1029/JZ066i001p00083.
- Chavaillaz, Y., F. Codron, and M. Kageyama, 2013 : Southern Westerlies in LGM and Future (RCP4.5) Climates. *Clim. Past*, **9**, 517–524, doi :10.5194/cp-9-517-2013.
- Chen, G., I. M. Held, and W. A. Robinson, 2007 : Sensitivity of the Latitude of the Surface Westerlies to Surface Friction. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2899–2915, doi :10.1175/JAS3995.1.
- Chen, G., and A. R. Plumb, 2009 : Quantifying the Eddy Feedback and the Persistence of the Zonal Index in an Idealized Atmospheric Model. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 3707–3720, doi :10.1175/2009JAS3165.1.

- Chen, G., and P. Zurita-Gotor, 2008 : The Tropospheric Jet Response to Prescribed Zonal Forcing in an Idealized Atmospheric Model. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2254–2271, doi :10.1175/2007JAS2589.1.
- Codron, F., 2007 : Relations between Annular Modes and the Mean State : Southern Hemisphere Winter. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3328–3339, doi :10.1175/JAS4012.1.
- Crantz, D., 1767 : *The History Of Greenland : Containing A Description Of The Country And Its Inhabitants*. London, 405 pp.
- D’Andrea, F., and R. Vautard, 2001 : Extratropical Low-Frequency Variability as a Low Dimensional Problem I : A Simplified Model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 1357–1374, doi :10.1175/.
- Dee, D. P., and Coauthors, 2011 : The ERA-Interim Reanalysis : Configuration and Performance of the Data Assimilation System. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 553–597, doi :10.1002/qj.828.
- Drouard, M., G. Rivière, and P. Arbogast, 2013 : The North Atlantic Oscillation Response to Large-Scale Atmospheric Anomalies in the Northeastern Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 2854–2874, doi :10.1175/JAS-D-12-0351.1.
- Eady, E. T., 1949 : Long Waves and Cyclone Waves. *Tellus*, **1**, 33–52, doi :10.1111/j.2153-3490.1949.tb01265.x.
- Edmon, H. J., Jr., B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1980 : Eliassen-Palm Cross Section for the Troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616, doi :10.1175/.
- Eichelberger, S. J., and D. L. Hartmann, 2007 : Zonal Jet Structure and the Leading Mode of Variability. *J. Climate*, **20**, 5149–5163, doi :10.1175/JCLI4279.1.
- Eliassen, A., and E. Palm, 1961 : On the Transfer of Energy in Stationary Mountain Wave. *Geophys. Norv.*, **23**, 1–23.
- Esbensen, S. K., 1984 : A Comparison of Intermonthly and Interannual Teleconnections in the 700 mb Geopotential Height Field during the Northern Hemisphere Winter. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 2016–2032, doi :10.1175/1520-0493(1984)112<2016:ACOI>2.0.CO;2.
- Feldstein, S. B., 2000 : The Timescale, Power Spectra, and Climate Noise Properties of Teleconnection Patterns. *J. Climate*, **13**, 4430–4440, doi :10.1175/1520-0442(2000)013<4430:TTPSAC>2.0.CO;2.
- Feldstein, S. B., 2003 : The Dynamics of NAO Teleconnection Pattern Growth and Decay. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 901–924, doi :10.1256/qj.02.76.
- Feldstein, S. B., and S. Lee, 1996 : Mechanisms of Zonal Index Variability in an Aquaplanet GCM. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3541–3555, doi :10.1175/1520-0469(1996)053<3541:MOZIVI>2.0.CO;2.
- Feldstein, S. B., and S. Lee, 1998 : Is the Atmospheric Zonal Index Driven by an Eddy Feedback ? *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3077–3086, doi :10.1175/1520-0469(1998)055<3077:ITAZID>2.0.CO;2.

- Gall, R., 1976 : Structural Changes of Growing Baroclinic Waves. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 374–390, doi :10.1175/1520-0469(1976)033<0374:SCOGBW>2.0.CO;2.
- Geisler, J. E., and R. E. Dickinson, 1974 : Numerical Study of an Interacting Rossby Wave and Barotropic Zonal Flow Near a Critical Level. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 946–955, doi : 10.1175/1520-0469(1974)031<0946:NSOAIR>2.0.CO;2.
- Gerber, E. P., and G. K. Vallis, 2007 : Eddy Zonal Flow Interactions and the Persistence of the Zonal Index. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3296–3311, doi :10.1175/JAS4006.1.
- Haines, K., and A. Hannachi, 1995 : Weather Regimes in the Pacific from a GCM. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2444–2462, doi :10.1175/520-0469(1995)052<2444:WRITPF>2.0.CO;2.
- Harnik, N., and R. S. Lindzen, 2001 : The Effect of Reflecting Surfaces on the Vertical Structure and Variability of Stratospheric Planetary Waves. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2872–2894, doi :10.1175/1520-0469(2001)058<2872:TEORSO>2.0.CO;2.
- Harvey, B. J., L. C. Shaffrey, and T. J. Woollings, 2014 : Equator-to-Pole Temperature Differences and the Extra-Tropical Storm Track Responses of the CMIP5 Climate Models. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1171–1182, doi :10.1007/s00382-013-1883-9.
- Held, I. M., 1983 : Stationary and Quasi-Stationary Eddies in the Extratropical Troposphere : Theory. *Large-Scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B. J. Hoskins, and R. P. Pearce, Eds., Academic Press, p. 127–168.
- Held, I. M., and M. J. Suarez, 1994 : A Proposal for the Intercomparison of the Dynamical Cores of Atmospheric General Circulation Models. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **75**, 1825–1830, doi :10.1175/1520-0477(1994)075<1825:APFTIO>2.0.CO;2.
- Holton, J. R., 1992 : *An Introduction to Dynamic Meteorology, 3rd Edition*. Academic Press, 511 pp.
- Holton, J. R., 2004 : *An Introduction to Dynamic Meteorology, 4th Edition*. Elsevier Academic Press, 535 pp.
- Hoskins, B. J., and T. Ambrizzi, 1993 : Rossby Wave Propagation on a Realistic Longitudinally Varying Flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1661–1671, doi :10.1175/1520-0469(1993)050<1661%3ARWPOAR>2.0.CO%3B2.
- Hoskins, B. J., and P. J. Valdes, 1990 : On the Existence of Storm-Track. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1854–1864, doi :10.1175/1520-0469(1990)047<1854:OTEOST>2.0.CO;2.
- James, I. N., 1987 : Suppression of Baroclinic Instability in Horizontally Sheared Flows. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3710–3720, doi :10.1175/1520-0469(1987)044<3710:SOBIIIH>2.0.CO;2.
- Kalnay, E., and Coauthors, 1996 : The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471, doi :10.1175/1520-0477(1996)077<0437:TNYRP>2.0.CO;2.
- Karoly, D. J., 1983 : Rossby Wave Propagation in a Barotropic Atmosphere. *Dyn. Atmos. Oceans*, **7**, 111–125, doi :10.1016/0377-0265(83)90013-1.
- Karoly, D. J., and B. J. Hoskins, 1982 : Three Dimensional Propagation of Planetary Waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 109–123.

- Kidston, J., and E. P. Gerber, 2010 : Intermodel Variability of the Poleward Shift of the Austral Jet Stream in the CMIP3 Integrations Linked to Biases in 20th Century Climatology. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L09 708, doi :10.1029/2010GL042873.
- Killworth, P. D., and M. E. Mc Intyre, 1985 : Do Rossby-Wave Critical Layers Absorb, Reflect, or Over-Reflect? *J. Fluid Mech.*, **161**, 449–492, doi :10.1017/S0022112085003019.
- Kistler, R., and Coauthors, 2001 : The NCEP/NCAR 50-Year Reanalysis : Monthly Means CD-ROM and Documentation. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**, 247–268, doi :10.1175/1520-0477(2001)082<0247%3ATNNYRM>2.3.CO%3B2.
- Kushner, P. J., and L. M. Polvani, 2004 : Stratosphere-Troposphere Coupling in a Relatively Simple AGCM : The Role of Eddies. **17**, 629–639, doi :10.1175/1520-0442(2004)017<0629:SCIARS>2.0.CO;2.
- Kushner, P. J., and L. M. Polvani, 2006 : Stratosphere-Troposphere Coupling in a Relatively Simple AGCM : Impact of the Seasonal Cycle. **19**, 5721–5727, doi :10.1175/JCLI4007.1.
- Kushnir, Y., W. A. Robinson, I. Bladé, N. M. J. Hall, S. Peng, and R. T. Sutton, 2002 : Atmospheric GCM Response to Extratropical SST Anomalies : Synthesis and Evaluation. **15**, 2233–2256, doi :10.1175/1520-0442(2002)015<2233%3AAGRTE>2.0.CO%3B2.
- Lachmy, O., and N. Harnik, 2014 : The Transition to a Subtropical Jet Regime and Its Maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 1389–1409, doi :10.1175/JAS-D-13-0125.1.
- Lachmy, O., and N. Harnik, 2016 : Wave and Jet Maintenance in Different Flow Regimes. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 2465–2484, doi :10.1175/JAS-D-15-0321.1.
- Lee, S., S.-W. Son, K. Grise, and S. B. Feldstein, 2007 : A Mechanism for the Poleward Propagation of Zonal Mean Flow Anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 849–868, doi :10.1175/JAS3861.1.
- Legras, B., T. Desponts, and B. Piguet, 1987 : Cluster Analysis and Weather Regimes. *ECMWF Seminar on The Nature and Prediction of Extra Tropical Weather Systems*, 123–149.
- Lindzen, R. S., and B. Farrell, 1980 : A Simple Approximate Result for the Maximum Growth Rate of Baroclinic Instabilities. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1648–1654, doi :10.1175/1520-0469(1980)037<1648:ASARFT>2.0.CO;2.
- Linkin, M. E., and S. Nigam, 2008 : The North Pacific Oscillation-West Pacific Teleconnection Pattern : Mature-Phase Structure and Winter Impacts. *J. Climate*, **21**, 1979–1997, doi :10.1175/2007JCLI2048.1.
- Lorenz, D. J., 2014a : Understanding Midlatitude Jet Variability and Change Using Rossby Wave Chromatography : Poleward-Shifted Jets in Response to External Forcing. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 2370–2389, doi :10.1175/JAS-D-13-0200.1.
- Lorenz, D. J., 2014b : Understanding Midlatitude Jet Variability and Change Using Rossby Wave Chromatography : Wave-Mean Flow Interaction. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 3684–3705, doi :10.1175/JAS-D-13-0201.1.

- Lorenz, D. J., 2015 : Understanding Midlatitude Jet Variability and Change Using Rossby Wave Chromatography : Methodology. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 369–388, doi :10.1175/JAS-D-13-0199.1.
- Lorenz, D. J., and D. L. Hartmann, 2001 : Eddy-Zonal Flow Feedback in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3312–3327, doi :10.1175/1520-0469(2001)058<3312:EZFFIT>2.0.CO;2.
- Lorenz, D. J., and D. L. Hartmann, 2003 : Eddy-Zonal Flow Feedback in the Northern Hemisphere Winter. *J. Climate*, **16**, 1212–1227, doi :10.1175/1520-0442(2003)16<1212:EFFITN>2.0.CO;2.
- Lorenz, E. N., 1951 : Seasonal and Irregular Variations of the Northern Hemisphere Sea-Level Pressure Profile. *J. Meteor.*, **8**, 52–59, doi :10.1175/1520-0469(1951)008<0052:SAIVOT>2.0.CO;2.
- Lorenz, E. N., 1955 : Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation. *Tellus*, **7**, 157–167, doi :10.1111/j.2153-3490.1955.tb01148.x.
- Lu, J., G. Chen, and D. M. W. Frierson, 2008 : Response of the Zonal Mean Atmospheric Circulation to El Niño versus Global Warming. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 5835–5851, doi : 10.1175/2008JCLI2200.1.
- Lu, J., G. Chen, and D. M. W. Frierson, 2010 : The Position of the Midlatitude Storm Track and Eddy-Driven Westerlies in Aqua-planet AGCMs. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3984–4000, doi :10.1175/2010JAS3477.1.
- Lutsko, N. J., I. M. Held, and P. Zurita-Gotor, 2015 : Applying the Fluctuation-Dissipation Theorem to a Two-Layer Model of Quasigeostrophic Turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 3161–3177, doi :10.1175/JAS-D-14-0356.1.
- Magnusdottir, G., and P. H. Haynes, 1999 : Reflection of Planetary Waves in Three-Dimensional Tropospheric Flows. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 652–670, doi :10.1175/1520-0469(1999)056<0652:ROPWIT>2.0.CO;2.
- Malardel, S., 2005 : *Fondamentaux de Météorologie : à l'école du temps*. Cépaduès Éditions, 709 pp.
- Marshall, J., and F. Molteni, 1993 : Toward a Dynamical Understanding of Planetary-Scale Flow Regimes. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1792–1818, doi :10.1175/1520-0469(1993)050<1792:TADUOP>2.0.CO;2.
- Matsuno, T., 1970 : Vertical Propagation of Stationary Planetary Waves in the Winter Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871–883, doi :10.1175/1520-0469(1970)027<0871:VPOSPW>2.0.CO;2.
- Michel, C., and G. Rivière, 2011 : The Link between Rossby Wave Breakings and Weather Regime Transitions. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 1730–1748, doi :10.1175/2011JAS3635.1.
- Michel, C., and G. Rivière, 2014 : Sensitivity of the Position and Variability of the Eddy-Driven Jet to Different SST Profiles in an Aquaplanet General Circulation Model. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 349–371, doi :10.1175/JAS-D-13-074.1.



- Michelangeli, P.-A., R. Vautard, and B. Legras, 1995 : Weather Regimes : Recurrence and Quasi Stationarity. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1237–1256, doi :10.1175/1520-0469(1995)052<1237%3AWRRAQS>2.0.CO%3B2.
- Molteni, F., A. Sutera, and N. Tronci, 1988 : The EOFs of the Geopotential Eddies at 500 mb in Winter and Their Probability Density Distributions. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3063–3080, doi :10.1175/1520-0469(1988)045<3063:TEOTGE>2.0.CO;2.
- Moon, W., and S. B. Feldstein, 2009 : Two Types of Baroclinic Life Cycles during the Southern Hemisphere Summer. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1401–1417, doi :10.1175/2008JAS2826.1.
- Nakamura, H., T. Sampe, Y. Tanimoto, and A. Shimpo, 2004 : Observed Associations Among Storm Tracks, Jet Streams and Midlatitude Oceanic Fronts. *Earth's Climate : The Ocean-Atmosphere Interaction*, C. Wang, S.-P. Xie, and J. A. Carton, Eds., Geophysical Monograph, Vol. 147, American Geophysical Union, p. 329–345.
- Namias, J., 1964 : Seasonal Persistence and Recurrence of European Blocking During 1958-1960. *Tellus*, **16**, 394–407, doi :10.1111/j.2153-3490.1964.tb00176.x.
- Ogawa, F., H. Nakamura, K. Nishii, T. Miyasaka, and A. Kuwano-Yoshida, 2016 : Importance of Midlatitude Oceanic Frontal Zones for the Annular Mode Variability : Interbasin Differences in the Southern Annular Mode Signature. *J. Climate*, **29**, 6179–6199, doi :10.1175/JCLI-D-15-0885.1.
- Orlanski, I., 2003 : Bifurcation in Eddy Life Cycles : Implication for Storm-Track Variability. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 993–1023, doi :10.1175/1520-0469(2003)60<993:BIELCI>2.0.CO;2.
- O'Rourke, A. K., and G. K. Vallis, 2013 : Jet Interaction and the Influence of a Minimum Phase Speed Bound on the Propagation of Eddies. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 2614–2628, doi :10.1175/JAS-D-12-0303.1.
- O'Rourke, A. K., and G. K. Vallis, 2016 : Meridional Rossby Wave Generation and Propagation in the Maintenance of the Wintertime Tropospheric Double Jet. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 2179–2201, doi :10.1175/JAS-D-15-0197.1.
- Oudar, T., E. Sanchez-Gomez, F. Chauvin, J. Cattiaux, L. Terray, and C. Cassou, 2017 : Respective Roles of Direct GHG Radiative Forcing and Induced Arctic Sea Ice Loss on the Northern Hemisphere Atmospheric Circulation. *Climate Dyn.*, 1–21, doi :10.1007/s00382-017-3541-0.
- Palmer, T. N., 1982 : Properties of the Eliassen-Palm Flux for Planetary Scale Motions. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 992–997, doi :10.1175/1520-0469(1982)039<0992:POTEPP>2.0.CO%3B2.
- Perlwitz, J., and N. Harnik, 2003 : Observational Evidence of a Stratospheric Influence on the Troposphere by Planetary Wave Reflection. *J. Climate*, **16**, 3011–3026, doi :10.1175/1520-0442(2003)016<3011:OEOASI>2.0.CO;2.
- Rex, D. F., 1950 : Blocking Action in the Middle Troposphere and its Effect Upon Regional Climate. II : The Climatology of Blocking. *Tellus*, **2**, 275–302, doi :10.1111/j.2153-3490.1950.tb00339.x.

- Ring, M. J., and A. R. Plumb, 2007 : Forced Annular Mode Patterns in a Simple Atmospheric General Circulation Model. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3611–3626, doi :10.1175/JAS4031.1.
- Ring, M. J., and A. R. Plumb, 2008 : The Response of a Simplified GCM to Axisymmetric Forcings : Applicability of the Fluctuation-Dissipation Theorem. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3880–3898, doi :10.1175/2008JAS2773.1.
- Rivière, G., 2009 : The Effect of Latitudinal Variations in Low-Level Baroclinicity on Eddy Life Cycles and Upper-Tropospheric Wave-Breaking Processes. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1569–1592, doi :10.1175/2008JAS2919.1.
- Rivière, G., 2010 : Role of Rossby Wave Breaking in the West Pacific Teleconnection. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L11 802, doi :10.1029/2010GL043309.
- Rivière, G., 2011 : A Dynamical Interpretation of the Poleward Shift of the Jet Streams in Global Warming Scenarios. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 1253–1272, doi :10.1175/2011JAS3641.1.
- Rivière, G., and M. Drouard, 2015 : Dynamics of the Northern Annular Mode at Weekly Time Scales. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 4569–4590, doi :10.1175/JAS-D-15-0069.1.
- Rivière, G., J.-B. Gilet, and L. Oruba, 2013 : Understanding the Regeneration Stage Undergone by Surface Cyclones Crossing a Midlatitude Jet in a Two-Layer Model. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 2832–2853, doi :10.1175/JAS-D-12-0345.1.
- Rivière, G., L. Robert, and F. Codron, 2016 : A Short-Term Negative Eddy Feedback on Midlatitude Jet Variability due to Planetary Waves Reflections. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 4311–4328, doi :10.1175/JAS-D-16-0079.1.
- Robert, L., G. Rivière, and F. Codron, 2017 : Positive and Negative Eddy Feedbacks Acting on Midlatitude Jet Variability in a Three-Level Quasigeostrophic Model. *J. Atmos. Sci.*, **74**, 1635–1649, doi :10.1175/JAS-D-16-0217.1.
- Robinson, W. A., 1996 : Does Eddy Feedback Sustain Variability in the Zonal Index ? *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3556–3569, doi :10.1175/1520-0469(1996)053<3556:DEFSVI>2.0.CO;2.
- Robinson, W. A., 1997 : Dissipation Dependence of the Jet Latitude. **10**, 176–182, doi :10.1175/1520-0442(1997)010<0176:DDOTJL>2.0.CO;2.
- Robinson, W. A., 2000 : A Baroclinic Mechanism for the Eddy Feedback on the Zonal Index. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 415–422, doi :10.1175/1520-0469(2000)057<0415:ABMFTE>2.0.CO;2.
- Robinson, W. A., 2006 : On the Self-Maintenance of Midlatitude Jets. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2109–2122, doi :10.1175/JAS3732.1.
- Rogers, J. C., 1981 : The North Pacific Oscillation. *Int. J. Climatol.*, **1**, 39–57, doi :10.1002/joc.3370010106.
- Seager, R., N. Harnik, Y. Kushnir, W. A. Robinson, and J. A. Miller, 2003 : Mechanisms of Hemispherically Symmetric Climate Variability. **16**, 2960–2978, doi :10.1175/1520-0442(2003)016<2960:MOHSCV>2.0.CO;2.

- Shaw, T. A., and Coauthors, 2006 : Storm Track Processes and the Opposing Influences of Climate Change. *Nature Geosc.*, **9**, 1965–1981, doi :10.1038/NGEO2783.
- Simmons, A. J., and B. J. Hoskins, 1978 : The Life Cycle of Some Nonlinear Baroclinic Waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 414–432, doi :10.1175/1520-0469(1978)035<0414:TLCOSN>2.0.CO;2.
- Simpson, I. R., T. A. Shaw, and R. Seager, 2014 : A Diagnosis of the Seasonally and Longitudinally Varying Midlatitude Circulation Response to Global Warming. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 2489–2515, doi :10.1175/JAS-D-13-0325.1.
- Simpson, I. R., T. G. Shepherd, P. Hitchcock, and J. F. Scinocca, 2013 : Southern Annular Mode Dynamics in Observations and Models. Part II : Eddy Feedbacks. *J. Climate*, **26**, 5220–5241, doi :10.1175/JCLI-D-12-00495.1.
- Son, S.-W., and S. Lee, 2005 : The Response of Westerly Jets to Thermal Driving in a Primitive Equation Model. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3741–3757, doi :10.1175/JAS3571.1.
- Son, S.-W., and S. Lee, 2006 : Preferred Modes of Variability and Their Relationship with Climate Change. *J. Climate*, **19**, 2063–2075, doi :10.1175/JCLI3705.1.
- Son, S.-W., S. Lee, S. B. Feldstein, and J. E. T. Hoeschele, 2008 : Time Scale and Feedback of Zonal-Mean-Flow Variability. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 935–952, doi :10.1175/2007JAS2380.1.
- Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace, 2000 : Annular Modes in the Extratropical Circulation. Part I : Month-to-Month Variability. *J. Climate*, **13**, 1000–1016, doi : 10.1175/1520-0442(2000)013<1000%3AAMITEC>2.0.CO%3B2.
- Vallis, G. K., 2006 : *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 745 pp.
- Vallis, G. K., and E. P. Gerber, 2008 : Local and Hemispheric Dynamics of the North Atlantic Oscillation, Annular Patterns and the Zonal Index. *Dyn. Atmos. Oceans*, **44**, 184–212, doi :10.1016/j.dynatmoce.2007.04.003.
- Vallis, G. K., P. Zurita-Gotor, C. Cairns, and J. Kidston, 2015 : Response of the Large-Scale Structure of the Atmosphere to Global Warming. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **141**, 1479–1501, doi :10.1002/qj.2456.
- Vautard, R., 1990 : Multiple Weather Regimes over the North Atlantic : Analysis of Precursors and Successors. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 2056–2081, doi :10.1175/1520-0493(1990)118<2056:MWROTN>2.0.CO%3B2.
- von Storch, G., Hansand Bürger, G. Schnur, and J.-S. von Storch, 1995 : Principal Oscillation Patterns : a Review. *J. Climate*, **8**, 377–400, doi :10.1175/1520-0442(1995)008<0377%3APOPAPAR>2.0.CO%3B2.
- Walker, G. T., and E. W. Bliss, 1932 : World Weather V. *Mem. Roy. Meteor. Soc.*, **4**, 53–84.
- Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981 : Teleconnections in the Geopotential Height Field during the Northern Hemisphere Winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784–812, doi :10.1175/1520-0493(1981)109<0784:TITGHF>2.0.CO;2.

- Ward, J. H., Jr., 1963 : Hierarchical Grouping to Optimize an Objective Function. *J. Acoust. Soc. Am.*, **58**, 236–244, doi :10.1080/01621459.1963.10500845.
- Watterson, I. G., 2002 : Wave-Mean Flow Feedback and the Persistence of Simulated Zonal Flow Vacillation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1274–1288, doi :10.1175/1520-0469(2002)059<1274:WMFFAT>2.0.CO;2.
- Woolings, T., A. Hannachi, and B. J. Hoskins, 2010 : Variability of the North Atlantic Eddy-Driven Jet Stream. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **136**, 856–868, doi :10.1002/qj.625.
- Yang, X., and E. K. M. Chang, 2007 : Eddy-Zonal Flow Feedback in the Southern Hemisphere Winter and Summer. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3091–3112, doi :10.1175/JAS4005.1.
- Yu, J.-Y., and D. L. Hartmann, 1993 : Zonal Flow Vacillation and Eddy Forcing in a Simple GCM of the Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3244–3259, doi :10.1175/1520-0469(1993)050<3244:ZFVAEF>2.0.CO;2.
- Zhang, Y., X.-Q. Yang, Y. Nie, and G. Chen, 2012 : Annular Mode-Like Variation in a Multilayer Quasigeostrophic Model. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 2940–2958, doi :10.1175/JAS-D-11-0214.1.
- Zurita-Gotor, P., 2014 : On the Sensitivity of Zonal-Index Persistence to Friction. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 3788–3800, doi :10.1175/JAS-D-14-0067.1.
- Zurita-Gotor, P., J. Blanco-Fuentes, and E. P. Gerber, 2014 : The Impact of Baroclinic Eddy Feedback on the Persistence of Jet Variability in the Two-Layer Model. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 410–429, doi :10.1175/JAS-D-13-0102.1.

## Table des figures

1	Représentation schématique de la cellule de Hadley (tirée de Beltrando (2011), figure 2.6) . . . . .	2
2	Moyenne climatologique annuelle entre 1979 et 2016 du vent zonal (en couleur) et méridien (en contours noirs pour les valeurs positives et gris pour les valeurs négatives, intervalle de $0.5 \text{ m s}^{-1}$ ) moyenné zonalement dans la réanalyse ERA-Interim en fonction de la latitude et de la pression. . . . .	2
3	Moyenne climatologique annuelle entre 1979 et 2016 du vent zonal à 850hPa dans la réanalyse ERA-Interim en fonction de la longitude et de la latitude. Le contour des côtes est indiqué en gras. . . . .	3
4	(à gauche) fréquence, (en haut à droite) intensité moyenne et (en bas à droite) intensité maximale des cyclones extratropicaux obtenues à partir de l'"Atlas of Extra-Tropical Cyclones 1961-1998" basé sur la réanalyse NCEP/NCAR. Source : <a href="http://www.giss.nasa.gov/research/news/20030210/">www.giss.nasa.gov/research/news/20030210/</a> . . . . .	4
1.1	Schéma de principe de formation et de propagation des ondes de Rossby (tiré de Malardel (2005), figure 1.4). . . . .	8
1.2	Schéma de principe de l'évolution de la vorticité relative en cas d'étirement ou de compression d'une colonne d'air. . . . .	10
1.3	Moyenne climatologique annuelle entre 1979 et 2016 de température potentielle dans la réanalyse ERA-Interim en fonction de la latitude et de la pression. . . . .	11
1.4	Représentation schématique de la circulation secondaire induite par une anomalie cyclonique au niveau du sol : (a) perturbation initiale en température, (b) son évolution sans circulation secondaire, (c) perturbation initiale de vorticité, (d) son évolution sans circulation secondaire et (e) circulation secondaire induite (tiré de Malardel (2005), figure 14.26). . . . .	12
1.5	Représentation schématique de la circulation secondaire induite par une anomalie cyclonique au sommet de la troposphère : (a) perturbation initiale en température et vorticité et (b) circulation secondaire induite (tiré de Malardel (2005), figure 14.28). . . . .	13
1.6	Représentation schématique de l'instabilité barocline : (a) circulation verticale due à une perturbation cyclonique au sol, (b) circulation verticale due à une perturbation cyclonique d'altitude et (c) combinaison des deux résultant en une circulation secondaire tendant à accentuer les anomalies de vorticité potentielle (tiré de Malardel (2005), figures 19.12). . . . .	13
1.7	Représentation schématique de la source d'énergie potentielle utilisable aux moyennes latitude : (a) stratification due aux chauffage différentielle entre l'équateur et les pôles, (b) stratification résultant de l'effet de la force de Coriolis aux moyennes latitudes et (c) état de repos de l'atmosphère sans rotation (tiré de Malardel (2005), figure 19.1). . . . .	14

1.8	Représentation schématique du cycle énergétique de Lorenz représenté par les équations (1.8) entre l'écoulement moyen (Z) et les perturbations (E). K représente l'énergie cinétique, P l'énergie potentielle utilisable, T l'énergie totale, S les termes source, D les termes dissipatifs et C les termes de conversion. . . . .	16
1.9	Tracé des conversions d'énergies intégrées en fonction du temps pour un cycle de vie d'une perturbation barocline (tiré de Simmons and Hoskins (1978), figure 5). La correspondance avec les notations du texte sont les suivantes : $CP = C(A_Z \rightarrow A_E)$ , $CK = -C(K_Z \rightarrow K_E)$ , $CZ = -C(A_Z \rightarrow K_Z)$ et $CE = -C(A_E \rightarrow K_E)$ . . . . .	16
1.10	Structure dans le plan (x,y) des contours de fonction de courant associés à une onde de Rossby générée dans le courant-jet. Sur la figure, $\overline{uv}$ correspond au $[u^*v^*]$ de l'équation (1.10) (tiré de Vallis (2006), figure 12.5). . . . .	18
1.11	Schéma descriptif de l'impact de la propagation méridienne des ondes de Rossby sur le courant-jet (qui correspond à la principale source d'excitation de ces ondes). (tiré de Vallis (2006), figure 12.4). . . . .	19
1.12	Moyenne climatologique annuelle entre 1979 et 2016 du flux d'Eliassen-Palm (flèches) et de sa divergence (contours) dans la réanalyse ERA-Interim en fonction de la latitude et de la pression. . . . .	19
1.13	(a,b) Vent géostrophique moyen et (c,d) anomalies de géopotentiel régressées selon l'indice normalisé du NAM (à gauche) et du SAM (à droite), basée sur des données mensuelles de janvier 1958 à décembre 1997 (tiré de Thompson and Wallace (2000), figure 3). . . . .	22
1.14	Structure de la principale EOF de la pression au niveau de la mer, calculée à partir de la variabilité hivernale (DJFM) (a gauche) sur le secteur Atlantique seulement et (à droite) sur tout l'hémisphère Nord (tiré de Ambaum et al. (2001), figures 4a et 1a respectivement). . . . .	23
1.15	Anomalies de pression au niveau de la mer (SLP, à gauche) et du géopotentiel à 500hPa (à droite) associées à la WP et la NAO, régressée sur tous les hivers entre 1958 et 2001 d'après la réanalyse ERA-40 (tiré de Linkin and Nigam (2008), figure 13). . . . .	24
1.16	Carte de corrélation obtenue pour la téléconnection Pacifique Nord Américaine. Les lignes rouges, grises et bleues représentent respectivement une corrélation positive, nulle et négative avec un intervalle de 0.35. Source : <a href="http://research.jisao.washington.edu/data_sets/pna">http://research.jisao.washington.edu/data_sets/pna</a> . . . . .	25
1.17	Isolignes du géopotentiel à 700hPa (en rouge) et intensité du vent zonal (en couleur) pour les 4 régimes de temps de l'Atlantique Nord : (a) régime zonal (ZO), (b) régime de blocage (BL), (c) anticyclone groenlandais (GA) et (d) dorsale atlantique (AR) (d'après Ayrault et al. (1995), figure 1). . . . .	26
1.18	Composites des anomalies de vent zonal pour une phase positive (High) et négative (Low) du mode de variabilité dominant (a) du jet Atlantique et (b) du jet Pacifique. La moyenne climatologique est tracée en trait plein et la différence des deux composites en pointillé (tiré de Eichelberger and Hartmann (2007), figure 4). . . . .	27
1.19	Composites des anomalies de vent zonal pour une phase positive (trait plein) et négative (pointillé) du SAM pour l'océan Indien (à gauche) et Pacifique (à droite) (tiré de Codron (2007), figure 4). . . . .	28

1.20	Corrélation croisée entre PC, la composante principale associée à l'EOF1, et $m$ , la projection des anomalies de convergence de flux de quantité de mouvement intégrées zonalement et verticalement, pour l'hémisphère Sud en l'absence de rétroaction (trait fin) et dans les réanalyses NCEP (trait épais) (tiré de Lorenz and Hartmann (2001), figure 7a). . . . .	29
2.1	Zonally-averaged zonal wind (shadings ; units : $\text{m s}^{-1}$ ) and momentum flux convergence (contours ; int : $10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ) at 200 hPa as a function of time for nonlinear simulations of unstable normal modes with zonal wavenumbers (a) $m = 4$ , (b) $m = 5$ , (c) $m = 6$ , (d) $m = 7$ , (e) $m = 8$ and (f) $m = 9$ . . . . .	37
2.2	Projection $P(t)$ (see Eq. (2.15)) of the vertically-averaged momentum flux convergence at any time on the vertically-averaged momentum flux convergence at the initial time for nonlinear simulations of normal modes with different zonal wavenumbers. . . . .	38
2.3	Anomalous relative vorticity (contours ; units : $8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ) and momentum flux convergence (shadings ; units : $10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ ) at 200 hPa for the nonlinear simulation of the unstable normal mode with $m = 5$ at (a) $t = 0$ day (b) $t = 7$ days, (c) $t = 10$ days and (d) $t = 13$ days. . . . .	39
2.4	(Upper panels) Zonally-averaged zonal wind at 200 hPa for the nonlinear simulations of unstable normal modes with (a) $m = 5$ and (b) $m = 8$ . The vertical lines correspond to the critical latitudes of the days of interest. (Lower panels) Nondimensional refractive index $a n \text{sign}(n^2)$ at 200 hPa for (c) $m = 5$ and (d) $m = 7$ . . . . .	40
2.5	Model climatology of (a) the vertically-averaged momentum flux convergence for different wavenumbers (solid lines) and the vertically-averaged zonal wind (dashed line) and (b) the heat flux at the interface between the two lowest levels for the long-term simulation. . . . .	41
2.6	(Upper panels) vertically-averaged momentum flux (shadings ; units : $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) and zonal wind (contours ; int : $5 \text{ m s}^{-1}$ ) as a function of time and latitude from $t = 1180$ days to $t = 1200$ days of the long-term simulation. (Lower panels) vertically-averaged momentum flux convergence (contours ; int : $10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ) and zonal wind (shadings ; units : $\text{m s}^{-1}$ ) as a function of time and latitude. (a),(c) Planetary wave and (b),(d) synoptic wave. . . . .	43
2.7	Meridional wind (contours ; int : $\text{m s}^{-1}$ ) and momentum flux convergence (shadings ; units : $\text{m s}^{-2}$ ) at 200 hPa for zonal wavenumber $m = 4$ at (a) $t = 1183$ days, (b) $t = 1184$ days, (c) $t = 1185$ days and (d) $t = 1186$ days of the long-term simulation. . . . .	44
2.8	Vertical cross section of the nondimensional refractive index $a n \text{sign}(n^2)$ for $m = 4$ at $t = 1183$ days, (b) $t = 1184$ days, (c) $t = 1185$ days and (d) $t = 1186$ days of the long-term simulation. . . . .	45
2.9	Zonal averages at 200 hPa of (a) the potential vorticity gradient $\partial\bar{q}/\partial y$ , (b) the zonal wind $\bar{u}$ , (c) the ratio $a^2(\partial\bar{q}/\partial y)/(\bar{u} - c_0 a \cos \varphi)$ where $c_0 = c(t = 1183 \text{ days})$ is the phase speed computed at the beginning of the period and (d) the ratio $a^2(\partial\bar{q}/\partial y)/(\bar{u} - ca \cos \varphi)$ for $m = 4$ . . . . .	46

2.10	Time lag composites of (a),(c),(d) the vertically-averaged planetary-wave momentum flux and (b),(d),(f) its convergence as a function of latitude ; (a),(b) the planetary waves propagate equatorward (Eq composite) ; (c),(d) the planetary waves propagate poleward (Po composite) ; (e),(f) the planetary waves propagate equatorward and then poleward few days later (EqPo composite). See text for more details on the computation of the Eq, Po, EqPo composites. . . . .	47
2.11	(a),(c),(e) same as Figs. 2.10(a),(c),(e) but for the vertically-averaged zonal wind. (b),(d),(f) represent the shifting (solid lines) and pulsing (dashed lines) indexes for the same days as in (a),(c),(e) respectively. . . .	48
2.12	Flux de quantité de mouvement (en couleur) et sa convergence méridienne (en contour) en fonction de la latitude et du temps pour les jours 2160 à 2210 pour les nombres d'onde (a) $k = 3$ , (b) $k = 4$ et (c) $k = 5$ . Les réflexions détectées sont indiquées par des triangles : triangles pointant vers le haut pour les réflexions équateur/pôle et vers le bas pour les réflexions pôle/équateur. Les lignes pointillées indiquent la bande de latitude sur laquelle le flux de quantité de mouvement est intégré pour détecter les réflexions. . . . .	53
2.13	Nombre de réflexions calculé en fonction du nombre d'onde zonal dans la simulation de contrôle. Les réflexions pôle/équateur sont indiquées avec les triangles vers le bas et les réflexions équateur/pôle par les triangles vers le haut. . . . .	54
2.14	Idem que la figure 2.13 mais pour une simulation avec un forçage à 20°N. . . . .	55
2.15	Flux de quantité de mouvement pour $k = 10$ entre les jours 1025 et 1055 de la simulation avec forçage à 20°N. Les triangles indique la détection des réflexions avec la même convention que pour la figure 2.12. . . . .	55
2.16	Instantanés du vent méridien en moyenne verticale pour $k = 10$ à différents jours de la simulation avec forçage à 20°N : (a) jour 1041, (b) jour 1042, (c) jour 1043 et (d) jour 1044. . . . .	56
2.17	Tracé de la moyenne climatologique de la convergence de flux de quantité de mouvement (en couleur) et l'énergie totale des perturbations (en contour) à 200 hPa en fonction du nombre d'onde zonal $k$ et de la latitude $\varphi$ pour la simulation de contrôle. Les lignes en tireté pointillé indique la largeur du jet (qui correspond à $\pm 10^\circ$ autour du maximum de vent zonal moyen). . . . .	57
3.1	(a) Time average of the zonal mean zonal wind (dashed green line) and PDF of the daily positions of the maximum zonal mean zonal wind (blue histogram), (b) meridional structure of EOF1 (red) and EOF2 (blue) superimposed on the mean zonal wind profile in green. The vertical-mean of the wind is used in each case. The percentages of variance explained are given for each EOF on the lower right corner. . . . .	67
3.2	Autocorrelation function of the principal component for EOF1 (red) and EOF2 (blue). . . . .	67
3.3	Cross-covariances between each PC and its time derivative (in green), eddy forcing (in black) and surface drag (in light purple) for (a) PC1 and (b) PC2. Because PC is non dimensional, these quantities are plotted in 1/day. The PC leads for positive lags. . . . .	69



3.4	Climatological mean of the vertically integrated eddy momentum flux convergence (in black) and its planetary (in red) and synoptic (in blue) components.	70
3.5	Cross-covariances between each PC and its total eddy forcing (in black), and the planetary (in red) and synoptic (in blue) components for (a) PC1 and (b) PC2. PC leads for positive lags.	70
3.6	In shading, lagged composites for (left panels) the negative and (right panels) positive phases of PC2 : (a,b) planetary momentum flux convergence anomaly and (c,d) planetary momentum flux. Composites of the corresponding zonal wind anomalies are superimposed in contours with an interval of $0.5 \text{ m s}^{-1}$ . Negative contours are dashed and the zero contour is omitted. The dotted line indicates lag zero and the dashed-dotted lines the meridional extension of the mean jet (which corresponds to $\pm 10^\circ$ around the jet axis).	71
3.7	Schematic depiction of the sequence of planetary wave forcing onto the jet and planetary wave reflection during (a) the negative and (b) positive phases of PC2. The black arrows indicate the direction of propagation of the planetary wave and the thick solid line the reflecting level ( $n = 0$ ), with time increasing to the right. The horizontal dashed lines indicate the meridional extension of the jet. The green arrows show the momentum fluxes associated with the wave propagation, and the induced convergence and divergence of momentum flux are drawn in red and blue respectively. Lag zero corresponds to the day the reflection occurs.	73
3.8	In shading, lagged composites for (left panels) the positive phase of PC2 and (right panels) the synoptic eddy life cycle : (a,b) synoptic wave energy anomaly, (c,d) total conversion rate anomaly, (e,f) barotropic conversion rate anomaly and (g,h) baroclinic conversion rate anomaly. Composites of the corresponding zonal wind anomalies are superimposed in contours as in Fig. 3.6. The dotted line indicates the lag of maximum energy anomalies and the dashed-dotted lines the mean jet meridional extension (defined as in Fig. 3.6).	75
3.9	As in Fig. 3.8, but for components of the barotropic conversion rate anomaly due to (a,b) variations in the efficiency of waves in exchanging energy with the mean flow and (c,d) variations in lateral shears.	77
3.10	Schematic depiction of Eliassen-Palm flux (in grey arrows) and its resulting convergence (in blue) and divergence (in red) for different radiation efficiency : (a) $E = 0\%$ and (b) $E = 100\%$ . The dashed line indicates where the divergence is null.	78
3.11	Cross-covariance between each PC and the corresponding synoptic eddy forcing (in black, denoted MFC) and its barotropic (in red, denoted BT) and baroclinic (in blue, denoted BC) contributions for (a) PC1 and (b) PC2, as defined in Eq. (3.10)	79

3.12	In shading, lagged composites for the positive phase of (left panels) PC1 and (right panels) PC2 : (a,b) vertically-averaged baroclinicity anomaly and (c,d) synoptic heat flux anomaly at the interface between levels 2 and 3 (near surface). Composites of the corresponding zonal wind anomalies are superimposed in contours as in Fig. 3.6. The dotted line indicates lag zero and the dashed-dotted lines the meridional extension of the mean jet (defined as in Fig. 3.6). . . . .	80
3.13	(a) Histogramme des positions journalières du maximum de vent zonal (en bleu) et (b) structure méridienne des deux premières EOF (en rouge pour la première, en bleu pour la seconde) pour la période DJF. Leur pourcentages de variabilité expliquée respectives sont indiquées en légende et la moyenne climatologique du vent zonal est tracée en vert. . . . .	83
3.14	Composites du vent zonal moyenné zonalement et verticalement pour la phase positive (en trait plein) et négative (en pointillé) de (a) l'EOF1 et de (b) l'EOF2 pour la période DJF. . . . .	83
3.15	Fonctions d'auto-corrélation des composantes principales de l'EOF1 (en rouge) et de l'EOF2 (en bleu) pour la période DJF. . . . .	84
3.16	Covariances croisées, pour (a) l'EOF1 et (b) l'EOF2, entre la composante principale et sa dérivée (en vert), le forçage par les ondes (en noir) et le terme de dissipation (en violet) pour DJF. . . . .	85
3.17	Climatologie de la convergence de flux de quantité de mouvement (en couleur) et de l'énergie cinétique des ondes (en contours) en fonction du nombre d'onde zonal et de la latitude pour la période DJF. La convergence est tracée avec intervalle de $1 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-2}$ et l'énergie avec un intervalle de $2.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . Les lignes horizontales pointillées indiquent la largeur du jet et la ligne verticale représente la séparation planétaire/synoptique. . . . .	85
3.18	Covariances croisées, pour (a) l'EOF1 et (b) l'EOF2, entre la composante principale et le forçage par les ondes (en noir), ainsi que ses composantes planétaire (en rouge) et synoptique (en bleu) pour la période DJF. . . . .	86
3.19	(b,d) Composites de flux de quantité de mouvement planétaire et (a,c) anomalies de sa convergence horizontale par rapport à la climatologie intégré verticalement entre 1000 et 200 hPa pour la phase négative (à gauche) et positive (à droite) de l'EOF1 pour DJF. Les anomalies de vent zonal sont superposées en contours avec un intervalle de $0.5 \text{ m s}^{-1}$ , les valeurs négatives étant indiquées par des pointillées. Les lignes en tireté pointillé indique la largeur du jet (qui correspond à $\pm 10^\circ$ autour du maximum de vent zonal moyen). . . . .	87
3.20	Idem que la figure 3.19 pour l'EOF2. . . . .	88

3.21	Composites d'anomalie par rapport à la climatologie (a,b) d'énergie cinétique des ondes synoptiques et (c,d) de taux de conversion barotrope, ainsi que de la contribution (e,f) de la variation d'efficacité barotrope et (g,h) du gradient méridien de vent au taux de conversion, pour la phase positive de l'EOF2 (à gauche) et le cycle de vie des ondes synoptiques (à droite) pour DJF. Les anomalies de vent zonal sont superposées en contours avec un intervalle de $0.5 \text{ m s}^{-1}$ , les valeurs négatives étant indiquées par des pointillées. Les lignes en tireté pointillé indique la largeur du jet (qui correspond à $\pm 10^\circ$ autour du maximum de vent zonal moyen et la ligne verticale indique le jour du maximum d'anomalie d'énergie. . . . .	89
3.22	Moyenne climatologique pour la période DJF du vent zonal moyen (en contour), des flux d'Eliassen-Palm et de leur divergence (en couleur) pour les ondes synoptiques. . . . .	91
3.23	Vent zonal (en contours gras, intervalle de $5 \text{ m s}^{-1}$ ) et divergence du flux d'Eliassen-Palm (en couleur et contours léger) dans les données ERA-Interim (a) en moyenne annuelle et (b) pour la période Décembre-Janvier-Février en fonction de la latitude et de l'altitude ( $Z = 7.5 \log(P/P_0)$ (en km). L'intervalle de vent est de $5 \text{ m s}^{-1}$ et celui de divergence de $2 \text{ m s}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ . Pour cette dernière, les régions de convergence sont en gris clair et en trait plein alors que celle de divergence sont en gris foncé et en tireté (tirée de Vallis (2006), figure 12.17) . . . . .	92
3.24	Covariance croisée, pour (a) l'EOF1 et (b) l'EOF2, entre la composante principale et les contributions barotrope (BT, en rouge) et barocline (BC, en bleu) de la convergence de flux de quantité de mouvement synoptique projetée sur l'EOF (MFC, en noir) pour DJF. . . . .	92
4.1	Structure méridienne (a) des deux premières EOF (respectivement en rouge et bleu) et (b) des modes D et P (respectivement en orange et magenta) pour la simulation de contrôle. Les valeurs indiquées correspondent leur pourcentages de variabilité expliquée respectives et le climatologie du vent zonal intégré est tracée en vert. . . . .	97
4.2	Structure méridienne des modes de variabilité obtenus à partir des indices PC', avec la même convention que sur la figure 4.1. . . . .	98
4.3	Tracé des convergences $\text{CQM}_+$ (en bleu), $\text{CQM}_0$ (en rouge) et $\text{CQM}_-$ (en vert) ainsi que de leur différence (en noir). La ligne verticale pointillé indique la séparation planétaire/synoptique. . . . .	99
4.4	Tracé de la moyenne climatologique de la convergence de flux de quantité de mouvement(en couleur, avec un intervalle de $1.5 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-2}$ ) et d'énergie des perturbations (en contour, avec un intervalle de $25 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) en fonction du nombre d'onde zonal et de la latitude, pour la simulation avec un forçage à $20^\circ\text{N}$ (en haut), à $30^\circ\text{N}$ (au milieu) et à $40^\circ\text{N}$ (en bas). Les lignes en tireté pointillé indique correspondent à $\pm 10^\circ$ autour du maximum de vent zonal moyen. La ligne verticale indique la valeur de $k_{lim}$ calculée pour chaque simulation. . . . .	100

4.5	Nombre de réflexions calculé en fonction du nombre d'onde zonal pour la simulation avec un forçage (a) à 20°N, (b) à 30°N et (c) à 40°N. Les réflexions pôle/équateur sont indiquées avec les triangles vers le bas et les réflexions équateur/pôle par les triangles vers le haut. La ligne verticale indique $k_{lim}$ calculé pour chaque simulation. . . . .	101
4.6	Pourcentages de variabilité expliquée par l'EOF1 ( $Z_{eof1}$ ), le mode D ( $Z_{lat}$ ) et le mode P ( $Z_{speed}$ ) en fonction de la position moyenne de courant-jet simulé ( $\theta_{jet}$ ) (tiré de Barnes and Hartmann (2011), figure 8a). . . . .	102
4.7	Évolution en fonction de la latitude moyenne du forçage des pourcentages de variabilité expliquée pour les deux premières EOF (respectivement en rouge et bleu) et les modes D et P (respectivement en orange et magenta). . . . .	103
4.8	Composites du vent zonal intégré zonalement et verticalement pour les phases positives (en trait plein) et négatives (en tireté) des deux premières EOF pour la simulation à 40°N. . . . .	103
4.9	Fonctions d'auto-corrélation des composantes principales associée au déplacement méridien (à gauche) et à la pulsation d'amplitude (à droite) pour les différentes simulations de la série PHI0 . . . . .	104
4.10	Contribution du terme de convergence de flux de quantité de mouvement au taux instantané de variation du mode de déplacement pour les différentes simulations de la série PHI0. . . . .	105
4.11	Covariances croisées entre la composante principale du mode D et le taux de variation dû au terme de convergence de flux de quantité de mouvement totale (en noir), ainsi que ses composantes planétaire (en rouge) et synoptique (en noir) pour la simulation avec un forçage (a) à 20°N et (b) à 40°N. . . . .	105
4.12	Climatological mean of (right panels) high and (left panels) low altitude baroclinicity for (upper panels) UB25 and (lower panels) LB25. . . . .	112
4.13	Autocorrelation function of PC1 for (a) UB25 and (b) LB25. . . . .	113
4.14	Cross covariances between PC1 and the corresponding rate of change due to momentum forcing $\tau_m^{-1} = m/PC1$ , as a function of lag and baroclinicity factor for (a) UB25 and (b) LB25. . . . .	114
4.15	Cross covariances between PC1 and each term of Eq. (4.9) for two simulations of LB25 : (a) weak baroclinicity $\Delta F = 0.2$ and (b) strong baroclinicity $\Delta F = 0.4$ . . . . .	115
4.16	Lagged regression of anomalous zonally and vertically averaged momentum flux convergence (in color) and zonal wind (in contour, interval $0.5 \text{ m s}^{-1}$ ) as a function of lag and latitude for two simulations of LB25 : (a) weak baroclinicity $\Delta F = 0.2$ and (b) strong baroclinicity $\Delta F = 0.4$ . The black dashed-dotted lines indicate the meridional extension of the mean jet (taken as $\pm 10^\circ$ around jet maximum). . . . .	116
4.17	Climatological mean of (a) the zonally averaged zonal wind and (b) zonally averaged PV gradient at 200hPa for LB25. . . . .	117
4.18	(a) full width at half maximum of the main peak of zonally averaged zonal wind (in black) and PV gradient (in blue) at 200hPa and (b) averaged of full width at half maximum of the daily peak of the same quantities as a function of baroclinicity factor for each simulation of LB25 (plotted with their respective color). . . . .	118

4.19	Feedback coefficient as a function of mean jet position for PO25 series (in black squares) and LB25 (in colored diamonds). . . . .	119
4.20	As Fig. 4.13 but for LB40 series. . . . .	119
4.21	As Fig. 4.14 but for LB40 series. . . . .	120
4.22	Moyenne climatologique du vent zonal intégré zonalement et verticalement pour chaque simulation de TAUE. . . . .	121
4.23	Structure méridienne des deux premières EOF pour (a) la simulation à $\tau_E = 1.5$ jours et (b) à $\tau_E = 5.0$ jours. . . . .	122
4.24	Composites du vent zonal moyen intégré verticalement et zonalement pour les phases positives (en trait plein) et négatives (en tireté) de (a) l'EOF1 et de (b) l'EOF2 pour la simulation à $\tau_E = 5.0$ jours. La moyenne climatologique du vent est tracé en vert. . . . .	122
4.25	Structure méridienne des deux premières EOF pour (a) la simulation à $\tau_E = 1.5$ jours et (b) la simulation à $\tau_E = 5.0$ jours. . . . .	123
4.26	Fonctions d'auto-corrélation des composantes principales associées au déplacement méridien (à gauche) et à la pulsation d'amplitude (à droite) pour les différentes simulations de la série TAUE. . . . .	123
4.27	Covariance croisée entre la composante principale du mode D et le terme de forçage par les ondes pour les différentes simulations de TAUE. . . . .	124
4.28	Covariance croisée entre la composante principale du mode D et les différents termes de l'équation (A.10) pour (a) la simulation à $\tau_E = 1.5$ jours et (b) la simulation à $\tau_E = 5.0$ jours. . . . .	124
4.29	Temps de persistance de l'autocorrélation de PC1 ( $\tau$ ), de l'échelle de temps de frottement (D), de l'intensité de la rétroaction (B) en fonction du coefficient de friction (tiré de <a href="#">Chen and Plumb (2009)</a> , figure 8). Les barres d'erreur représentent l'écart entre les deux hémisphères. . . . .	125
A.1	Structure verticale du modèle quasi-géostrophique à 3 niveaux. Les traits pleins, indicés par la lettre i, représentent les niveaux du modèle alors que les tiretés, indicés par la lettre j, représentent les interfaces entre ces niveaux. . . . .	134
A.2	(gauche) vent zonal intégré (en vert) et premières EOF (en rouge pour la première, en bleu pour la deuxième), dont pourcentage de variabilité expliquée pour chacune est indiqué en légende, et (droite) fonctions d'autocorrélation des composantes principales associées à ces EOF pour la simulation de contrôle. . . . .	141
A.3	Tracé des covariances croisées entre PC et sa dérivée (en vert), ainsi que avec $m(t)$ (en noir), $d(t)$ (en magenta) et leur somme (étoiles noirs), en fonction du décalage temporel $t$ pour (à gauche) la première et (à droite) la seconde EOF de la simulation de contrôle. . . . .	142
C.1	Structure verticale du modèle quasi-géostrophique à 3 niveaux. Les traits pleins, indicés par la lettre i, représentent les niveaux du modèle alors que les tiretés, indicés par la lettre j, représentent les interfaces entre ces niveaux. . . . .	149