

# Habilitation à diriger des recherches

Spécialité : Sciences de l'univers, de l'environnement et de l'espace

présentée par

**Gwendal Rivière**

UNIVERSITE Toulouse III - Paul Sabatier

## Dynamique des dépressions des latitudes tempérées et leur rôle dans la circulation générale de l'atmosphère

Soutenue le 25 janvier 2012

devant le jury composé de :

M. Nick Hall	Président du jury
M. Heini Wernli	Rapporteur
M. Robert Vautard	Rapporteur
M. Bernard Legras	Rapporteur
M. Laurent Terray	Examineur
M. Alain Joly	Directeur de recherches



## Remerciements

Je voudrais d'abord remercier Alain Joly et Philippe Arbogast pour m'avoir accueilli chaleureusement au sein de l'équipe RECYF (Recherche et Expérimentations sur les Cyclogenèses et les Fronts) en 2002, pour l'intérêt qu'ils ont sans cesse porté à mes travaux de recherche et pour le soutien scientifique et logistique qu'ils m'ont apporté tout au long de ces années. Un certain nombre de travaux présentés dans le présent manuscrit n'auraient sans doute pas vu le jour sans ma collaboration étroite avec Guillaume Lapeyre et sans le travail d'étudiants que j'ai eu le plaisir d'encadrer (Jean-Baptiste Gilet, Alexandre Lainé, Clio Michel et Ludivine Oruba). Plus largement, mes travaux ont bénéficié de diverses interactions avec d'autres collègues et étudiants, notamment les différents membres de l'équipe RECYF que je remercie pour leur soutien et convivialité quotidienne. Je suis également redevable à Lien Hua et Patrice Klein pour la formation initiale qu'ils m'ont prodiguée en dynamique des fluides géophysiques lors de mon travail de thèse et qui a par la suite été déterminante dans ma démarche scientifique.

Je tiens également à remercier les différents membres de mon jury : Heini Wernli, Robert Vautard et Bernard Legras pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon habilitation et pour le soin avec lequel ils ont lu ce manuscrit ainsi que Laurent Terray et Nick Hall pour les divers échanges fructueux lors de la soutenance.

Enfin, je voudrais exprimer toute ma gratitude envers ma famille et en particulier mon épouse Irina pour son constant soutien, ses encouragements quotidiens ainsi que ses conseils avisés.



*A ma femme Irina.*



## Résumé

Ce manuscrit porte sur la dynamique des perturbations atmosphériques à l'échelle synoptique (périodes de 1 à 8 jours et échelles spatiales de plusieurs milliers de kilomètres) aux latitudes tempérées, sur le rôle qu'elles jouent dans la formation des tempêtes hivernales ainsi que dans la circulation générale de l'atmosphère et la dynamique du climat.

La première partie du manuscrit concerne le cycle de vie des dépressions synoptiques. Après avoir revisité les schémas conceptuels, les diverses classifications ainsi que les théories de la cyclogenèse atmosphérique qui ont été développés depuis la moitié du vingtième siècle, certains aspects encore non élucidés des phases matures des dépressions sont abordés. Les ingrédients clés amenant à l'intensification des tempêtes hivernales sont identifiés et s'avèrent dépendre de manière cruciale de la complexité tridimensionnelle des courants-jets de grande échelle. De nouveaux mécanismes permettant d'expliquer la phase de creusement rapide des dépressions lorsqu'elles traversent le courant-jet de son côté chaud à son côté froid sont mis en évidence.

La seconde partie concerne la rétroaction nonlinéaire qu'exerce les perturbations atmosphériques synoptiques sur la circulation atmosphérique de grande échelle et sa variabilité basse fréquence (telle qu'elle est définie par les téléconnexions et les régimes de temps). Les nouvelles avancées théoriques dans le domaine sont présentées avec une emphase mise sur le rôle joué par le déferlement des ondes de Rossby synoptiques dans la variabilité des courants-jets. Les différents facteurs influençant la nature du déferlement des ondes synoptiques et les fluctuations latitudinales des jets sont répertoriés. Enfin, différentes applications de ces résultats sont montrées dans le contexte du climat présent, du dernier maximum glaciaire et des scénarios du climat futur.

## Abstract

The present report concerns the dynamics of synoptic atmospheric disturbances whose periods are typically subweekly and spatial scales of the order of few thousands kilometers. The role they play in the formation of winter storms as well as in the general atmospheric circulation and climate dynamics is investigated.

The first part focuses on the life cycle of synoptic extratropical cyclones. The various conceptual schematics, classifications and cyclogenesis theories that were developed since the mid-twentieth century are first revisited. Then some aspects of the mature stage of extratropical cyclones are investigated. The location of the rapid-deepening stages of winter storms is shown to largely depend on the tridimensional complexity of the large-scale jets. New mechanisms explaining the jet-crossing phase undergone by a mid-latitude cyclone are detailed.

The second part is dedicated to the nonlinear synoptic eddy feedback onto the general atmospheric circulation and its low-frequency variability as defined by the notions of teleconnections and weather regimes. New theoretical aspects related to synoptic Rossby wave-breaking events and their impact onto the jet variabilities are presented. A review of all the factors influencing the nature of wave breaking and the latitudinal fluctuations of the jets is made. Finally, these theoretical results are shown to be helpful to interpret jet positions and variabilities in different climates such as the present climate, the last glacial maximum and the future climate.





# Table des matières

<b>Curriculum Vitae</b>	<b>11</b>
<b>Production scientifique</b>	<b>15</b>
<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1 Dépressions des latitudes tempérées : description, modèles et théories</b>	<b>19</b>
1.1 Introduction . . . . .	19
1.1.1 Description phénoménologique . . . . .	19
1.1.2 Bref historique . . . . .	20
1.2 Les schémas conceptuels . . . . .	23
1.2.1 Les cycles de vie . . . . .	23
1.2.2 Effets internes à la dépression et structures à méso-échelle . . . . .	24
1.3 Les classifications . . . . .	26
1.3.1 Les types A, B et C . . . . .	26
1.3.2 Autres classifications . . . . .	28
1.4 Théories et concepts de la cyclogenèse . . . . .	28
1.4.1 Théories de la phase d'initiation . . . . .	28
1.4.2 Instabilité barocline . . . . .	29
1.4.3 Prise en compte des effets humides . . . . .	34
1.4.4 Développement en aval . . . . .	35
1.4.5 Modulation par les effets barotropes . . . . .	36
1.5 Synthèse . . . . .	41
<b>2 Dynamique des dépressions matures des latitudes tempérées</b>	<b>43</b>
2.1 Introduction . . . . .	43
2.2 Observations . . . . .	45
2.2.1 Régions barotropes critiques . . . . .	45
2.2.2 Régions baroclines critiques . . . . .	47
2.2.3 Validité statistique . . . . .	49
2.3 Effets agissant sur la forme et la trajectoire des dépressions . . . . .	52
2.3.1 Cadre barotrope . . . . .	52
2.3.2 Cadre barocline . . . . .	58
2.4 Effets agissant sur l'intensité des dépressions matures . . . . .	62
2.4.1 Effets de l'environnement . . . . .	62
2.4.2 Le creusement des dépressions à la traversée du courant-jet . . . . .	65
2.4.3 Effets diabatiques . . . . .	66
2.4.4 Redistribution de l'énergie au sein des dépressions . . . . .	67
2.5 Prévisibilité liée aux conditions initiales . . . . .	69
2.5.1 Sensibilité aux structures d'altitude . . . . .	69
2.5.2 Sensibilité à la forme et à la position des anomalies de surface . . . . .	70

2.6	Synthèse . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Rétroaction du rail des dépressions sur la circulation générale atmosphérique : théories et concepts</b>	<b>75</b>
3.1	Introduction . . . . .	75
3.2	Théories et concepts de la rétroaction . . . . .	76
3.2.1	Flux d'Eliassen-Palm et ses dérivés . . . . .	76
3.2.2	Nouvelle perspective à partir du déferlement d'onde . . . . .	80
3.3	Facteurs influençant le déferlement des ondes . . . . .	85
3.3.1	Effets liés aux types de modèles . . . . .	85
3.3.2	Effets liés à l'environnement . . . . .	90
3.3.3	Effets liés aux propriétés des ondes . . . . .	96
3.3.4	Effets diabatiques . . . . .	98
3.3.5	Tableau récapitulatif . . . . .	100
3.4	Synthèse . . . . .	102
<b>4</b>	<b>Rôle du rail des dépressions dans les climats passé, présent et futur</b>	<b>103</b>
4.1	Introduction . . . . .	103
4.2	Rôle dans la variabilité basse fréquence de l'atmosphère dans le climat présent	104
4.2.1	Téléconnexions . . . . .	104
4.2.2	Régimes de temps . . . . .	109
4.2.3	Discussion . . . . .	115
4.3	Le dernier maximum glaciaire . . . . .	117
4.3.1	Evolution des connaissances jusqu'à aujourd'hui . . . . .	117
4.3.2	Les climatologies . . . . .	118
4.3.3	La variabilité basse fréquence . . . . .	119
4.4	Les scénarios du climat futur . . . . .	123
4.4.1	Les changements dans la circulation générale atmosphérique dans les modèles de climat . . . . .	123
4.4.2	Interprétations des changements d'échelle spatiale . . . . .	124
4.4.3	Interprétations du déplacement vers les pôles des jets . . . . .	129
4.5	Synthèse et perspectives . . . . .	132
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>135</b>
	<b>Liste des acronymes</b>	<b>139</b>
	<b>Liste des notations</b>	<b>141</b>
	<b>Liste des modèles et données météorologiques utilisées</b>	<b>143</b>
	<b>Références</b>	<b>144</b>

# Curriculum Vitae

**Gwendal Rivière**, né le 19 juillet 1974 à Brest. Marié.

Chargé de Recherche au CNRS

CNRM-GAME/GMAP/RECYF, CNRS and Météo-France,

42 Av G. Coriolis, 31057 Toulouse Cedex 1.

gwendal.riviere@meteo.fr

Page web : <http://www.cnrm.meteo.fr/recyf/spip.php?rubrique36&lang=fr>

## Parcours universitaire

- 1999 - 2002**    **Thèse de doctorat en océanologie, météorologie et environnement** de l'Université Paris 6 effectuée au Laboratoire de Météorologie Dynamique (ENS, Paris).  
Titre : Dynamique locale de la croissance des perturbations dans les écoulements quasigéostrophiques et prévisibilité.  
Directeurs de thèse : Mme Bach Lien Hua et M. Patrice Klein.  
Thèse récompensée par le **Prix Prud'homme 2004** décernée par la Société Météorologique de France.
- 1998 - 1999**    **Diplôme d'Etudes Approfondies d'océanologie, météorologie et environnement** de l'Université Paris 6.
- 1995 - 1998**    **Ingénieur diplômé de l'Ecole Polytechnique** (promotion 95).  
Majeures suivies : Mécanique des fluides et Planète Terre.

## Parcours professionnel après le doctorat

- janv. 2006 -**    **Chargé de Recherche au CNRS** (CNRM/GAME, URA1357). 2ème classe de 2006 à 2009 et 1ère classe depuis 2010.
- 2004 - 2005**    **Postdoctorant à l'université de Princeton** (GFDL, Etats-Unis).  
Responsable : M. Isidoro Orlanski.
- 2002 - 2003**    **Postdoctorant au CNRM/GAME**. Financement de l'Ecole Doctorale de l'Ecole Polytechnique. Responsable : M. Alain Joly.

## Activités d'enseignement

- 2009 - 2011**    **Chargé du cours d'option de Météorologie Dynamique** au M2OASC de l'Université Paul Sabatier et de l'Ecole Nationale de la Météorologie (14 h par an).

- 2010**                    **Chargé du suivi de travaux bibliographiques** effectués par des élèves de 3ème année à l'Ecole Nationale de la Météorologie (thème : l'Oscillation de Madden-Julian).
- 2000 - 2002**          **Vacataire responsable de travaux dirigés en Dynamique des Fluides Géophysiques** au DEA Océanologie, Météorologie et Environnement de l'Université Paris 6 (6 h par an).

## Activités de recherche

### Nombre de publications

- **17 publications internationales** parues dans des revues de rang A dont 13 en tant que premier auteur.
- **1 publication nationale de vulgarisation.**

### Les cinq publications les plus significatives

- Michel, C. et **Rivière, G.** 2011 : *The link between Rossby wave breakings and weather regimes transitions*. J. Atmos. Sci., 68, 1730-1748.
- **Rivière, G.** 2011 : *A dynamical interpretation of the poleward shift of the jet streams in global warming scenarios*. J. Atmos. Sci., 68, 1253-1272.
- Gilet, J-B., Plu M. et **Rivière, G.**, 2009 : *Nonlinear baroclinic dynamics of surface cyclones crossing a zonal jet*. J. Atmos. Sci., 66, 3021-3041.
- **Rivière, G.** et I. Orlanski, 2007 : *Characteristics of the Atlantic storm-track eddy activity and its relation with the North Atlantic Oscillation*. J. Atmos. Sci., 64, 241-266.
- **Rivière, G.** et A. Joly, 2006 : *Role of the low-frequency deformation field on the explosive growth of extratropical cyclones at the jet exit. Part I : barotropic critical region*. J. Atmos. Sci., 63, 1965-1981.

### Nombre de conférences, séminaires etc ...

- **30 exposés** dans des conférences internationales dont un en tant qu'invité.
- **15 séminaires** et **1 colloquium.**

## Activités d'encadrement

- Alexandre Lainé**          **Postdoctorant** recruté dans le cadre d'une ANR-jeunes chercheurs pendant 18 mois et co-encadré avec G. Lapeyre (LMD). *Rôle de l'humidité sur les rails de dépressions.*
- (2008-2009)

- Marie Drouard** (2011 - ...) **Doctorante** au CNRM/GAME, université Paul Sabatier. Encadrement à 50 %. *Interaction entre les rails des dépressions Pacifique et Atlantique Nord et ses implications pour l'Oscillation Nord Atlantique*. Directeurs de thèse : P. Arbogast et G. Rivière.
- Clio Michel** (2009 - ...) **Doctorante** au CNRM/GAME, université Paul Sabatier. Encadrement à 80 %. *Rôle du déferlement des ondes de Rossby dans la variabilité climatique aux latitudes tempérées*. Directeurs de thèse : G. Rivière et L. Terray.
- Ludivine Oruba** (2009 - ...) **Doctorante** au LMD<sup>1</sup>, université Paris 6. Co-encadrement à 30%. *Effets combinés de la déformation et des nonlinéarités sur les dépressions de surface*. Directeurs de thèse : G. Lapeyre et G. Rivière.
- Jean-Baptiste Gilet** (2006 - 2009) **Doctorant** au CNRM/GAME, université Paul Sabatier. Co-encadrement à 30% sur la partie théorique de la thèse qui a abouti à un article paru. *Interactions non-linéaires de structures cohérentes tourbillonnaires d'échelle synoptique*. Directeurs de thèse : P. Arbogast, A. Joly et V. Ducrocq.
- Stéphane Beck** (2011, 5 mois) **Stagiaire master 2**, université Paul Sabatier co-encadré avec P. Arbogast. Encadrement à 70 %. *Etude de transition rapide vers les deux phases de l'oscillation Nord Atlantique*.
- Clio Michel** (2009, 5 mois) **Stagiaire master 2**, université Paul Sabatier. Encadrement à 100 %. *Lien entre le déferlement des ondes synoptiques dans la haute troposphère et les transitions entre régimes de temps*.
- Ludivine Oruba** (2009, 5 mois) **Stagiaire master 2**, université Paul Sabatier. Encadrement à 100 %. *Rôle des effets combinés de la déformation et des nonlinéarités lors de la traversée d'un courant-jet par une dépression de surface*.
- Maiwenn Perrin** (2008, 5 mois) **Stagiaire master 2**, université Paul Sabatier co-encadré avec M. Plu. Encadrement à 50 %. *Elaboration d'un modèle semi-géostrophique à tourbillon potentiel uniforme*.
- Lorraine Manlay** (2007, 5 mois) **Stagiaire master 2**, université Paul Sabatier. Encadrement à 100 %. *Dynamique de formation des anomalies de grande échelle favorisant l'occurrence d'épisodes pluvieux intenses en France : la goutte froide*.
- Jean-Baptiste Gilet** (2006, 5 mois) **Stagiaire ENM / master 2**, université Paul Sabatier co-encadré avec M. Plu et A. Joly. Encadrement à 30 %. *Structures cohérentes dans un modèle atmosphérique simplifié*.
- Gaëlle Ouzeau** (2008, 8 semaines) **Stagiaire master 1**, université Paul Sabatier. Encadrement à 100 %. *Etude de la dynamique de traversée du courant-jet par les dépressions atlantiques*.

**Katy Pol et Lorraine Manlay** (2006, 8 semaines) **Stagiaires master 1**, université Paul Sabatier. Encadrement à 100 %. *Sous-structures du régime de temps zonal et leur impact sur le développement des dépressions atmosphériques aux moyennes latitudes.*

### Projets de recherche

- 2010 - 2013** **Responsable principal du projet LEFE/IDAO de l'INSU** intitulé EPIGONE "Excitation, Propagation et Impact au sein du Guide d'ONdes de l'atlantiquE nord".
- 2006 - 2008** **Co-responsable d'un projet LEFE/IDAO de l'INSU** avec G. Lapeyre du LMD sur les dépressions humides et leur prévisibilité.
- 2006 - 2009** **Co-responsable d'un projet ANR jeunes chercheurs** avec G. Lapeyre. Rôle de l'environnement (humidité, déformation) sur le cycle de vie et la variabilité des tempêtes.

### Autres activités

- **Rapporteur** pour Atmospheric Research, Climate Dynamics, Dynamics of Atmospheres and Oceans, European Journal of Mechanics, Geophysical Research Letters, International Journal of Climatology, Journal of Atmospheric Sciences, Nature Geoscience, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, Tellus A.
- **Chairman** dans la session "Dynamical Meteorology" de l'assemblée générale de l'EGU depuis 2008 et dans la session "Theoretical Advances in Dynamics" au congrès MOCA-09 (Montréal, Canada).
- **Co-organisateur** de la session "Dynamical Meteorology" de l'assemblée générale de l'EGU 2009.
- **Responsable** de la session "Dynamical Meteorology" de l'assemblée générale de l'EGU depuis 2010.
- **Membre suppléant** du conseil de Laboratoire depuis 2010.

# Production scientifique

## Publications dans des revues de rang A

1. Michel, C. et **G. Rivière**, 2011 : *The link between Rossby wave breakings and weather regimes transitions*. J. Atmos. Sci., 68, 1730-1748.
2. Laîné, A., G. Lapeyre et **G. Rivière**, 2011 : *A quasi-geostrophic model for moist storm-tracks*. J. Atmos. Sci., 68, 1306-1322.
3. **Rivière, G.**, 2011 : *A dynamical interpretation of the poleward shift of the jet streams in global warming scenarios*. J. Atmos. Sci., 68, 1253-1272.
4. **Rivière, G.**, 2010 : *The role of Rossby wave-breaking in the West Pacific teleconnection*. Geo. Res. Lett., 37, L11802.
5. **Rivière, G.**, A. Laîné, G. Lapeyre, D. Salas-Mélia et M. Kageyama, 2010 : *Rossby wave breaking and the North Atlantic Oscillation in PMIP2 simulations of the Last Glacial Maximum and pre-industrial climates and in ERA40 reanalysis*. J. of Climate, 23, 2987-3008.
6. **Rivière, G.**, P. Arbogast, K. Maynard et A. Joly, 2010 : *The essential ingredients leading to the explosive growth stage of the European wind storm "Lothar" of Christmas 1999*. Q. J. R. Meteorol. Soc., 136, 638-652.
7. Gilet, J-B., Plu M., **Rivière, G.**, 2009 : *Nonlinear baroclinic dynamics of surface cyclones crossing a zonal jet*. J. Atmos. Sci., 66, 3021-3041.
8. **Rivière, G.**, 2009 : *Effect of latitudinal variations in low-level baroclinicity on eddy life cycles and upper-tropospheric wave-breaking processes*. J. Atmos. Sci., 66, 1569-1592.
9. Laîné, A., M. Kageyama, D. Salas-Mélia, A. Voldoire, **G. Rivière**, G. Ramstein, S. Planton, S. Tyteca et J. Y. Peterschmitt, 2009 : *Northern hemisphere storm-tracks during the Last Glacial Maximum in the PMIP2 Ocean-Atmosphere coupled models : energetic study, seasonal cycle, precipitation*. Clim. Dyn., 32, 593-614.
10. **Rivière, G.**, 2008 : *Barotropic regeneration of upper-level synoptic disturbances in different configurations of the zonal weather regime*. J. Atmos. Sci., 65, 3159-3178.
11. **Rivière, G.** et I. Orlanski, 2007 : *Characteristics of the Atlantic storm-track eddy activity and its relation with the North Atlantic Oscillation*. J. Atmos. Sci., 64, 241-266.
12. **Rivière, G.** et A. Joly, 2006b : *Role of the low-frequency deformation field on the explosive growth of extratropical cyclones at the jet exit. Part II : baroclinic critical region*. J. Atmos. Sci., 63, 1982-1995.
13. **Rivière, G.** et A. Joly, 2006a : *Role of the low-frequency deformation field on the explosive growth of extratropical cyclones at the jet exit. Part I : barotropic critical region*. J. Atmos. Sci., 63, 1965-1981.

14. **Rivière, G.** et B. L. Hua, 2004 : *Predicting areas of sustainable error growth in quasigeostrophic flows using perturbation alignment properties*. Tellus, 56A, 441-455.
15. **Rivière, G.**, B. L. Hua, et P. Klein, 2004 : *Perturbation growth in terms of baroclinic alignment properties*. Q. J. R. Meteorol. Soc., 130, 1655-1673.
16. **Rivière, G.**, B. L. Hua, et P. Klein, 2003 : *Perturbation growth in terms of barotropic alignment properties*. Q. J. R. Meteorol. Soc., 129, 2613-2635.
17. **Rivière, G.**, B. L. Hua, et P. Klein, 2001 : *Influence of the  $\beta$ -effect on nonmodal baroclinic instability*. Q. J. R. Meteorol. Soc., 127, 1375-1388.

### Autres publications

1. **Rivière, G.**, 2002. Dynamique locale de la croissance des perturbations dans les écoulements quasigéostrophiques et prévisibilité. Thèse de doctorat. Laboratoire de Météorologie Dynamique, Ecole Normale Supérieure, Paris (201 pages).
2. **Rivière, G.**, 2005 : Prévisibilité des écoulements atmosphériques et océaniques aux latitudes tempérées. La Météorologie, 8ème série, 51, 23-36.



# Introduction

Mon activité de recherche porte sur la dynamique des perturbations atmosphériques à l'échelle synoptique (périodes de 1 à 8 jours et échelles spatiales de 1000 à 4000 kms) aux latitudes tempérées. Ces perturbations sont non seulement responsables de la formation de phénomènes météorologiques extrêmes, comme les tempêtes de vent ou les événements fortement précipitants qui peuvent être dévastateurs à nos latitudes, mais jouent également un rôle déterminant dans la circulation générale de l'atmosphère et la dynamique du climat. Les perturbations atmosphériques synoptiques ont été étudiées de manière intensive depuis des décennies, surtout après la seconde guerre mondiale, mais leur dynamique fait encore l'objet d'un débat intense, notamment dans le cadre du changement climatique. Dans ce contexte, j'ai suivi deux axes majeurs de recherche ces dernières années. Le premier consiste à identifier les ingrédients clés amenant à la formation et à l'intensification des tempêtes hivernales. Quant au second, il s'agit de mieux cerner le rôle joué par le passage des transitoires synoptiques (dit rail des dépressions ou encore guide d'ondes baroclines) dans la circulation générale de l'atmosphère et donc dans l'évolution du climat.

L'objectif de ma recherche est plus précisément de concevoir de nouveaux mécanismes destinés à éclairer des aspects restés obscurs de la dynamique d'interaction entre les ondes baroclines d'altitude, les dépressions de surface et la circulation atmosphérique de grande échelle en développant éventuellement de nouveaux outils numérique-théoriques. Afin de valider ces nouveaux mécanismes, différents modèles numériques ont été utilisés allant du plus simple (modèle quasi-géostrophique barotrope) au plus élaboré (modèle opérationnel de Météo-France ARPEGE), diverses données de champs météorologiques réanalysés ont été exploitées notamment celles développées par le Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyens Termes (CEPMMT) mais également des sorties de modèles couplées de climat. Pour résumer, il semble nécessaire de mener en parallèle ces différentes approches complémentaires et de confronter les résultats numérique-théoriques obtenus dans un contexte fortement idéalisé aux observations ainsi qu'aux simulations de modèles sophistiqués. Par le passé, ces diverses approches ont été trop souvent abordées séparément ce qui a abouti dans certains cas à un manque de réalisme et dans d'autres à une difficulté d'interprétation.

Les deux premiers chapitres sont dédiés à la compréhension du cycle de vie des dépressions atmosphériques des latitudes tempérées. Le premier chapitre est une revue de la littérature sur nos connaissances actuelles de ce cycle de vie, allant de la phase de cyclogenèse proprement dite jusqu'à la phase de déclin, la cyclolyse. Après un bref historique de l'évolution des idées du début du 20ème siècle jusqu'à aujourd'hui, le chapitre décrit les modèles conceptuels de cyclogenèses et les différentes classifications de dépressions obtenues à partir des différentes campagnes de mesure et des réanalyses. Ce chapitre présente succinctement les diverses théories existantes sur la cyclogenèse atmosphérique des moyennes latitudes et montre en quoi elles sont capables ou non d'expliquer le comportement réel des dépressions. Le deuxième chapitre se consacre aux résultats que j'ai obtenus

depuis mon premier postdoc au GAME en 2003 jusqu'à maintenant sur les phases matures des dépressions en collaborant avec l'équipe RECYF du GAME et plusieurs doctorants. On montre comment la localisation des phases de croissance explosive des dépressions dépend de manière cruciale des inhomogénéités spatiales de l'écoulement de grande échelle basse fréquence. Le chapitre 2 explore en particulier la phase de traversée du courant-jet par une dépression qui aboutit quasi-systématiquement à un creusement rapide.

Quant aux chapitres 3 et 4, ils se consacrent à la rétroaction des perturbations synoptiques sur l'écoulement atmosphérique de grande échelle et sa variabilité basse fréquence. Après une introduction des concepts classiques associés à cette rétroaction comme les flux d'Eliassen-Palm, le chapitre 3 montre comment la notion de déferlement d'onde a permis récemment de mieux comprendre la variabilité basse fréquence de l'atmosphère caractérisée par les téléconnexions et les régimes de temps. Le chapitre 3 détaille également tous les facteurs connus dans la littérature qui influencent la nature du déferlement des ondes tout en mettant l'accent sur ceux que j'ai mis en évidence dans plusieurs articles. Enfin, le chapitre 4 décrit les positions et fluctuations des courants-jets dans les simulations de différents climats (climat actuel, climat passé du dernier maximum glaciaire et enfin climat futur avec ses scénarios de la fin du 21ème siècle) tout en proposant des mécanismes pour expliquer leur comportement à partir des études théoriques du troisième chapitre.

# Chapitre 1

## Dépressions des latitudes tempérées : description, modèles et théories

*After a brief historical review, the present chapter presents the classical conceptual models, schematics and classifications of midlatitude cyclogenesis and describes their usefulness and limitations. The rest of the chapter is dedicated to cyclogenesis theories and their relevance to explain real events. The different views on baroclinic instability or baroclinic interaction in terms of vertical velocity, potential vorticity and energy budget are described as well as the different effects that can modulate it such as diabatic processes, downstream development and barotropic processes. An original insight on the role played by the large-scale horizontal deformation tensor on synoptic eddies is brought out by introducing a new quantity called effective deformation (Rivière et al. 2003, Rivière et Joly 2006a).*

### 1.1 Introduction

#### 1.1.1 Description phénoménologique

Le cycle de vie des dépressions des latitudes tempérées est généralement décomposée en plusieurs étapes qui sont illustrées sur la figure 1.1. Celle-ci présente le cas de la tempête Klaus qui a frappé le sud-ouest de la France et le nord de l'Espagne le 24 janvier 2009 en créant des rafales de vent dépassant les 200 km/h. La phase d'initiation qui est celle qui aboutit à l'apparition d'un nouveau noyau de tourbillon dans les basses couches de la troposphère (figure 1.1a) s'opère généralement dans une zone de forts contrastes thermiques (plages colorées) dite zone de forte baroclinie. Au dessus de l'océan Atlantique, ces contrastes thermiques sont étroitement liés à la position du Gulf Stream. Ensuite, vient la phase dite de maturation durant laquelle il y a intensification du tourbillon des basses couches qui s'opère en même temps qu'un abaissement de la tropopause (nappe mauve) en amont de l'anomalie de surface (figure 1.1b) qui correspond également à une intensification d'une anomalie tourbillonnaire d'altitude. Cette phase se termine lorsque l'anomalie de surface atteint son maximum de tourbillon (figure 1.1c) et se caractérise généralement par une structure barotrope, c'est-à-dire lorsque l'anomalie d'altitude se trouve en aplomb de celle des basses couches. Enfin, la phase de décroissance s'ensuit, la plupart du temps par effets dissipatifs lorsque le système dépressionnaire atteint les terres.

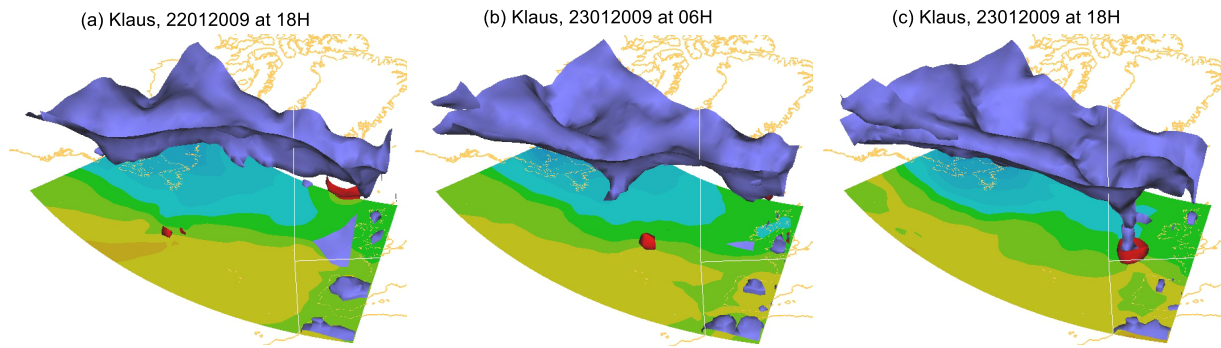


FIG. 1.1 – Evolution temporelle de la tempête Klaus (22-24 janvier 2009) caractérisée par l'interaction entre une anomalie d'altitude (région de basse tropopause repérée par l'isosurface 2PVU en mauve) et une anomalie de basses couches (repérée par l'isosurface de tourbillon relatif  $1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  en rouge) dans un environnement barocline représenté par les gradients de la température à 1000 hPa (plages colorées, intervalle :  $5^\circ\text{C}$ ). Les vignettes (a),(b),(c) représentent des instants séparés de 12h. Données ERAinterim.

Les trajectoires des dépressions des moyennes latitudes commencent à être bien documentées vers le milieu du 19ème siècle comme le montre la première figure de la revue de Chang et al. (2002a) sur les rails des dépressions. En revanche, à cette époque, on est loin de faire la distinction entre la dynamique des cyclones tropicaux et celle des dépressions extratropicales et on est loin de se douter du rôle important joué par l'altitude dans le creusement de ces dernières. La section suivante a pour but de résumer l'avancement des idées du milieu du 19ème siècle jusqu'à aujourd'hui.

### 1.1.2 Bref historique

A partir du 19ème siècle, les scientifiques sont de plus en plus nombreux à s'intéresser aux systèmes dépressionnaires des latitudes tempérées et quelques théories essayant d'expliquer leur formation émergent petit à petit comme le résume Palmén et Newton (1969). Citons par exemple Espy (1841) qui interprète les dépressions comme des machines thermiques dont l'air ascendant se réchauffe par libération de chaleur latente, s'évacue en altitude et s'accompagne d'une baisse de la pression en surface. D'autres comme Helmholtz (1888), élaborent des théories mettant en avant le rôle joué par les contrastes thermiques en lien avec les courants cisailés dans la formation des systèmes dépressionnaires qui préfigurent ainsi la théorie du front polaire. Notons enfin l'apport des travaux théoriques de Margules (1903) sur les transferts énergétiques.

Les travaux théoriques de la fin du 19ème et du début du 20ème siècle, mais aussi et surtout le développement des observations et la multiplication des cartes synoptiques journalières, permettent l'apparition du modèle du front polaire après la première guerre mondiale par l'Ecole de Bergen (Bjerknes et Solberg 1922). Ce schéma conceptuel de la formation d'une dépression le long d'une zone frontale (figure 1.2a) a eu un fort im-

pact. Elle a non seulement synthétisé un certain nombre d'observations météorologiques sur le moment mais elle a eu également un poids important bien plus tard dans l'émergence des théories de l'instabilité des ondes frontales (Orlanski 1968). Cependant, ce schéma conceptuel ne prend pas en compte l'effet de la haute troposphère et il faudra attendre une meilleure observation de celle-ci, notamment par le développement des radiosondages, pour que les scientifiques ajustent leurs modèles. Ainsi Bjerknes et Palmén (1937) observent-t-ils l'existence d'un tourbillon d'altitude en amont de celui de surface, c'est-à-dire d'une pente verticale orientée vers l'ouest des structures cycloniques, ce que Bjerknes (1937) tente d'expliquer à partir de l'équation de tendance de la pression. Ce sont en particulier les travaux de Sutcliffe (1939) et Sutcliffe (1947) qui permettent de manière plus adéquate de raccorder la dynamique d'altitude à celle de surface. Sutcliffe montre en effet pour la première fois le lien entre les ascendances et le cisaillement vertical de vent dans le développement des dépressions de surface tout en mettant en avant l'intérêt de l'approximation géostrophique. Notons enfin à la même époque les travaux de Rossby (1939) sur les ondes d'altitude qui participent à étendre les idées sur le rôle important que joue l'altitude.

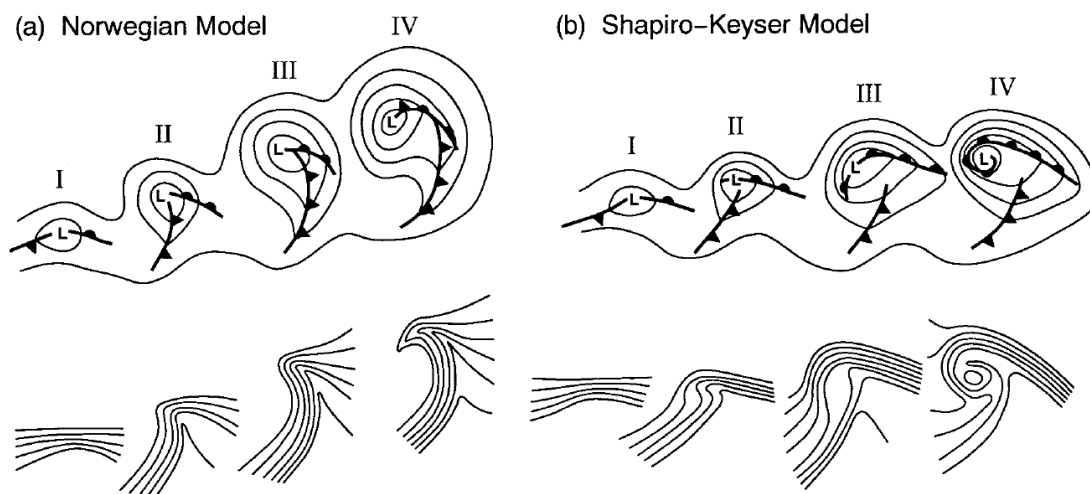


FIG. 1.2 – Deux schémas conceptuels classiques de l'évolution d'une dépression extratropicale représentant sur les vignettes du haut le géopotentiel de la basse troposphère (typiquement 850 hPa) ainsi que les fronts et sur les vignettes du bas la température potentielle de la basse troposphère. (a) le modèle norvégien de dépression : (I) dépression naissante, (II) et (III) rétrécissement du secteur chaud, (IV) occlusion ; (b) le modèle de dépression de Shapiro-Keyser : (I) dépression naissante, (II) cassure du front, (III) structure frontal en forme de T dit "T-bone" et front courbé en arrière "bent-back front", (IV) structure frontale en forme de T et séclusion de la partie chaude. Les étapes sont séparées par un délai approximatif entre 6h et 24h. Au stade (IV), la distance séparant le minimum de géopotentiel au dernier contour de géopotentiel est environ de 1000 kms. Tiré de Schultz et al. (1998).

Quelques années plus tard, Petterssen (1956) montre comment une anomalie d'altitude passant au dessus d'un front de surface peut être à l'origine même du noyau de tourbillon de surface. Ainsi, l'altitude peut être un précurseur de la cyclogenèse et ne joue pas seulement un effet d'intensification. La diversité des interprétations ou cas de cyclogenèses amène Petterssen à classer les cyclogenèses en deux grandes classes ou types (Petterssen et Smebye 1971), le type A et le type B. L'intérêt de cette classification a perduré jusqu'à aujourd'hui et on en verra dans la suite du chapitre quelques ramifications. L'interprétation de la cyclogenèse comme résultant d'interactions entre anomalies d'amplitude finie préexistantes est également développée par l'allemand Kleinschmidt dans les années 50 (Eliassen et Kleinschmidt 1957). En s'appuyant sur les idées de vorticité potentielle développées par Rossby (1939) et Ertel (1942), celui-ci se rend compte de l'importance de ce champ dans la détermination des autres variables de l'écoulement qui sera appelé plus tard principe d'inversibilité (Hoskins et al. 1985). En associant les systèmes perturbés d'altitude à des anomalies de PV, Kleinschmidt montre le rôle déterminant qu'elles jouent dans la cyclogenèse.

Comme le souligne Joly et al. (2002), les travaux de Sutcliffe, Petterssen, Kleinschmidt ont été fortement occultés en raison de l'émergence de l'instabilité barocline (Charney 1947, Eady 1949). Dans cette théorie, la cyclogenèse n'est plus vue comme l'interaction entre des anomalies d'amplitude finie préexistantes mais comme le résultat de la croissance exponentielle de perturbations initialement infinitésimales et ne changeant pas de structures spatiales (modes dits normaux). L'élégance mathématique de ces modèles développés dans le cadre de l'approximation quasi-géostrophique a fasciné nombre de scientifiques dans la seconde moitié du 20 me siècle en dépit d'une faible similarité avec le comportement des cyclogenèses réelles. Même si les échelles typiques de la cyclogenèse (environ 2000-4000 kms) sont proches de celles des modes normaux les plus instables, des taux de croissance supérieurs à ces modes normaux sont observés dans des cas réels ainsi que la non-stationarité de la pente verticale vers l'ouest des structures cycloniques (comme on peut le voir sur les figures 1.1b-c). Ainsi, tout en gardant le contexte linéaire, quasi-géostrophique et des écoulements de base très simples, Farrell (1982) et Farrell (1984) montrent qu'on peut obtenir des taux de croissance bien plus élevés avec des perturbations initiales suffisamment bien choisies dites non modales. D'autres améliorations tangibles vers plus de réalisme ont été obtenues en introduisant des approximations moins exigeantes que l'approximation quasi-géostrophique comme l'approximation semi-géostrophique (Hoskins 1976), en étudiant l'évolution non-linéaire des modes normaux (Simmons et Hoskins 1978), ou encore en considérant des modes normaux évoluant dans des jets localisés latitudinalement (Hoskins et West 1979). Toujours dans un souci de se rapprocher du monde réel tout en gardant une modélisation relativement simple, certains auteurs ont étudié l'évolution linéaire de perturbations évoluant dans des courants-jets zonalement inhomogènes dans des modèles QG (Whitaker et Barcilon 1992, Cai et Mak 1990); d'autres encore se sont plus concentrés sur les effets diabatiques dans des modèles

semi-géostrophiques (Emanuel et al. 1987). On s'aperçoit ainsi que les études de stabilité linéaire ont la vie dure car elles permettent de trouver des solutions facilement interprétables. Il semble à l'heure actuelle encore utile d'aborder certains nouveaux problèmes sous cet angle comme vont le montrer les chapitres 3 et 4, même si cette approche doit souvent être complétée par d'autres qui incorporent toutes les nonlinéarités.

Loin d'être exhaustif, ce petit rappel historique a pour objectif de mettre en perspective l'état actuel de nos connaissances sur la cyclogenèse tel qu'il est décrit dans la suite du présent chapitre. La section 1.2 présente les différents schémas conceptuels de la cyclogenèse, celui de l'Ecole de Bergen et d'autres qui ont suivi portant sur le cycle de vie des dépressions ainsi que sur la formation de certaines structures sous-synoptiques comme les bandes transporteuses. Ces schémas conceptuels, bien que restant descriptifs, ont l'avantage de synthétiser un certain nombre d'études de cas. On s'intéressera ensuite dans la section 1.3 aux différentes classifications de cyclogenèses en partant de celle issue des études de Petterssen jusqu'aux plus nouvelles issues des campagnes de mesure comme Fastex (Joly et al. 1999) ou encore des réanalyses de la seconde moitié du 20ème siècle. La section 1.4 est dédiée aux théories de la cyclogenèse en faisant la part belle aux instabilités linéaires qui, comme nous l'avons dit précédemment, ont continué jusqu'à aujourd'hui à se développer en incorporant des éléments de plus en plus complexes dans l'environnement de grande échelle, ou encore, en prenant en compte les effets de l'humidité.

## 1.2 Les schémas conceptuels

### 1.2.1 Les cycles de vie

Dans le schéma norvégien (figure 1.2a), la phase d'initiation du tourbillon se produit le long du front (I), le front froid s'allonge tandis que le front chaud reste plus court (II), les deux fronts se rapprochent ensuite rétrécissant ainsi le secteur chaud (III) puis au moment de l'occlusion (IV), les deux fronts fusionnent avec un front froid qui s'intensifie tandis que le front chaud diminue. Comme rappelé précédemment, la plus grande limite de ce modèle est de ne pas prendre en compte l'effet de l'altitude dans le schéma mais il s'avère également qu'il est loin de représenter certaines caractéristiques observées sur d'autres dépressions et notamment la fracture frontale qui se produit pour certaines dépressions. C'est pour cette raison que Shapiro et Keyser (1990) ont présenté un nouveau schéma conceptuel de cycle de vie en s'appuyant sur des observations et des simulations (figure 1.2b). Celui-ci considère également quatre étapes ; la phase d'initiation décrit une cyclogenèse apparaissant le long d'un front (I) et ne se distingue donc pas du schéma norvégien, mais une fracture frontale se produit ensuite au niveau du minimum de pression avec un front chaud qui s'étend et un front froid qui se déplace perpendiculairement à l'orientation du front chaud (II) ; Cela aboutit à une structure frontale en forme de T et un front chaud qui commence à s'enrouler à l'arrière du front froid (III), aboutissant ainsi

à l'isolement de la masse d'air chaud appelé séclusion (IV).

En s'appuyant sur des simulations de perturbations cycloniques dans différents environnements de grande échelle, Schultz et al. (1998) ont montré que le modèle norvégien et le modèle de Shapiro-Keyser correspondaient respectivement plus à des cas de dépressions évoluant dans un écoulement diffluent et confluent. Suivant une approche similaire, Wernli et al. (1998) ont mis en évidence la formation d'une région frontale en forme de T comme dans le modèle de Shapiro-Keyser dans le cas d'un environnement faiblement cisailé horizontalement tandis que le modèle norvégien correspond plus au cas d'une dépression évoluant dans un cisaillement horizontal à dominante cyclonique. Notons enfin qu'il n'est pas étonnant de voir le modèle norvégien mieux correspondre aux cas de dépressions évoluant dans un écoulement diffluent et plutôt cyclonique puisque la Norvège se trouve au nord du jet climatologique et dans sa zone de diffluence.

## 1.2.2 Effets internes à la dépression et structures à méso-échelle

### Les bandes transporteuses

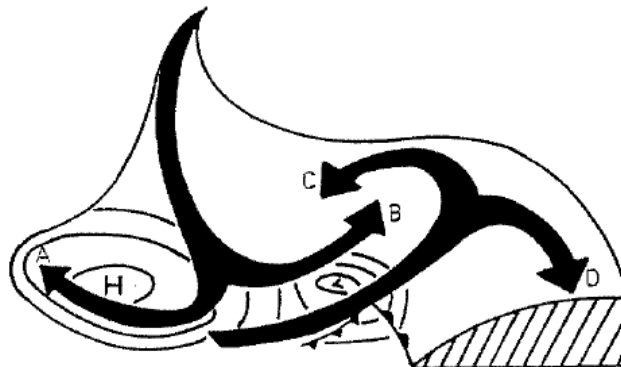


FIG. 1.3 – Schéma des différentes masses d'air observées à l'intérieur d'une onde barocline. Les flèches représentent l'écoulement sur des surface isentropes ou  $\text{iso-}\theta'_w$ . Tiré de Thorncroft et al. (1993) mais s'inspirant de travaux antérieurs des années 1960 sur l'analyse de cartes météorologiques sur des isentropes.

Le vocabulaire de "bandes transporteuses" ou "conveyor-belts" a été introduit par Harrold (1973). Ces bandes représentent l'évolution quasi-Lagrangienne de masses d'air ayant différentes provenances et dont l'épaisseur est d'environ 1 km et la largeur d'une centaine de kilomètres. Il en existe essentiellement trois types au sein des dépressions ; l'intrusion sèche qui est une masse d'air provenant de la haute troposphère ou de la basse stratosphère descendant vers la basse troposphère derrière le front froid (cf. la flèche descendante sur la figure 1.3) ; la bande transporteuse d'air froid ou "cold conveyor belt" dont une partie peut monter de manière anticyclonique vers l'altitude et une autre reste dans la basse tro-



posphère (cf. le sigle CJ sur la figure 1.4a) (Schultz 2001) ; et enfin, la bande transporteuse d'air chaud ou "warm conveyor belt" qui est la plus étudiée des trois pour l'importance de ses propriétés dynamique dans l'évolution de la dépression, elle correspond aux masses d'air chaudes, humides et ascendantes qui prennent leur origine dans le secteur chaud de la dépression et atteignent la haute troposphère (cf. la flèche ascendante sur la figure 1.3 ou le sigle WJ sur la figure 1.4a) et ce sont les masses d'air présentant les plus forts déplacements verticaux.

Même si le concept de bandes transporteuses est loin d'être nouveau, il a commencé à être étudié de manière conséquente à partir des années 1990 (Browning 1990, Wernli 1997) et on ne commence que depuis peu à obtenir des caractéristiques climatologiques (Eckhardt et al. 2004). La bande d'air chaud est particulièrement importante pour deux raisons principales. C'est au niveau de cette bande que se produit le principal dégagement de chaleur latente par condensation de la dépression qui amène à la production d'anomalies positive de PV en basses couches qui tendent à renforcer la vorticité de la dépression. Mais ce même dégagement de chaleur latente en moyenne troposphère peut avoir des effets non locaux. Il a tendance à créer des anomalies négatives de PV en haute troposphère au dessus de la dépression de surface qui peut amener à une modification de l'onde d'altitude plus en aval de l'écoulement. Ainsi une mauvaise représentation des processus au sein d'une bande transporteuse dans une cyclogenèse peut induire des erreurs de prévisions au niveau de la propagation de l'onde de Rossby en aval. Ceci entraîne une détérioration de la prévision de cyclog n ses se formant plus en aval (Massacand et al. 2001). Notons qu'un effort important de la communauté internationale regroup e autour du programme THORPEX consiste à mieux documenter ces masses d'air qui sont relativement étroites et donc difficiles à observer et qui pourtant semblent être cruciales pour la prévision de la cyclogenèse et même au-delà. C'est dans cet esprit que la communauté européenne tente d'organiser dans les années à venir une future campagne de mesure sur l'Atlantique intitulée T-NAWDEX.

### Les "sting jets"

D'autres phénomènes de plus petite échelle et encore plus difficiles à observer appelés "sting-jets" peuvent se produire aboutissant à des vents destructeurs, comme cela a été le cas par exemple lors de la tempête d'Octobre 1987 qui a touché le nord-ouest de la France et la Grande Bretagne (Browning 2004). Ce concept de sting-jets est relativement récent et ce phénomène tend à se produire au moment du retour en arrière du front chaud lors de la phase III du modèle de Shapiro-Keyser (Clark et al. 2005), c'est-à-dire au niveau de la tête nuageuse lorsqu'elle a fait à peu près le tour de la zone dépressionnaire (figure 1.4a). Il correspond à de l'air sec descendant sous les bandes nuageuses (figure 1.4b), s'alourdissant par effet d'évaporation et accélérant ainsi sa descente. Ce type de phénomène peut être reproduit par les modèles non-hydrostatiques   méso-échelle (Martinez-Alvarado et al. 2010). Cependant, les mécanismes associés commencent juste à être document s ; ils

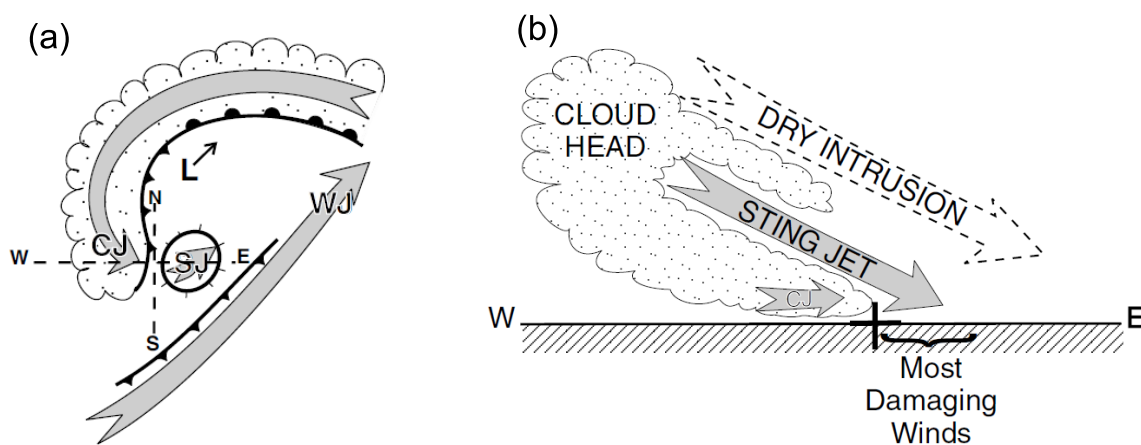


FIG. 1.4 – Modèle conceptuel du sting jet lors de la phase (III) du modèle de Shapiro-Keyser. (a) WJ et CJ correspondent respectivement aux bandes transporteuses chaude et froide, SJ au “sting jet“ et L au minimum de pression, (b) coupe verticale d’ouest en est dans la région de la fracture frontale. Tiré de Clark et al. (2005).

pourraient être associés non seulement au phénomène de refroidissement par évaporation mais également à la présence de conditions favorables à l’instabilité symétrique. Notons enfin que ces vents forts ne sont pas forcément localisés dans une même zone pour une dépression donnée. Ils prennent généralement la forme de plusieurs zones alternées d’air sec descendant et d’air humide ascendant. Ainsi, les images satellite de la tempête Klaus ont révélé l’existence de multiples zones sèches très étroites à l’intérieur de la tête nuageuse au sud du minimum de pression qui ne sont pas sans rappeler la structure du modèle conceptuel de sting-jets proposé par Browning (2004) (A. Joly, communication personnelle).

On peut se rendre compte que les schémas conceptuels reposant sur l’observation intensive des dépressions ne cessent d’augmenter depuis l’apparition du modèle norvégien. Non seulement un autre cycle de vie de dépressions a pu être mis en évidence, celui de Shapiro-Keyser (il est d’ailleurs étonnant de ne disposer que de deux modèles conceptuels à l’heure actuelle), mais également des schémas plus subtils de phénomènes internes à la dépression et de méso-échelle se sont développées avec l’intensification et l’amélioration des observations. Bien qu’étant descriptifs et ne proposant pas véritablement de mécanismes, ces schémas sont utiles notamment lorsqu’ils sont confrontés aux théories de la cyclogénèse.

## 1.3 Les classifications

### 1.3.1 Les types A, B et C

Se rendant petit à petit compte de la diversité des dépressions rencontrées ainsi que de celle des mécanismes possibles de cyclogénèse, Petterssen et Smebye (1971) ont proposé

une première classification décomposée en deux types A et B. Le type A correspond plutôt à un mélange des idées d'onde frontale de l'École norvégienne et de l'instabilité barocline développée par Charney et Eady ; le développement initial du tourbillon de surface se produit au niveau de la zone frontale de surface sans ondulation initiale du courant-jet en altitude et ce n'est qu'au cours de la phase de maturation que le thalweg d'altitude en amont se forme. Dans ce cas, la distance entre le thalweg d'altitude et celui des basses couches restent plus ou moins constants au cours du creusement. A l'inverse, la dépression de type B naît de la préexistence d'une anomalie d'altitude sans qu'il y ait nécessairement un front en surface. Pour le type B, la distance de séparation entre les anomalies positives de tourbillon d'altitude et de basses couches diminue au cours du temps jusqu'à devenir très faible au moment du maximum d'intensité. Le type B n'est pas sans rappeler les caractéristiques de la tempête Klaus (figure 1.1).

La classification de Petterssen et Smebye reste encore d'actualité même si le type A au sens strict a été très rarement observé depuis leur article de 1971 (Deveson et al. 2002). On parle désormais de type A lorsque les ascendances sont principalement dues aux structures de basses couches et de type B lorsqu'elles sont forcées par l'altitude. Cependant, un nouveau type, dit type C, a été introduit par Deveson et al. (2002) dans leur classification des dépressions issues de la campagne de mesure FASTEX (Joly et al. 1999). Le type C est dominé par l'altitude similairement au type B mais à l'inverse de ce dernier, l'anomalie d'altitude ne se place pas petit à petit à l'aplomb de l'anomalie des basses couches. La pente verticale vers l'ouest reste donc relativement constante au cours du temps. Pour le type C, le dégagement de chaleur latente est un élément essentiel du creusement de la dépression (Deveson et al. 2002, Gray et Dacre 2006). Une climatologie plus extensive des dépressions a été développée par Gray et Dacre (2006) à partir de 700 dépressions. Cette climatologie montre que le type A domine au dessus des Rocheuses et du Gulf Stream tandis que le type B au-delà de la côte est des USA et le type C au dessus des océans dans des régions de faible baroclinie.

Bien qu'utile dans un premier temps pour séparer les mécanismes de base au sein des dépressions, cette classification a le défaut de déterminer à l'avance les différentes classes suivant deux paramètres donnés (le ratio entre l'altitude et les basses couches et la pente verticale) qui ne sont pas forcément les deux seuls pertinents. D'autre part, certaines dépressions connaissent plusieurs phases distinctes de croissance comme l'a montré la campagne FASTEX (Baehr et al. 1999) et il est donc difficile de classer chaque dépression dans une ou l'autre des catégories. Par exemple, Deveson et al. (2002) considèrent la première phase de croissance de la POI17 de FASTEX comme étant de type A puis la seconde phase de type B. Et l'inverse a été trouvé pour la POI11. On verra dans le chapitre suivant les raisons pour lesquelles deux phases de croissance ont été détectées en lien avec la position relative de la dépression par rapport au courant-jet de grande échelle.

### 1.3.2 Autres classifications

Afin d'obtenir une classification des différents types de dépressions, il est nécessaire d'obtenir un suivi temporel de celles-ci. Un certain nombre de suivis automatiques de trajectoires de dépressions ont été développés depuis la moitié des années 1990 (Sinclair 1994, Hodges 1994, Ayrault 1998, Wernli et Schwierz 2006). Ces suivis de trajectoires qui reposent sur la détection automatique du maximum de tourbillon relatif ou le minimum de pression à la surface de la mer sont devenus l'une des méthodes privilégiées d'étude des dépressions extratropicales, qu'ils soient appliqués à des réanalyses ou à des simulations climatiques.

Une nouvelle classification des dépressions a émergé du suivi automatique de Ayrault (1998). Des composites de dépressions ont été obtenus à partir d'une classification hiérarchique ascendante sans connaissance a priori des différentes classes ou sans définition a priori des ingrédients qui discrimineront les différentes classes. Seuls quelques champs pertinents autour du système dépressionnaire sont gardés pour la classification comme les champs de température ou de vorticité relative à différents niveaux. La phase d'initiation de plusieurs milliers de cas comprend 12 classes (Ayrault et Joly 2000a); certaines sont similaires au type B de Petterssen et Smebye (1971), d'autres ressemblent plus aux cas des ondes frontales et d'autres encore, tout aussi nombreuses, n'ont pas d'équivalent conceptuel. La phase de maturation reposant sur 1648 cas comprend 7 classes (Ayrault et Joly 2000b) dont les cas de forte amplification s'expliquent uniquement par l'interaction barocline. L'interaction barocline domine lors de la phase de maturation tandis qu'elle ne représente que 20% des cas lors de la phase d'initiation.

La section suivante est dédiée aux théories de la cyclogenèse avec un développement plus prononcée sur la phase de maturation car correspond plus au cadre de mon activité de recherche que j'ai menée ces dernières années. Bien que cette phase soit dominée par l'interaction barocline, celle-ci peut être modul e par différents effets, notamment diabatiques et barotropes.

## 1.4 Théories et concepts de la cyclogenèse

### 1.4.1 Théories de la phase d'initiation

Les théories se concentrant sur la phase d'initiation ont été en grande partie dominées par celles de l'instabilité frontale. S'inspirant du schéma norvégien, ces théories ont été remises au goût du jour par Orlanski (1968) puis au début des années 1990 par l'Ecole de Reading (Joly et Thorpe 1990, Bishop et Thorpe 1994b) et l'Ecole Suisse (Schär et Davies 1990) entre autres. La situation invoquée dans ces précédents articles est la suivante qui se produit essentiellement en deux étapes; (i) la frontogénèse qui tend à renforcer le front permet de créer des ascendances du côté chaud du front; ces masses d'air ascendantes vont se refroidir induisant ainsi du dégagement de chaleur latente par condensation ce qui va

créer des anomalies positives de PV dans les basses couches juste au-dessus du front. (ii) La bande de maximum PV peut se déstabiliser suivant le critère d'instabilité de Charney-Stern (cf. sa description dans la section suivante) puisque le gradient de PV s'annule dans le domaine pour créer une onde qui va décomposer la bande de PV en plusieurs anomalies positives localisées qui correspondent à la naissance de futures dépressions. Cette deuxième étape est favorisée lorsque l'étirement dû à la frontogenèse s'amenuise comme l'ont montré les études théoriques de Bishop et Thorpe (1994a) et Bishop et Thorpe (1994b). Les auteurs ont trouvé un seuil pour le taux de déformation au-delà duquel le développement de l'onde frontale est supprimé qui est assez bien confirmé par les observations (Renfrew et al. 1997, Chaboureau et Thorpe 1999) et des simulations idéalisées d'un modèle non-hydrostatique (Dacre et Gray 2006).

Cependant, quand on compare à toutes les phases d'initiation, celles proches de la configuration de l'instabilité frontale ne représentent que 25% des cas (Ayrault et Joly 2000a). D'autres mécanismes de la phase d'initiation restent en grande partie à explorer. Arbogast (2004) a récemment montré sur une étude de cas que l'interaction barotrope dans la basse troposphère entre une dépression et un front, c'est-à-dire entre structures d'amplitude finie, pouvait donner naissance à une nouvelle dépression au sein du front. Cependant, nous ne connaissons par encore à l'heure actuelle la représentativité d'un tel mécanisme.

### 1.4.2 Instabilité barocline

Deux modèles simples d'instabilité barocline ont été développés juste après la seconde guerre mondiale (Charney 1947, Eady 1949) en se reposant sur l'approximation QG. Dans le modèle de Eady (1949), le PV est uniforme et il y a deux équations de conservation de la température potentielle sur deux surfaces horizontales rigides correspondant au haut et au bas de la troposphère. Après linéarisation des deux équations autour d'un environnement défini par un profil vertical linéaire du vent zonal et la recherche de solutions sous forme exponentielle (les modes normaux), on trouve les solutions les plus instables pour les longueurs d'onde 3 à 4 fois supérieures au rayon de déformation  $R_d = NH/f$ .  $N$ ,  $H$  et  $f$  sont respectivement la fréquence de Brunt-Vaisala, la hauteur de la tropopause et le paramètre de Coriolis. Les longueurs d'onde les plus instables sont donc assez proches de la taille typique des ondes baroclines observées dans l'atmosphère. Dans le modèle de Charney (1947), il n'y a pas de limite au toit rigide au niveau de la tropopause et l'instabilité provient d'un gradient positif de PV au milieu de la troposphère accompagné d'un cisaillement vertical linéaire du vent au niveau de la surface. L'avantage du modèle de Charney est qu'il peut prendre en compte l'effet des variations du paramètre de Coriolis, l'effet beta ( $\beta = \partial_y f$ ), tandis que le modèle d'Eady aboutit à des solutions facilement abordables analytiquement.

Un autre modèle QG similaire aux deux autres est apparu ensuite, c'est le modèle à deux couches de Phillips (1951). Il est régi par deux équations de conservation du PV

(une dans chaque couche) et l'instabilité provient de gradients de PV de l'environnement de signes opposés dans les deux couches. Il est très similaire au modèle d'Eady car comme l'a montré Bretherton (1966b), la température potentielle sur une surface au toit rigide en haut de la troposphère est proportionnelle au PV mais avec le signe opposé tandis que celle du bas de la troposphère est proportionnelle au PV avec le même signe. Toujours est-il que les instabilités des trois modèles peuvent être vues comme des cas particuliers du critère d'instabilité de Charney et Stern (1962) qui est une généralisation de celui de Rayleigh (1880) dans le cadre mixte barotrope-barocline.

Dans le chapitre 2, un ensemble de résultats nouveaux sont obtenus dans le cadre du modèle à deux couches dont les équations de conservation du PV dans les couches du haut (dénotée 1) et du bas (dénotée 2) sont les suivantes :

$$\frac{\partial q_k}{\partial t} + \mathbf{u}_k \cdot \nabla q_k = 0, \quad k \in [1, 2], \quad (1.1)$$

avec

$$q_k = f + \Delta\psi_k + R_d^{-2}(-1)^k(\psi_1 - \psi_2), \quad (1.2)$$

où  $q_k$  désigne le PV dans la couche  $k$  et  $R_d$  le rayon de déformation. Il a l'avantage sur le modèle de Eady d'inclure facilement l'effet  $\beta$  et de faire facilement le pont avec le cas barotrope puisque pour  $R_d$  tendant vers l'infini, les deux couches sont découplées et chacune est régie par l'équation du modèle barotrope non divergent. Même si ce modèle a été intensivement utilisé, il s'avère que certaines propriétés des dépressions qui n'ont pas été jusqu'alors étudiées peuvent être facilement simulées dans ce modèle simple. Ces propriétés font intervenir des courants-jets spatialement complexes ainsi que des effets nonlinéaires comme le détaille le chapitre 2.

### Description qualitative en termes de vitesse verticale

Le schéma de la figure 1.5 est une synthèse de l'instabilité ou interaction barocline telle qu'elle est comprise aujourd'hui. Elle permet de comprendre qualitativement tout autant l'interaction entre perturbations infinitésimales que l'interaction entre anomalies d'amplitude finie dans un environnement barocline. Elle est donc en quelque sorte le résultat de l'influence des travaux de Charney, Eady d'un côté et de ceux de Sutcliffe, Petterssen de l'autre mais digérés par toute une génération de scientifiques depuis.

La figure 1.5 considère un écoulement de base zonal cisailé verticalement (noté avec des barres  $\bar{\mathbf{u}}_g = U(p)\mathbf{i}$ ) et des anomalies positives de vorticité localisées en haut et en bas (notées avec des primes) formant une pente verticale vers l'ouest. Le cisaillement vertical de vent est associé à un gradient méridien de température négatif ainsi qu'à des gradients méridiens de PV, positif dans la haute troposphère et négatif dans la basse troposphère.

La première interprétation repose sur l'équation de la vitesse verticale, l'équation dite omega, dont la formulation la plus simple est celle faisant intervenir le vecteur  $\mathbf{Q}$  (Hoskins

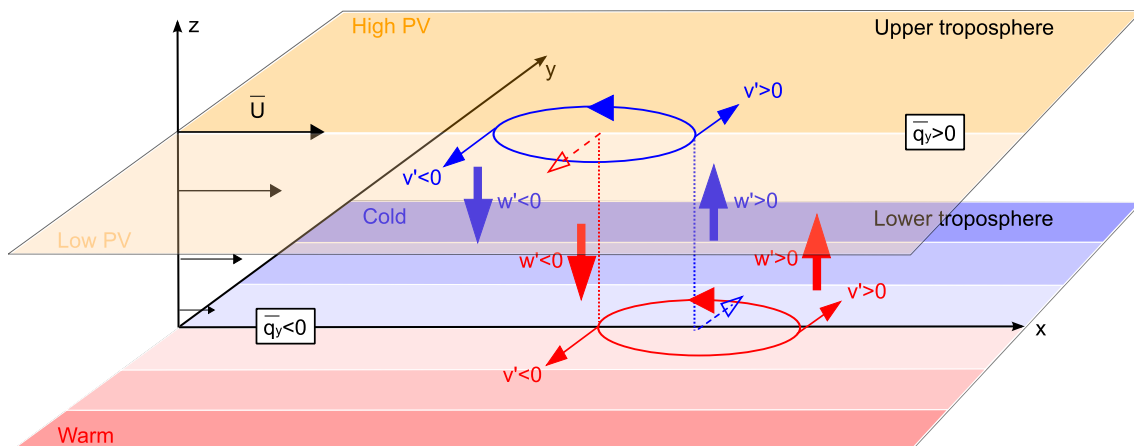


FIG. 1.5 – Schéma classique de l'interaction barocline entre deux anomalies positives de tourbillon situées en haut et en bas de la troposphère et correspondant respectivement à des anomalies froide (contour bleu) et chaude (contour rouge). L'environnement barocline est caractérisé par un cisaillement vertical de vent  $\bar{\mathbf{u}} = U(z)\mathbf{i}$ , un gradient de PV  $\bar{q}_y$  positif en altitude et négatif dans la basse troposphère correspondant à un gradient de température potentielle négatif. Deux raisonnements simples (cf. texte) permettent de se rendre compte que les deux anomalies se renforcent l'une l'autre lorsque l'anomalie d'altitude est en amont de l'anomalie des basses couches comme c'est le cas sur le schéma.

et al. 1978) :

$$s^2 \nabla^2 \omega + f_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = -2 \nabla \cdot \mathbf{Q}, \quad (1.3)$$

où le paramètre  $s^2 = -h \frac{\partial \theta_R}{\partial p}$  est un paramètre de stratification.  $h = R/p(p/p_s)^{R/C_p}$  dépend de la pression  $p$ , de  $R$  la constante spécifique de l'air sec, de  $C_p$  la chaleur spécifique de l'air sec à pression constante et  $p_s$  la pression de surface.  $\theta_R$  est la température potentielle de référence et le vecteur  $\mathbf{Q}$  est défini ainsi

$$\mathbf{Q} \equiv (Q_x, Q_y) = \left( -\frac{R}{p} \frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial x} \cdot \nabla T, -\frac{R}{p} \frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial y} \cdot \nabla T \right), \quad (1.4)$$

où  $\mathbf{u}_g$  désigne le vent géostrophique. Ceci permet d'obtenir pour  $y=0$  (c'est-à-dire au niveau du centre des anomalies là où la vitesse zonale perturbée est nulle  $u'_g = 0$ ),  $Q_x = -\frac{R}{p} \frac{\partial v'_g}{\partial x} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = -f_0 \frac{\partial U}{\partial p} \frac{\partial v'_g}{\partial x}$ . Puisque  $\frac{\partial v'_g}{\partial x}$  est positif et maximum au niveau du centre de chaque anomalie de vorticité positive et  $\partial U / \partial p$  est négatif,  $Q_x$  atteint un maximum positif au centre des anomalies également.  $\frac{\partial Q_x}{\partial x}$  et donc  $\omega$  (cf. équation (1.3)) est négatif à l'est de ces anomalies et positif à l'ouest. L'anomalie d'altitude crée donc une forte ascendance juste au-dessus de l'anomalie de la basse troposphère (voir flèche bleue vers le haut sur la figure 1.5) qui augmente la vorticité relative de la basse troposphère et la renforce ainsi (cf. l'équation d'évolution de la vorticité absolue en QG :  $\frac{D}{Dt}(\zeta + f) = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p}$ ). Des raisonnements similaires dans les différentes régions montrent que les deux anomalies se renforcent ainsi mutuellement.

### Description qualitative en termes de PV

L'interprétation qualitative de l'interaction barocline en termes de PV est la plus succincte d'entre toutes; elle a été initialement proposée par Bretherton (1966a), puis reprise abondamment par Hoskins et al. (1985). L'anomalie positive de PV de basses couches induit une vitesse méridienne négative au centre de l'anomalie d'altitude (cf. la flèche rouge en traits tiretés sur la figure 1.5), qui advecte du fort PV de l'environnement se situant plus au nord et renforçant ainsi l'anomalie positive de PV en altitude. De même, la vitesse induite par l'anomalie d'altitude en basses couches advecte du fort PV de l'environnement du sud vers le nord qui renforce l'anomalie positive de PV en surface ou de manière équivalente advecte de la température chaude au niveau de l'anomalie chaude de surface. Là encore, on se rend compte qu'il y a renforcement mutuelle des anomalies lorsque l'anomalie d'altitude se trouve à l'ouest de celle de surface.

### Description qualitative en termes d'énergie

Dans le cadre QG, l'équation du mouvement et l'équation thermodynamique permettent d'aboutir respectivement à l'équation d'évolution de l'énergie cinétique  $K' \equiv \frac{1}{2}\mathbf{u}'^2$  et de l'énergie potentielle  $P' \equiv \frac{1}{2s^2} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right)^2$  de la perturbation. En supposant que l'écoulement de base satisfasse les équations ou qu'il y ait un forçage qui le maintienne stationnaire, les équations d'évolution des énergies cinétique et potentielle des perturbations s'écrivent ainsi en coordonnées isobares :

$$\frac{D_g}{Dt} K' = \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} - \nabla(\mathbf{u}'_g p'_a + \Phi' \nabla \chi') - \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \Phi') - h\omega' \theta', \quad (1.5)$$

$$\frac{D_g}{Dt} P' = -\frac{h^2}{s^2} (v' \theta' \partial_y \bar{\theta} + u' \theta' \partial_x \bar{\theta}) + h\omega' \theta', \quad (1.6)$$

où  $D_g/Dt = \partial/\partial t + (\bar{\mathbf{u}}_g + \mathbf{u}'_g) \cdot \nabla$  est la dérivée Lagrangienne géostrophique. De plus,

$$\mathbf{E} \equiv \left( \frac{1}{2}(v_g'^2 - u_g'^2), -u_g' v_g' \right), \quad (1.7)$$

$$\mathbf{D} \equiv \left( \frac{\partial \bar{u}_g}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}_g}{\partial y}, \frac{\partial \bar{v}_g}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_g}{\partial y} \right). \quad (1.8)$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation (1.5), i.e.  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}$ , est le terme de conversion barotrope dont la formulation sous forme de produit scalaire a été introduite par Mak et Cai (1989). Le second et troisième terme représentent respectivement les termes de redistribution horizontale et verticale de l'énergie cinétique. Le quatrième et dernier terme correspond au transfert de l'énergie potentielle de la perturbation vers l'énergie cinétique de la perturbation, et est appelé conversion barocline interne. Le premier terme dans le membre de droite de l'équation (1.6) est le terme de conversion barocline de l'énergie potentielle de l'environnement vers l'énergie potentielle de la perturbation.



D'après la figure 1.5, les zones d'ascendance (de subsidence) sont corrélées avec des anomalies chaudes (froides), donc le terme  $-h\omega'\theta'$  est positif, c'est-à-dire qu'il y a transfert d'énergie potentielle de la perturbation vers son énergie cinétique. De plus, l'énergie potentielle de la perturbation provient de l'énergie potentielle de l'écoulement de base puisque la conversion barocline est positive dans le cas du schéma de la même figure. En effet, celle-ci est proportionnelle à  $-\frac{h^2}{s^2}v'\theta'\partial_y\bar{\theta}$  et est donc du même signe que  $v'\theta'$  qui est lui-même du même signe que  $\partial_x\Phi'\partial_z\Phi'$  qui est positif quand l'anomalie de surface devance l'anomalie d'altitude.

### Instabilité barocline généralisée

Dans les années 1980, on s'est rendu compte que la croissance explosive de certaines cyclogenèses ne pouvait pas être représentée par les modes normaux dont les taux de croissance étaient plus faibles que ceux observés. C'est dans cet esprit que Farrell (1984) a montré qu'en choisissant des conditions initiales suffisamment adéquates, on pouvait obtenir, même dans les modèles simples linéarisés comme celui d'Eady, des taux de croissance plus élevés que les modes normaux ; c'est ce qu'on appelle l'instabilité non modale. Dans ce cas d'instabilité, la structure de la perturbation change au cours du temps ; ainsi peut-on dire que le type A de la classification de Petterssen-Smebye est modal tandis que le type B est non modal. Ce type d'approche a été généralisé par la suite (Lacarra et Talagrand 1988, Farrell et Ioannou 1996a, Farrell et Ioannou 1996b) et a donné lieu au développement de la méthode des vecteurs singuliers qui sont les vecteurs propres d'une matrice faisant intervenir l'opérateur tangent linéaire et son adjoint. Les vecteurs singuliers sont les modes qui optimisent la croissance de perturbations dans le cadre linéaire pour une norme donnée et un intervalle de temps donné. Ils ont été utilisés abondamment depuis dans certains centres opérationnels de prévision du temps pour les études de prévisibilité et l'implémentation des prévisions d'ensemble (Buizza et Palmer 1995).

Malgré ce raffinement dans les résultats théoriques, les tentatives pour comparer le développement d'une dépression à un mode singulier ont été très maigres. Cela est en partie dû à la difficulté rencontrée pour définir ce qu'est l'environnement, étape nécessaire pour linéariser et calculer les vecteurs singuliers. Cette comparaison a pourtant été effectuée sur le cas de la tempête Lothar de la fin décembre 1999 par Descamps et al. (2007). En enlevant la tempête grâce à un algorithme d'inversion du PV, les auteurs ont pu calculer les vecteurs singuliers mais ont trouvé très peu de points communs avec la structure naissante de la tempête. Le lien entre l'instabilité barocline généralisée et une cyclogenèse réelle semble donc pour l'instant faire défaut. A noter cependant les améliorations récentes de la méthode qui n'ont pas été prises en compte dans l'étude précédente, notamment en incorporant les effets humides dans le calcul des vecteurs singuliers (Hoskins et Coutinho 2005) ou en prenant en compte les effets nonlinéaires (Rivière et al. 2008).

## Instabilité localisée

Etant donné la localisation zonale des zones de forte baroclinie, un autre axe de recherche des années 1980 et 1990 a consisté à adapter la théorie initiale de l'instabilité barocline modale des écoulements zonalement uniformes au cas des écoulements de base variant zonalement. Un certain nombre d'articles de Frederiksen et notamment Frederiksen (1983) ont montré que les structures des modes normaux les plus instables calculés pour des écoulements climatologiques observés de l'Hémisphère Nord ressemblaient assez bien aux rails des dépressions observés. Cependant, cela ne signifie pas que les processus de croissance soient les mêmes pour les dépressions réelles et les modes normaux. Il s'avère également que les modes normaux dans des écoulements de base variant zonalement peuvent faire intervenir des processus de croissance assez différents qui font appels aux notions d'instabilité locale et globale (Pierrehumbert 1984). Reprenant les notions d'instabilité absolue et convective de Merkin (1977), Pierrehumbert montre dans le modèle à deux couches barocline qu'un mode normal dans un écoulement variant zonalement peut soit croître localement, c'est-à-dire que la perturbation croît exponentiellement à une longitude donnée en raison des propriétés locales de la baroclinie soit croître globalement, c'est-à-dire qu'elle ne croîtra à une longitude donnée que si le domaine est cyclique. Le lien entre la croissance modale globale et les dépressions réelles est fort peu probable puisqu'un mode global nécessite un temps très long pour croître à une longitude donnée. Le lien avec la croissance modale locale est potentiellement plus intéressante mais il s'avère que celle-ci dépend en grande partie de la moyenne verticale du vent zonale. Il est très peu probable que l'instabilité locale modale soit présente dans l'atmosphère réelle comme l'ont montré Lin et Pierrehumbert (1993) car elle nécessite la plupart du temps des vents de surface orientés d'est en ouest ce qui n'est pas réaliste pour les moyennes latitudes.

En d'autres termes, il semble que l'instabilité modale dans des écoulements zonalement inhomogènes représente correctement les rails des dépressions observés mais pour de mauvaises raisons. L'évolution linéaire mais non modale d'une anomalie d'altitude entrant dans une zone de forte baroclinie est beaucoup plus réaliste (Whitaker et Barcilon 1992). Il est désormais bien établi que ce sont des perturbations préexistantes d'amplitude finie modulées par les variations longitudinales de la baroclinie, de la dissipation mais aussi de la déformation horizontale comme on va le voir plus loin qui rendent compte de la localisation des rails des dépressions observés (Chang et al. 2002a).

### 1.4.3 Prise en compte des effets humides

L'intensification des dépressions due au dégagement de chaleur latente par condensation dans les ascendances est connue depuis un certain temps déjà (Danard 1964) tout autant que la possibilité de former des anomalies de PV par ce même dégagement de chaleur latente (Eliassen et Kleinschmidt 1957). En paramétrisant le dégagement de chaleur latente et en linéarisant les équations semi-géostrophiques obtenues, Emanuel et al. (1987)

ont montré que les taux de croissance des modes normaux humides étaient au moins deux fois supérieurs à ceux des modes normaux secs. Malgré cette différence de taille, ce type d'étude n'entrevoit les effets humides qu'à partir de concepts existants dans le cas sec.

D'autres études plus récentes ont introduit la notion de "diabatic Rossby waves" (Parker et Thorpe 1995) ou "diabatic Rossby vortex" (Moore et Montgomery 2005). Prenant son origine dans le vocabulaire de l'onde de Rossby classique, le principe de l'onde de Rossby diabatique est le suivant : l'anomalie positive de vitesse méridienne  $v'_g$  à l'est de l'anomalie positive de PV crée des ascendances juste au dessus (cf. flèche rouge ascendante sur la figure 1.5) en raison du terme  $-\frac{R}{p} \frac{\partial v'_g}{\partial x} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$ . L'air ascendant va se refroidir, condenser et favoriser le dégagement de chaleur latente qui va produire une tendance positive de PV en dessous et une tendance négative de PV au dessus (la tendance Lagrangienne de PV est proportionnelle à la dérivée verticale du chauffage diabatique). Ainsi cela va-t-il favoriser le déplacement de l'anomalie positive de PV vers l'est et ainsi se propager. Bien que cette propagation dépende d'un environnement barocline important, une onde de Rossby diabatique n'a pas besoin d'une interaction avec l'altitude comme dans le cas classique de l'instabilité barocline pour se maintenir, voire se renforcer (Moore et Montgomery 2005).

Il est important de noter que des effets nonlinéaires importants existent dus aux effets de seuil de la condensation et devraient être davantage pris en compte à l'avenir dans les études idéalisées de cycle de vie de dépressions (Lapeyre et Held 2004). Rappelons également que dans le type C de la classification de Deveson et al. (2002) qui est celui qui dépend le plus des effets diabatiques, c'est précisément cette production de PV négatif au dessus du pic des ascendances qui maintient la pente verticale vers l'ouest des anomalies positives de PV.

Les études portant sur les effets diabatiques au sein des dépressions extratropicales sont devenues de plus en plus nombreuses, notamment dans le contexte du changement climatique. Elles semblent avoir pris complètement le dessus sur les études faisant intervenir uniquement la dynamique sèche au point d'occulter l'importance de cette dernière sur des cas réels. Ceci est dommage car certaines de leurs propriétés, pas encore totalement expliquées, sont dépendantes de processus nonlinéaires secs comme le montre le chapitre 2.

#### 1.4.4 Développement en aval

Même si l'interaction barocline est le mécanisme principal impliqué dans les phases de maturation, d'autres processus peuvent être mis en jeu comme le développement en aval (Chang 1993, Orlanski et Sheldon 1995). Ce phénomène correspond au transfert d'énergie cinétique au sein d'un même train d'onde de perturbations pleinement formées vers d'autres perturbations situées plus en aval. C'est ce transfert d'énergie qui permet à ces dernières de se développer et se matérialise concrètement par le deuxième terme du membre de droite de l'équation (1.5). Ce terme correspond aux flux horizontaux agéostrophiques de géopotential, ou dit autrement, à la dispersion en aval de l'énergie des

ondes baroclines par la vitesse de groupe. Ce processus, qui se passe essentiellement en altitude là où l'écoulement est essentiellement ondulatoire, peut cependant être à l'origine du développement de nouvelles dépressions à la surface assez loin en aval du maximum de baroclinie (Orlanski et Chang 1993). Orlanski et Sheldon (1995) ont montré sur des études de cas réels qu'une dépression pouvait naître en grande partie par ce mécanisme, c'est-à-dire par transfert d'énergie d'un système synoptique situé plus en amont qui lui se serait principalement développé par interaction barocline.

Le chapitre 2 montrera que ce processus n'est pas l'unique mécanisme qui peut expliquer une croissance explosive d'une dépression en aval d'un maximum de baroclinie et que le maximum de conversion barocline atteint par une dépression ne se déroule pas forcément au moment où elle passe dans la zone du maximum de baroclinie.

### 1.4.5 Modulation par les effets barotropes

#### Puits barotrope

Les cartes climatologiques de la conversion barotrope  $\mathbf{E.D}$  obtenues en filtrant l'écoulement atmosphérique en deux composantes, une partie haute fréquence (périodes inférieures environ à une semaine) et une partie basse fréquence (périodes supérieures à une semaine), révèlent que celle-ci est principalement négative au dessus des rails des dépressions (Lee 2000, Black et Dole 2000). Les perturbations baroclines perdent leur énergie par conversion barotrope et cela a été bien reproduit dans les cycles de vie non linéaires des modes normaux comme ceux de Simmons et Hoskins (1978). Après une phase de croissance marquée par l'interaction constructive barocline, les perturbations perdent principalement leur énergie de manière barotrope. Cette conversion énergétique barotrope négative se traduit par des flux de quantité de mouvement orientés dans le sens du gradient du vent zonal. Des études théoriques ont montré que c'était le cas pour les courants-jets dont les échelles de variations méridiennes étaient supérieures au rayon de déformation (Held et Andrews 1983).

En d'autres termes, l'instabilité barotrope de type modal n'existe pas aux moyennes latitudes. En revanche, les cartes climatologiques de Lee (2000) et Black et Dole (2000) montrent dans l'hémisphère nord l'existence de pics positifs de conversion barotrope en aval des grandes chaînes de montagne (Himalaya, Rocheuses) dans des zones où l'écoulement climatologique est confluent. Cette caractéristique peut être reproduite dans des simulations linéaires d'un modèle barotrope non divergent où on peut voir des ondes de Rossby être étirées dans les zones de diffluence (et perdant ainsi de l'énergie) et contractées dans les zones de confluence (et gagnant ainsi de l'énergie). Ce passage de l'un à l'autre est dû à un changement brutal de l'orientation des axes de dilatation (orientés nord-sud dans une zone de diffluence et ouest-est dans une zone de confluence) ou de manière équivalente de l'orientation du vecteur  $\mathbf{D}$  qui change de manière brutale le signe de  $\mathbf{E.D}$  au passage de la diffluence à la confluence.

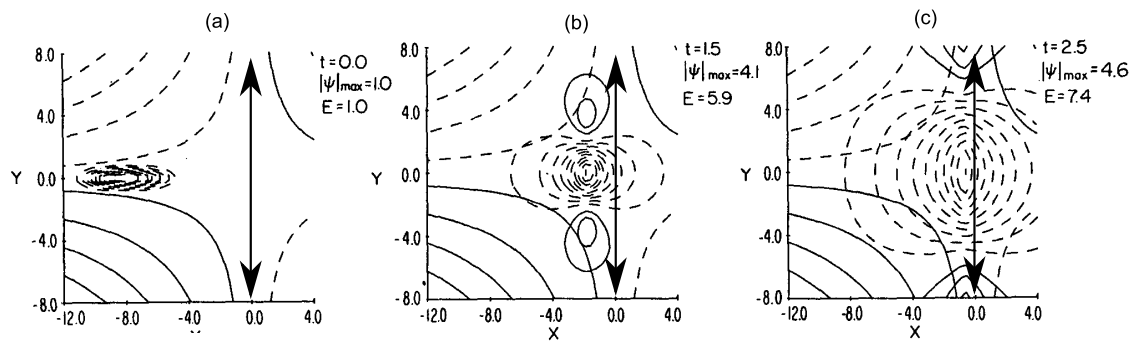


FIG. 1.6 – Evolution temporelle d'une perturbation dans un champ de déformation pur qui à l'instant initial (vignette a) est orientée perpendiculairement à l'axe de dilatation (flèche à double sens). Il y a ensuite (b) contraction puis (c) dilatation de la perturbation selon l'axe de dilatation. Tiré de Farrell (1989b).

Ce renforcement barotrope en zone de confluence avait déjà été anticipé par l'étude climatologique de Sanders (1988) qui avait remarqué que les thalwegs d'altitude étaient formés à l'est des chaînes montagneuses et se désagrégeaient essentiellement au-dessus des océans. En abordant des études de cas au dessus de l'Amérique du Nord, Lackmann et al. (1997) et Schultz et Sanders (2002) ont montré que le creusement de ces thalwegs se produisaient bien par contraction horizontale dans la zone de confluence en amont du jet atlantique. Ceci est particulièrement important car cela signifie que les anomalies d'altitude atteignent leur maximum d'amplitude à l'entrée des zones de forts contrastes thermiques ce qui est une situation d'autant plus favorable pour déclencher la cyclogenèse des basses couches par interaction barocline.

Le mécanisme précédent qui est purement transitoire et donc non modal a d'ailleurs été montré dans un contexte barotrope idéalisé par Farrell (1989) s'inspirant des travaux de Orr (1907). Une onde monochromatique de fonction de courant  $\psi' = Ae^{i(k(t)x+l(t)y)}$  évoluant dans un champ de déformation pur  $\bar{\psi} = \alpha xy$  satisfait les solutions suivantes  $k = k_0 e^{\alpha t}$  et  $l = l_0 e^{-\alpha t}$ . L'énergie cinétique est proportionnelle à  $1/(k(t)^2 + l(t)^2) = 1/(k_0^2 e^{2\alpha t} + l_0^2 e^{-2\alpha t})$  qui pour  $l_0 > k_0$  connaît une croissance transitoire avant de décroître définitivement. La figure 1.6 montre en effet qu'une perturbation isolée et initialement étirée le long de l'axe des x, c'est-à-dire perpendiculairement à l'axe de dilatation (vignette a), va se contracter d'abord et gagner en énergie (vignette b), puis se dilater à nouveau selon l'axe de dilatation (vignette c) où elle perd de l'énergie.

### Le régulateur barotrope

Une autre étude théorique importante sur l'effet des cisaillements horizontaux est due à James (1987) dans le cadre du modèle QG à deux couches. L'inclusion d'une composante barotrope de cisaillements horizontaux aboutit à un changement de structures des modes normaux, et plus précisément à un confinement latitudinal des modes normaux diminuant

ainsi leur capacité à extraire l'énergie potentielle de l'écoulement de base. L'instabilité barocline est ainsi réduite. L'étude montre également que les taux de croissance des modes normaux diminuent par une perte d'énergie cinétique de la perturbation via le terme de conversion barotrope. Cet effet stabilisateur de la composante barotrope des jets est appelé régulateur barotrope ou "barotropic governor". Il est important de noter que ce résultat est valide dans le cadre linéaire et qu'un tout autre effet sera étudié dans le cadre nonlinéaire qui tend à contrecarrer cet effet stabilisateur.

### Notion de déformation effective

Mon travail de thèse sur la croissance des perturbations dans les écoulements QG m'a conduit à identifier les structures préférentielles que prennent les perturbations évoluant dans un environnement spatialement complexe. La connaissance de ces structures est cruciale pour estimer les termes de conversion barotrope et barocline. Pour le terme de conversion barocline, c'est notamment l'orientation de la pente verticale des perturbations par rapport à l'orientation du gradient de température de l'environnement qui est déterminante. Pour le terme de conversion barotrope, c'est l'orientation horizontale des perturbations par rapport aux axes de dilatation qui compte, ou dit autrement l'orientation de  $\mathbf{E}$  par rapport à  $\mathbf{D}$ , comme on vient de le voir. Un résultat de ma thèse est associé à l'estimation du terme de conversion barotrope qui peut s'écrire ainsi

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = -K' \bar{\sigma} \sin \xi', \quad (1.9)$$

où  $\bar{\sigma} = |\mathbf{D}|$  est le module du vecteur  $\mathbf{D}$  et  $\xi'$  est l'angle tel que  $(\widehat{\mathbf{D}}, \mathbf{E}) \equiv \pi/2 + \xi'$ . Le signe de  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}$  dépend directement de l'angle  $\xi'$  dont l'équation d'évolution peut être obtenue à partir de la linéarisation des équations du mouvement en suivant l'approximation WKB (cf. équation (27) de Rivière et al. (2003)). Les points fixes de l'équation pour  $\xi'$ , i.e les angles pour lesquels la tendance Lagrangienne en suivant le vent géostrophique est nulle ( $\frac{D_g \xi'}{Dt} = 0$ ), sont analysés dans la précédente étude. L'objectif est d'identifier des structures en équilibre pour les perturbations. Deux points fixes existent en chaque point de l'espace et sont déterminés par

$$\xi' = \xi_{\pm}^r \equiv \pm \arccos(-r), \quad (1.10)$$

où  $r$  est le paramètre qui a été introduit par Lapeyre et al. (1999) dans le contexte de la turbulence 2D et s'exprime ainsi :

$$r \equiv \frac{\bar{\zeta} + 2\overline{D_g \phi}/Dt}{\bar{\sigma}}. \quad (1.11)$$

$\bar{\zeta}$  est la vorticité relative de l'écoulement de base,  $-2\frac{\overline{D_g \phi}}{Dt}$  est le taux de rotation du vecteur  $\mathbf{D}$  le long d'une trajectoire Lagrangienne. Les points fixes existent uniquement dans le cas  $|r| < 1$ , c'est-à-dire lorsque la rotation de l'environnement est plus faible que le taux de déformation. En d'autres termes, la perturbation ne peut s'étirer de manière conséquente

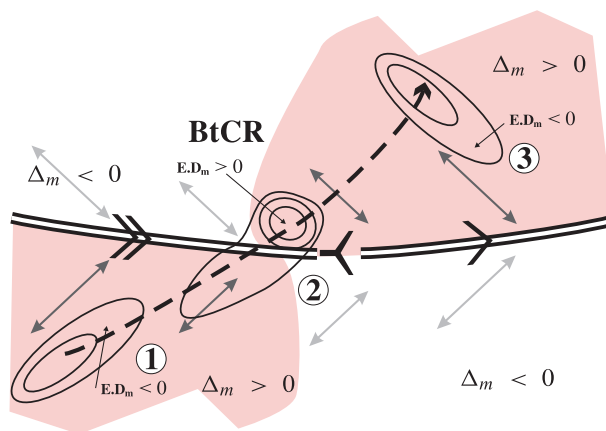


FIG. 1.7 – Schéma décrivant la configuration de l'écoulement de grande échelle aboutissant à la formation d'une région barotrope critique (BtCR) et l'évolution d'une perturbation à travers cette région. Les lignes doubles représentent l'axe du jet, les flèches doubles sont les axes de dilatation et les plages colorées indiquent les zones où la déformation effective est positive ( $\Delta_m > 0$ ). Les contours noirs en traits pleins correspondent au géopotentiel d'une perturbation haute fréquence dont la trajectoire est représentée par la flèche en traits tiretés. Tiré de Rivière et Joly (2006a).

que dans le cas où  $|r| < 1$ . Si  $\xi'$  est égal à un de ces points fixes, le taux de croissance de la conversion barotrope peut s'écrire ainsi :

$$\frac{\mathbf{E.D}}{K'}(\xi' = \xi_{\pm}^r) = \pm \sqrt{\bar{\sigma}^2 - \left( \bar{\zeta} + 2 \frac{\overline{D\phi}}{Dt} \right)^2}, \quad (1.12)$$

qui ne dépend que de l'écoulement de base.

Il s'avère que le point fixe  $\xi_-^r$  est stable mais fait décroître la perturbation tandis que le point fixe  $\xi_+^r$  est instable et fait croître la perturbation. Il est logique que le point fixe stable soit celui qui fasse perdre de l'énergie à la perturbation car comme on l'a vu dans le cas de Farrell (1989), une perturbation évoluant pendant suffisamment de temps dans un même environnement finit par s'étirer selon les axes de dilatation et perdre de l'énergie.

Cependant, le cas de Farrell (1989) représente le cas particulier où la rotation de l'environnement est nulle ( $\bar{\zeta} + 2\overline{D_g\phi}/Dt = 0$ ). Dans le cas où la rotation est forte  $|r| > 1$ , il n'y a pas de points fixes, la perturbation ne s'étirera jamais selon les axes de dilatation car la rotation est si forte qu'elle fait tourner l'axe de la perturbation.

Le calcul théorique précédent a été appliqué à l'étude des perturbations synoptiques atmosphériques et aux dépressions des moyennes latitudes dans mon premier postdoc au GAME à Toulouse dont les principaux résultats sont résumés au chapitre 2. Une nouvelle mesure a été introduite dans Rivière et Joly (2006a), appelée déformation effective, qui s'exprime en fonction des propriétés de l'environnement de grande échelle dans lequel évolue les perturbations synoptiques. Comme dans de nombreuses études sur les perturba-

tions synoptiques, la séparation entre perturbations et environnement se fait à l'aide d'un filtre temporel avec une fréquence de coupure de l'ordre de la semaine où la perturbation correspond à la partie haute fréquence (notée avec des indices  $H$ ) et l'environnement à la partie basse fréquence (notée avec des indices  $m$ ). La déformation effective, notée  $\Delta_m$  est une estimation dans le cadre sphérique de la quantité sous la racine du membre de droite de l'équation (1.12) appliquée au champ basse fréquence

$$\Delta_m \equiv \sigma_m^2 - \zeta_m^2. \quad (1.13)$$

$\sigma_m = |\mathbf{D}_m|$  est le module du vecteur déformation qui s'exprime ainsi en coordonnées sphériques

$$\mathbf{D}_m \equiv \left( \frac{\partial u_m}{\partial x} - \frac{\partial v_m}{\partial y} - v_m \tan \varphi/a, \frac{\partial v_m}{\partial x} + \frac{\partial u_m}{\partial y} + u_m \tan \varphi/a \right), \quad (1.14)$$

et

$$\zeta_m \equiv \frac{\partial v_m}{\partial x} - \frac{\partial u_m}{\partial y} - u_m \tan \varphi/a, \quad (1.15)$$

est la rotation due à l'environnement où  $a$  est la rayon de la terre et  $\varphi$  la latitude. A noter que dans la définition de  $\Delta_m$ , le terme dû à la rotation des axes de déformation a été éliminé. Ceci est dû à une simplification car ce terme est faible pour l'environnement considéré dans le cadre atmosphérique qui est composé de jets globalement zonaux ayant des courbures modérées. En d'autres termes, la quantité introduite est directement liée au critère dit d'Okubo-Weiss (Okubo 1970, Weiss 1991) appliqué au champ basse fréquence. La conversion barotrope  $\mathbf{E}_H \cdot \mathbf{D}_m$  est donc approximativement égale à  $\pm K_H \sqrt{\Delta_m}$  pour les deux points fixes où  $\mathbf{E}_H$  et  $K_H$  désignent respectivement le vecteur  $\mathbf{E}$  et l'énergie cinétique  $K'$  calculés pour la composante haute fréquence de l'écoulement.

L'avantage du critère précédent est qu'il peut s'appliquer à n'importe quel courant-jet atmosphérique et permet de déterminer les régions où les perturbations synoptiques vont fortement s'étirer  $\Delta_m > 0$  et les régions où elles vont plutôt rester isotropes  $\Delta_m < 0$ . Le mécanisme de réintensification barotrope transitoire sous la forme d'une séquence dilatation-contraction-dilatation peut donc s'opérer si une perturbation synoptique traverse le courant-jet du sud vers le nord tout en restant dans des zones de forte déformation effective (figure 1.7). En effet, dans l'étape 1, la perturbation, qui évolue du côté anticyclonique du jet dans une zone où  $\Delta_m > 0$ , s'étire dans le sens des axes de dilatation SO-NE (l'orientation du point fixe stable est essentiellement l'axe de dilatation); dans l'étape 2, elle traverse le jet, se retrouve dans une zone où les axes de dilatation ont brutalement changé de sens, la perturbation est ainsi contractée et gagne en énergie; enfin, durant l'étape 3, la perturbation s'étire à nouveau et perd de l'énergie. Ce mécanisme est donc très proche du mécanisme proposé par Farrell (1989) pour le passage d'une zone de confluence à une zone de diffluence. L'étape de contraction se produit également par changement brutal de l'orientation des axes de dilatation mais ici ce changement se produit quand on passe du côté anticyclonique au côté cyclonique d'un jet. Ce mécanisme



est sous-jacent à un certain nombre de cycle de vie de perturbations synoptiques comme cela est montré dans le chapitre suivant.

## 1.5 Synthèse

Les théories de la cyclogenèse développées dans la seconde moitié du 20ème siècle, et notamment celles de l'instabilité barocline, ont permis dans un premier temps d'expliquer un certain nombre de caractéristiques des dépressions des moyennes latitudes, comme par exemple les ordres de grandeur de leur échelle spatiale ou leur taux de croissance. Cependant, les résultats numériques-théoriques de ces 15 dernières années étayés par les résultats des campagnes d'observation comme FASTEX ont mis en évidence la complexité et la richesse des mécanismes mis en jeu dans l'évolution des dépressions des latitudes tempérées. Comme l'a montré le travail statistique de Ayrault et Joly (2000b) sur ERA15, de nombreux comportements de dépressions au cours des différentes étapes du cycle de vie (initiation ou maturation) n'ont pas d'équivalent théorique. On aboutit donc à l'heure actuelle à une impasse théorique lorsqu'il s'agit d'expliquer leurs cycles d'évolution complets.

Même si l'interaction barocline est le mécanisme principal de croissance, d'amplification des dépressions, elle n'intervient pas de manière homogène et n'explique pas nécessairement toutes les étapes que traverse la dépression au cours de son évolution. Les effets diabatiques, barotropes ou encore celui du développement en aval modulent les amplifications dues à l'interaction barocline. Dans de nombreux cas, la dépression connaît plusieurs phases de croissance comme c'était le cas durant la campagne FASTEX (Baehr et al. 1999) et a donc un comportement très éloigné du développement modal tel que le décrivent les théories linéaires avec une unique phase de croissance. Toutes ces théories, bien que séduisantes par leur aspect analytique, sont non seulement limitées par l'hypothèse linéaire mais aussi très souvent par les nombreuses hypothèses faites sur la forme spatiale du courant-jet dans lesquels évoluent les perturbations. Celui-ci possède une zone de confluence, une zone de diffluence, des asymétries méridiennes et enfin une courbure. Bien entendu, certaines de ces inhomogénéités ont été étudiées d'un point de vue théorique mais généralement de manière séparée. Or, ce sont précisément toutes ces inhomogénéités spatiales prises ensemble qui devraient permettre d'expliquer l'existence de zones de forte croissance des dépressions ainsi que celles de forte dissipation pour un environnement de grande échelle donné. L'un des principaux enjeux de ma recherche de ces cinq dernières années a donc été d'interpréter la complexité du cycle d'évolution des dépressions à partir de la complexité spatiale de l'environnement dans lequel elles évoluent. Ceci a été rendu possible par l'introduction de la déformation effective présentée précédemment et a abouti aux résultats présentés dans le chapitre suivant.



# Chapitre 2

## Dynamique des dépressions matures des latitudes tempérées

*This chapter investigates the mature stage of extratropical cyclones and in particular the rapid-deepening phase they often undergo when they cross the upper-level jet axis from its warm to its cold-air side. The analysis of well-known damaging European storms shows that the location of the jet-crossing phase is in large part determined by the constraints exerted by the large-scale low-frequency flow (Rivière et Joly 2006a, Rivière et Joly 2006b). Critical regions defined by the effective-deformation field are shown to be preferential regions for the jet-crossing phase of synoptic eddies. Barotropic models experiments reproduce quite well the behavior of observed upper-tropospheric disturbances around these critical regions (Rivière 2008). In a baroclinic context, mechanisms leading a synoptic surface cyclone to cross an upper-level zonal jet and its subsequent deepening are investigated by Gilet et al. (2009) using a two-layer model on a  $\beta$  plane. The motion of a surface cyclone perpendicular to the upper jet is shown to depend strongly on the background potential vorticity gradient and the related mechanism is a baroclinic generalization of the so-called beta drift. The combined effects of the effective deformation and nonlinearities provide an explanation for the existence of preferential zones for the jet-crossing phase. Finally, some predictability issues related to the jet-crossing phase of the first december 1999 storm are analyzed in Rivière et al. (2010b).*

### 2.1 Introduction

L'une des observations majeures de la campagne FASTEX est la quasi-systématique simultanée entre une croissance rapide de la vortacité, une décroissance de la pression et la traversée du courant-jet de son côté chaud à son côté froid par les dépressions de surface (Baehr et al. 1999), séquence qui semble être privilégiée dans la zone de diffluence du courant-jet. Comme l'indiquent les auteurs du précédent papier, cela définit un cadre nouveau pour de nouvelles recherches sur la dynamique des cyclogenèses et pose la question des conditions qui permettent l'occurrence de cette traversée du courant-jet par les dépressions.

Malgré cette remarque et l'observation de la même caractéristique sur de nombreuses tempêtes européennes depuis (e.g., Lothar et Martin à Noël 1999 et Klaus en janvier 2009),

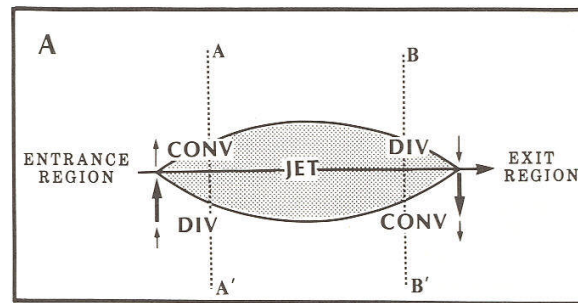


FIG. 2.1 – Schéma de la vitesse agéostrophique transverse (flèches) et des zones de divergence (DIV) et convergence (CONV) associées à l'entrée et à la sortie d'un rapide de jet d'altitude. Tiré de Uccellini (1990).

il existe un robuste consensus dans la communauté scientifique (Ulbrich et al. 2001, Wernli et al. 2002, Pinto et al. 2009) qui attribue cette traversée du courant-jet dans sa zone de diffluence au mécanisme proposé par Uccellini (1990) pour le cas des rapides de jet. Même si le mécanisme n'est pas systématiquement mentionné, la plupart des articles remarquent que la croissance a lieu dans la bien connue sortie gauche du courant-jet ("the so called left jet-exit region") qui est une analogie directe à la sortie gauche d'un rapide de jet ("left-exit region of a jet streak") de Uccellini (1990). Les accélérations et décélérations à l'entrée et à la sortie d'un rapide de jet créent une circulation agéostrophique qui amène de la divergence en altitude à l'entrée droite et à la sortie gauche du jet (cf. les zones appelées "DIV" sur la figure 2.1). Qui dit une divergence d'altitude dit des ascendances au même endroit qui creusent ainsi les dépressions de surface dans ces zones. Cette situation semble avoir été constatée sur de nombreux cas de croissance explosive de dépressions à l'est de l'Amérique du Nord et la tentation est donc d'interpréter le cas de traversée du courant-jet par les tempêtes européennes de la même façon. Cependant, les tempêtes européennes se creusent par traversée d'un courant-jet de grande échelle et pas forcément en présence d'un rapide de jet (Baehr et al. 1999). C'est une nuance de taille puisque un courant-jet de grande échelle se projette sur la composante basse fréquence de l'écoulement qui n'est pas de nature synoptique tandis qu'un rapide de jet se projette sur la partie haute fréquence de l'écoulement qui, elle, est de nature synoptique. Il n'est pas du tout évident que des ascendances de type basse fréquence favorisent des ascendances de type haute fréquence. Et si on est tenté de croire que c'est la vitesse verticale totale qui compte et non pas seulement sa partie haute fréquence, on peut montrer (cf. la suite du chapitre) que les vitesses verticales liées à la basse fréquence sont d'un ordre de grandeur très inférieur à celles de la haute fréquence et ne peuvent en aucun cas expliquer les variations de la vitesse verticale totale que rencontre la dépression à la sortie gauche du jet de grande échelle.

Le présent chapitre montre comment j'ai revisité le problème de la traversée du courant-jet par les dépressions depuis mon postdoc au GAME en 2003 jusqu'à aujourd'hui grâce à

ma collaboration avec l'équipe RECYF du GAME et les travaux de thèse de Jean-Baptiste Gilet et Ludivine Oruba. Les conclusions s'appuient sur un ensemble d'expériences numériques utilisant toute une hiérarchie de modèles, du modèle le plus simple (modèle QG à deux couches) au plus complexe (modèle opérationnel global ARPEGE), et des comparaisons directes à des cas réels.

## 2.2 Observations

*Les résultats de cette section reposent essentiellement sur les articles de Rivière et Joly (2006a), Rivière et Joly (2006b) et Rivière (2008)*

L'objectif de mon premier postdoc au GAME a été d'appliquer les quelques outils diagnostiques développés durant ma thèse à l'étude de la cyclogenèse. En introduisant la notion de déformation effective, on a pu vite se rendre compte sur quelques études de cas de la grande diversité de configurations que pouvait prendre ce champ issu de la structure grande échelle de l'écoulement. En d'autres termes, deux courants-jets de grande échelle zonaux a priori identiques possèdent des structures fines, notamment des nuances dans leur courbure, qui changent de manière drastique le champ de déformation effective. Ces études de cas ont permis de définir deux types de régions critiques le long de l'axe des courants-jets qui peuvent induire une forte croissance des dépressions dans ces zones et qu'on appelle régions barotropes critiques et régions baroclines critiques (Rivière et Joly 2006a, Rivière et Joly 2006b).

### 2.2.1 Régions barotropes critiques

Le schéma de la figure 1.7 montre une séquence d'évolution en trois étapes pour une perturbation synoptique évoluant dans des zones de forte déformation effective ; (i) dilatation du côté anticyclonique du jet, (ii) contraction lors de la traversée du courant-jet puis (iii) dilatation du côté cyclonique du jet. La traversée du courant-jet par la perturbation se produit au niveau du point selle de la déformation effective, qu'on appelle par la suite région barotrope critique. Ce type de séquence peut se produire pour une anomalie d'altitude évoluant sans cyclogenèse en surface, comme cela a été le cas pour le précurseur d'altitude de la tempête Martin du 27-28 décembre 1999 bien avant qu'il interagisse avec celle-ci (Rivière et Joly 2006a). Cela peut aussi se produire pour un système synoptique composé d'une anomalie d'altitude interagissant avec une anomalie de surface comme le montre la dernière phase de croissance de la POI17 de FASTEX (figure 2.2 issue de la réanalyse FASTEX de Desroziers et al. (2003)). Le 19 février à 00h, la perturbation de surface est fortement étirée et a perdu beaucoup d'énergie par conversion barotrope mais commence déjà à traverser le courant-jet. Le 19 février à 12h, elle connaît une phase de contraction qui arrête le puit barotrope d'énergie et en même temps remodifie en grande partie sa position relative par rapport à l'anomalie d'altitude. Ceci engendre une nouvelle

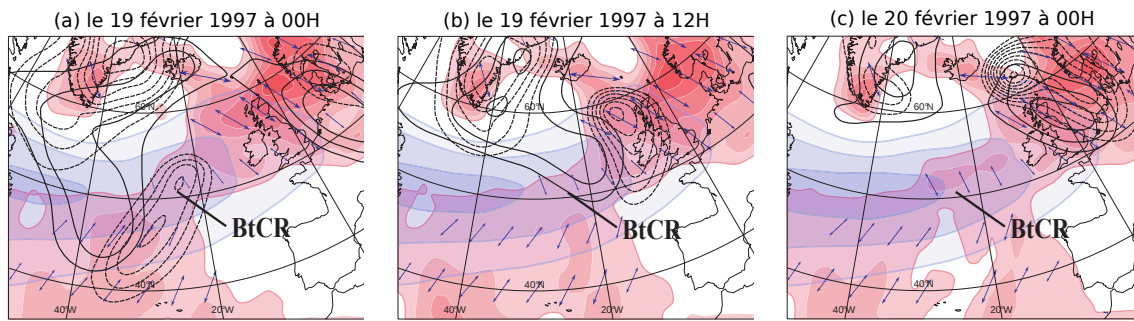


FIG. 2.2 – Phase finale d’évolution de la dépression associée à la POI17 de FASTEX au niveau d’une région barotrope critique (notée BtCR). Celle-ci est caractérisée par un changement brutal de l’orientation des axes de dilatation (cf. flèches à double sens) au niveau du point selle du champ de déformation effective (régions en rouge, intervalle :  $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$ ). Ce dernier champ contraint la forme des perturbations se déplaçant en son sein. De ces contraintes naissent des interactions constructives, d’abord barotrope dans les basses couches (panel a) lorsque la dépression traverse le courant-jet du côté chaud au côté froid puis barocline entre basse et haute troposphère (panel b). Les autres champs représentés sont le module du vent basse fréquence à 350 hPa (plages transparentes bleues, intervalle :  $10 \text{ m.s}^{-1}$  pour des valeurs supérieures à  $30 \text{ m.s}^{-1}$ ), les anomalies haute fréquence du géopotential à 350 hPa (contours noirs pleins, intervalle :  $500 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ ) et 900 hPa (contours noirs tiretés, intervalle :  $250 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ ). Données issues de la réanalyse Fastex (Desroziers et al., 2003). Tiré de Rivière et Joly (2006a).

phase de croissance barocline due non seulement à la conversion barocline interne qui connaît un léger pic mais aussi et surtout aux variations des flux agéostrophiques verticaux de géopotential (cf. équation (1.5)). L’arrêt du puits barotrope et cette relance de l’interaction barocline explique le creusement de la seconde phase de croissance de la dépression. Celle-ci se termine vers le 20 février à 00h lorsque les deux anomalies s’étirent le long des nouveaux axes de dilatation du côté cyclonique du jet. Notons enfin le caractère purement non modal de la séquence avec une augmentation de la distance entre les deux anomalies lors de la traversée (entre les vignettes a et b) et une nouvelle diminution de cette distance par la suite (entre les vignettes b et c).

Au cours du mois de février 1997, lorsque le régime zonal était bien établi, plusieurs phénomènes tempétueux ont connu des aspects assez similaires à la POI17 et notamment un certain nombre de trajectoires ont traversé le jet autour de cette région barotrope critique qui s’est maintenue dans la zone de diffluence du jet aussi longtemps que le régime lui-même. Bien que le scénario de la conversion barotrope suive bien les contraintes imposées par le champ de déformation effective, cette étude de cas a soulevé de nombreuses questions :

- Les régions barotropes critiques sont-elles des régions préférentielles de traversée du courant-jet ?

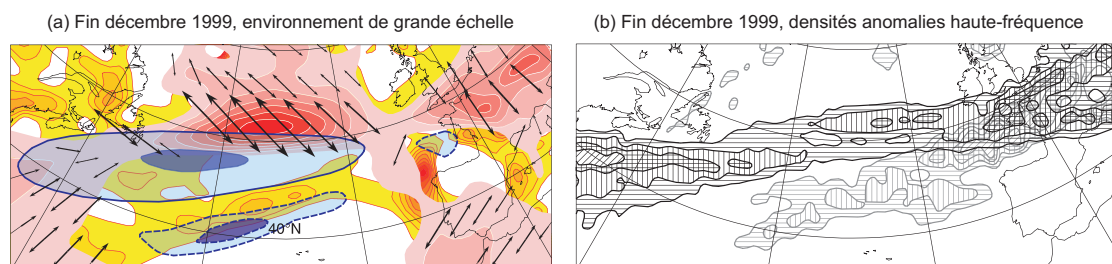


FIG. 2.3 – Circulation de grande échelle et localisation des perturbations synoptiques à la fin de Décembre 1999. (a) Déformation effective à 350 hPa (plages colorées rouges, intervalle :  $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$ ) et 850 hPa (plages colorées jaunes, intervalle :  $10^{-10} \text{ s}^{-2}$ ), module du vent basse fréquence à 350 hPa (contours bleus en traits pleins 50 et 60  $\text{m.s}^{-1}$ ) et 850 hPa (contours bleus en traits tiretés 18 et 19  $\text{m.s}^{-1}$ ), (b) Densités de la vorticité haute fréquence à 350 hPa (contours noirs hachurés) et à 850 hPa (contours gris hachurés) pour la période du 24 au 28 décembre 1999. Données issues de l'analyse opérationnelle du modèle ARPEGE de Météo-France. Tiré de Rivière et Joly (2006b).

- Quel est le mécanisme qui pousse les dépressions à traverser le jet en général et plus particulièrement au niveau des régions barotropes critiques ?
- Y-a-t-il généralement réintensification de la dépression lors de la traversée du courant-jet ?
- Si il y a réintensification, quelle est la conversion énergétique (conversion barotrope, conversion interne ou encore celle liée aux flux verticaux agéostrophiques de géopotential) la plus déterminante ?

Tous ces aspects sont traités dans la suite du chapitre.

## 2.2.2 Régions baroclines critiques

Le scénario des tempêtes de décembre 1999 est-il proche de celui des cas de février 1997 ? A la fin de décembre 1999, un régime zonal est également bien établi mais le courant-jet ainsi que les cisaillements de vent associés sont bien plus forts que durant février 1997 et les zones de fort cisaillement sont bien plus étroites (figure 2.3a). Quant au champ de déformation effective à 300 hPa (plages rouges sur la figure 2.3a), il possède une région barotrope critique près de Terre-Neuve mais aucune plus en aval, notamment dans la région où les deux tempêtes ont fortement crû. On est donc dans un environnement bien différent à celui de la POI17. De plus, à la différence de février 1997, le courant-jet et le champ de déformation effective associé n'ont pas une structure barotrope. En effet, un courant-jet basse fréquence dans les basses couches est présent bien plus au sud que celui d'altitude (la séparation entre les deux jets étant d'environ  $10^\circ$  à la longitude  $40^\circ\text{W}$ ) au milieu de l'Atlantique, puis les deux jets se rapprochent de plus en plus quand on se dirige vers l'est au point d'être l'un à la verticale de l'autre vers  $10^\circ\text{W}$ . Cette structure

tridimensionnelle particulière est également visible sur les deux champs de déformation effective calculés à 350 et 850 hPa (plages rouges et jaunes respectivement) qui, éloignés l'un de l'autre au milieu de l'Atlantique, tendent à se superposer au large de la France. C'est cette zone de superposition des deux champs de déformation effective qui définit une région barocline critique. La figure 2.3b montre que les perturbations haute fréquence à 350 et 850 hPa qui ont évolué dans cet environnement sont colocalisés avec les zones de forte déformation effective à leur niveau respectif, et convergent à la sortie des jets. C'est précisément dans cette zone critique que les deux dépressions de surface qui ont traversé l'Atlantique avec des amplitudes modérées, voire faibles, se sont creusées de manière explosive et sont devenues les tempêtes Lothar et Martin. Le mécanisme proposé est le suivant ; tant que le courant-jet (ou la déformation effective) des basses couches est éloigné de son équivalent en altitude, l'anomalie de PV de surface qui est advectée le long de ce jet aura une vitesse induite faible en altitude au niveau des régions de fort gradient de PV, et l'interaction constructive barocline décrite sur le schéma de la figure 1.5 n'aura pas lieu. Vu autrement, l'interaction barocline ne peut être intense que si l'axe formé par les anomalies d'altitude et de surface est parallèle aux isothermes de l'environnement (ce qui peut se déduire facilement en analysant la conversion barocline écrite dans l'équation (1.6)). Cet alignement ne peut se produire qu'en bout de jet en raisons des contraintes de localisation des anomalies imposées par des champs de déformation particulièrement forts dans des zones étroites. D'un point de vue énergétique, on peut montrer que la croissance explosive de l'énergie cinétique est due essentiellement à un pic de la conversion barocline interne ce qui contraste également avec le cas de la POI17. A noter qu'une configuration de grande échelle similaire a été observée pour le cas de la tempête de décembre 2004 qui a frappé le nord de la France (Rivière et Joly 2006b).

Pour conclure, les deux études de cas effectués lors de mon postdoc au GAME ont permis de définir deux types de régions critiques le long de l'axe d'un jet qui peuvent faire croître fortement une dépression. La région barotrope critique est une région liée à un changement de courbure du jet (passage d'une courbure cyclonique à une courbure anticyclonique) qui est une zone assez récurrente dans la zone de diffluence mais qui peut également se former dans une zone de confluence. Une telle région apparaît régulièrement mais sa position varie d'un jet à un autre. A l'inverse, une région barocline critique est un cas rare car nécessite un courant-jet très fort pour former le décalage entre le jet d'altitude et le jet des basses couches (on peut en effet montrer que le décalage latitudinal est proportionnel à la force du vent dans le cadre de l'équilibre semi-géostrophique). La région barocline critique est liée à une convergence des deux jets lorsque le vent décroît en aval et est donc intrinsèquement liée à une zone de diffluence.

Ces résultats obtenus sur quelques cas particuliers montrent que la simple identification de la circulation atmosphérique de grande échelle à partir de champs classiques comme le géopotentiel, même filtré basse fréquence, n'est pas suffisante pour rendre compte de tous les mécanismes mis en jeu. En d'autres termes, le développement et les trajectoires



de dépressions évoluant dans deux régimes à première vue semblables peuvent fortement différer. Cette différence de comportement semble être due à des sous-structures fines associées au courant-jet dépendant notamment de son champ de déformation. Ces travaux suggèrent enfin que l'écoulement de grande échelle possède des régions remarquables fortement localisées, où les dépressions peuvent changer brutalement de dynamique et peuvent connaître une forte phase de croissance. Etant donné que ces résultats reposent sur des études de cas, il a semblé nécessaire de les valider sur un plus grand échantillon de données ce qui permettrait notamment de déterminer l'importance relative de ces régions critiques. Cette validation statistique est un premier axe de recherche que j'ai suivi depuis mon affectation définitive en tant que chercheur CNRS au GAME. D'autre part, afin d'être sûr que les paramètres mis en évidence dans ces cas réels soient essentiels pour reconstruire le cycle d'évolution de ces dépressions et afin d'affiner certaines parties des mécanismes restés obscures, il m'a semblé nécessaire désormais de reconstruire ces régions critiques dans des simulations numériques idéalisées. Ces deux axes de recherche, la validation statistique d'un côté et les simulations idéalisées de l'autre ont été amorcés ces cinq dernières années et font l'objet de plusieurs articles publiés dont les principaux résultats sont décrits ci-après.

### 2.2.3 Validité statistique

La première validation statistique obtenue concerne la séquence dilatation-contraction-dilatation autour des régions barotropes critiques (Rivière 2008). Nous nous sommes restreints aux cas des régimes zonaux (c'est-à-dire des jets essentiellement zonaux) car ce sont les régimes amenant le plus souvent des tempêtes sur l'Europe occidentale. A l'aide de l'étude des réanalyses ERA40 du CEPMMT, nous avons classé les régimes zonaux en différentes configurations et étudié leur impact sur les perturbations synoptiques. Les régimes zonaux hivernaux de ces 40 dernières années ont été classés à l'aide d'un algorithme de décomposition en nuées dynamiques (Michelangeli et al. 1995) en fonction des caractéristiques du champ de déformation effective. 6 classes ont été obtenues. Pour chaque classe, nous pouvons identifier des régions barotropes critiques, où les perturbations synoptiques peuvent potentiellement se régénérer par conversion barotrope. Des composites effectués pour chacune des classes montrent que les régions barotropes critiques sont bel et bien des régions préférentielles de régénération des anomalies d'altitude.

Un des composites est montré sur la figure 2.4 pour la classe présentant une région barotrope critique à l'entrée du jet similairement au cas de décembre 1999 (figure 2.4a). Il y a trois zones distinctes pour la conversion barotrope (figure 2.4b) ; une zone négative en amont de la région critique du côté sud du jet, une zone positive légèrement en aval de celle-ci du côté nord du jet et enfin une zone négative bien plus en aval sur l'Europe de l'ouest ce qui confirme la séquence barotrope en 3 étapes décrite précédemment.

L'un des désavantages de l'approche statistique précédente est qu'elle ne comporte pas de suivi temporel de structures et la séquence en 3 étapes d'une même structure n'est

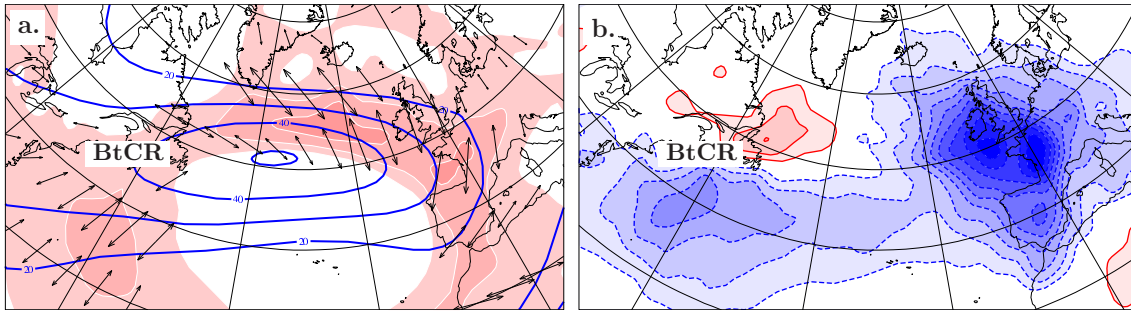


FIG. 2.4 – Classe de jets zonaux présentant une région barotrope critique dans la région de confluence. Cette classe correspond à 15% des régimes zonaux d’hiver sur l’Atlantique à partir des données ERA40 (c’est-à-dire 386 jours). (a) Déformation effective (plages colorées pour les valeurs positives, intervalle :  $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$ ), module du vent basse fréquence (contours bleus, intervalle :  $10 \text{ m.s}^{-1}$ ) et axes de dilatation (flèches noires) à 300 hPa. (b) Moyenne du terme de conversion barotrope  $\mathbf{E}_H \cdot \mathbf{D}_m$  à 300 hPa (contours bleus et rouges pour les valeurs négatives et positives respectivement, int :  $10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ ) pour cette classe de jet. Tiré de Rivière (2008).

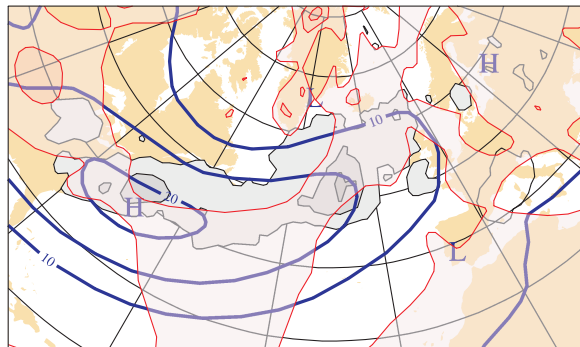


FIG. 2.5 – Régions de traversée du courant-jet de grande échelle par les dépressions représentées par leur densité d’occurrence au premier instant de localisation au nord du jet (zones grisées, intervalle : 0.1 trajectoires par mois pour les valeurs supérieures à 0.2). Le module du vent basse fréquence (périodes plus grandes que 10 jours) barotrope (contours bleus, intervalle  $5 \text{ m.s}^{-1}$ ) et déformation effective associée (plages rouges transparentes, int :  $10^{-10} \text{ s}^{-2}$ ). Le nombre de trajectoires traversant le jet est 3199 sur la période hivernale (16 octobre - 15 avril) allant de 1957 à 2002 (données ERA40) sur le domaine atlantique ( $100^\circ\text{W}$ -  $40^\circ\text{E}$ ,  $30^\circ\text{N}$ - $85^\circ\text{N}$ ).

validée que partiellement. Le résultat d'une autre étude statistique, portant cette fois-ci sur les dépressions de surface et comportant cette notion de suivi de structures est montré sur la figure 2.5. Ce résultat préliminaire (non encore publié) confirme qu'une région barotrope critique est une région préférentielle de traversée du courant-jet. En appliquant l'algorithme de Ayrault (1998) aux données ERA40, nous avons obtenu le suivi temporel de maxima de tourbillon relatif à 850 hPa par intervalle de 6h. Ceci a permis de définir une phase de traversée du courant-jet de la manière suivante. Une trajectoire traverse le jet si il existe deux instants consécutifs pour lesquels le maximum de tourbillon se trouve au sud du maximum de vent basse fréquence à 300 hPa suivis de deux instants consécutifs pour lesquels il est au nord. 3199 trajectoires ont été obtenues satisfaisant cette condition sur 65573 trajectoires traversant le domaine atlantique. Ce petit pourcentage ne doit cependant pas occulter l'importance de cette traversée. En effet, ce pourcentage de traversée du courant-jet est très faible par rapport au nombre total des trajectoires détectées par l'algorithme car celui-ci prend en compte toutes les dépressions, même les plus faibles. Si seulement les dépressions les plus creuses sont prises en compte, ce pourcentage augmente considérablement. Par exemple, si on considère les trajectoires dépassant  $3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  de vorticité maximale et traversant le domaine atlantique, on en trouve 164, soit environ une tous les deux mois. Parmi elles 83 traversent le courant-jet, donc environ la moitié. Les plages grisées de la figure 2.5 représentent les zones de traversée du jet. On s'aperçoit qu'il existe deux zones privilégiées ; une dans la zone de maximum du vent barotrope au large de la côte est des Etats-Unis et une autre au niveau de la zone de diffluence précisément au niveau d'une région barotrope critique. Les études idéalisées présentées dans la suite du chapitre proposent une explication pour l'existence de ces deux zones.

Les dépressions connaissent-elles des taux de croissance plus élevés lors de cette phase particulière de traversée du courant-jet ? Lorsque toutes les trajectoires sont prises en compte, il est difficile de conclure positivement (résultat non montré) mais lorsqu'on considère celles qui atteignent les plus fortes amplitudes, la réponse est oui (figure 2.6). La vorticité maximale connaît une phase de croissance plus élevée au moment de la traversée (entre 6h avant et 12h après) qu'avant la traversée du courant-jet (entre 24h et 6h avant la traversée) (figure 2.6a). Ces plus fortes pentes au moment de la traversée sont également visibles sur le minimum de la partie haute fréquence de la fonction de courant (figure 2.6b) et le minimum de la divergence du vecteur  $Q$  (courbe noire sur la figure 2.6c). Cette plus forte croissance ne peut en aucun cas être expliquée par la divergence du vecteur  $Q$  calculé à partir de la composante basse fréquence de l'écoulement (courbe rouge sur la figure 2.6c). Celle-ci est légèrement plus négative lorsque les dépressions ont déjà croisé l'axe du jet car les dépressions se trouvent principalement du côté gauche de la zone de diffluence du jet de grande échelle mais ne peut en aucun cas expliquer les variations de la divergence du vecteur  $Q$  total. Ce résultat permet définitivement d'écarter le rôle joué par les ascendances formées dans la sortie gauche du courant-jet de grande échelle.

L'étude statistique précédente confirme que : (i) une région barotrope critique est

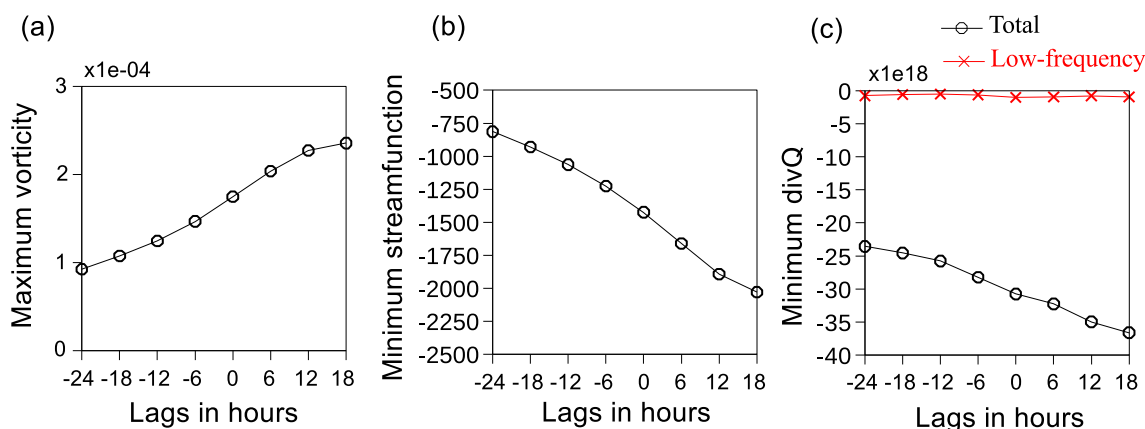


FIG. 2.6 – Evolution temporelle de l’amplitude des dépressions au cours de la traversée du courant-jet pour les cas extrêmes (celles ayant dépassé un seuil de vorticité maximale de  $2.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  au cours de leur vie ce qui représente environ 335 trajectoires, soit environ une par mois). (a) vorticité relative maximale à 850 hPa, (b) minimum de la fonction de courant haute fréquence à 850 hPa et (c) minima de la divergence du vecteur  $\mathbf{Q}$  (courbe noire) et de celle du vecteur  $\mathbf{Q}$  calculé à partir de l’écoulement basse fréquence (courbe rouge). L’instant 0 correspond au premier instant de localisation au nord du jet.

une zone privilégiée de traversée du courant-jet par les dépressions, (ii) les dépressions connaissent une phase de réintensification lors de cette traversée, (iii) environ la moitié des tempêtes les plus fortes connaissent cette phase de forte croissance et (iv) le mécanisme associé ne peut pas être attribué à la circulation agéostrophique induite par le courant-jet de grande échelle. Bien que cette étude statistique ne soit pas encore publiée, elle est incluse dans le présent chapitre car permet de former un tout cohérent avec les autres résultats du chapitre déjà publiés.

## 2.3 Effets agissant sur la forme et la trajectoire des dépressions

*Les résultats de cette section reposent essentiellement sur les articles de Rivière (2008), Gilet et al. (2009) et Oruba et al. (2011)*

### 2.3.1 Cadre barotrope

#### Effets nonlinéaires agissant sur la forme des perturbations

Les effets linéaires d’étirement que subit une perturbation dans un champ de déformation ne sont pas les seuls effets qui puissent étirer celle-ci puisque des effets nonlinéaires peuvent être déterminants. En effet, si on compare l’évolution d’une perturbation cy-

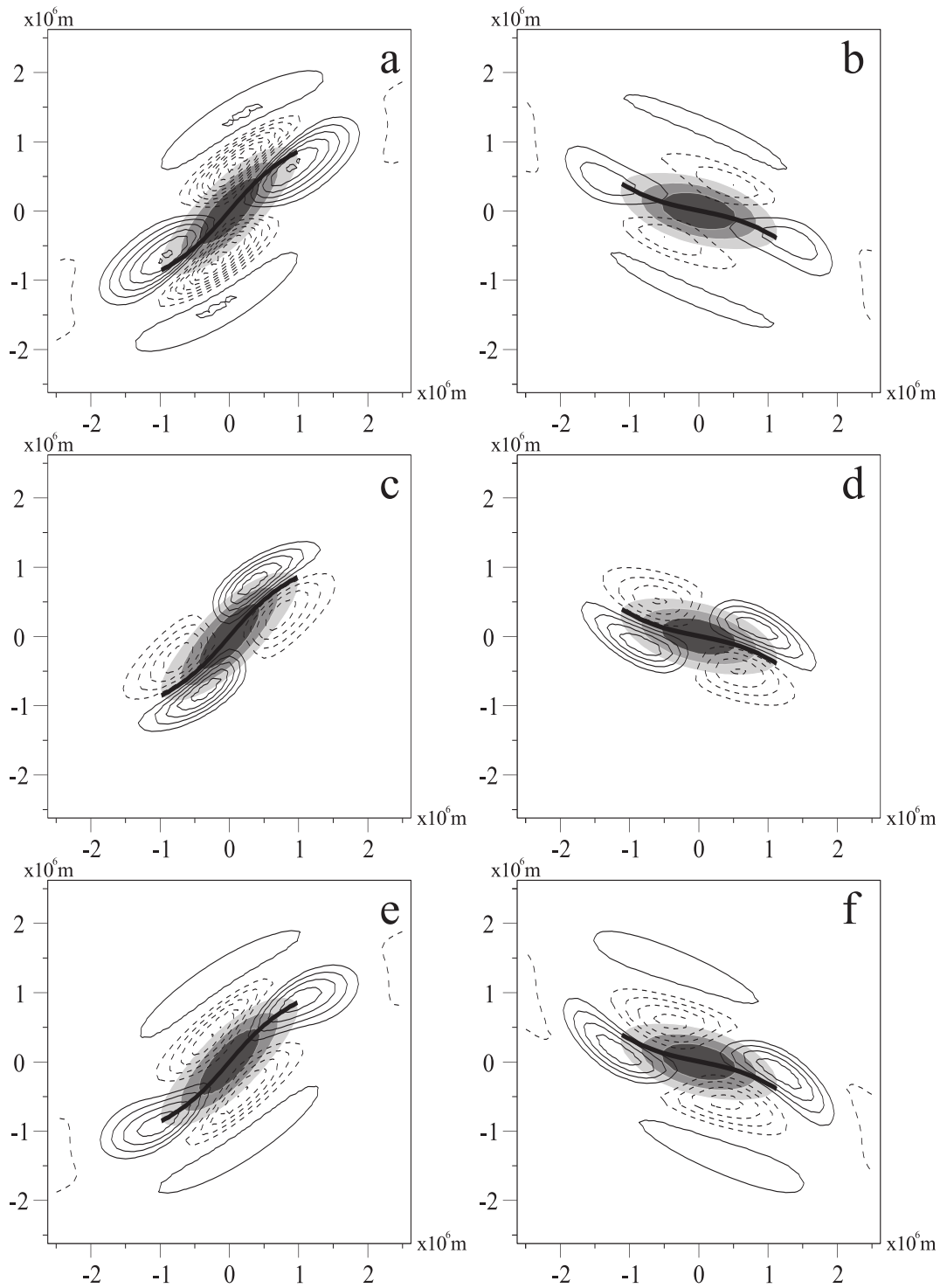


FIG. 2.7 – Termes de tendance de la vorticité relative dans le cadre de simulations barotropes sur plan  $f$  d'une perturbation initialement isotrope évoluant dans un cisaillement uniforme (colonne de gauche) anticyclonique et (colonne de droite) cyclonique à  $T=12h$ . (a),(b) advection linéaire, (c),(d) advection nonlinéaire et (e),(f) tendance totale (traits pleins et tiretés pour les valeurs positives et négatives respectivement, intervalle :  $2 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$ ). Les plages grisées représentent la vorticité de la perturbation (intervalle :  $2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ). Tiré de Gilet et al. (2009).

clonique et initialement isotrope dans des cisaillements cyclonique et anticyclonique, on s'aperçoit très vite que dans un cisaillement anticyclonique, la perturbation va constamment s'étirer selon l'orientation SO-NE (sud-ouest nord-est) tandis que dans un cisaillement cyclonique, elle va dans un premier temps s'étirer un peu selon l'axe SE-NO (sud-est nord-ouest) mais ensuite son axe principal va tourner de manière cyclonique et elle ne s'étirera plus. Après 12h de simulations (cf. figure 2.7), dans le cas anticyclonique, la perturbation est orientée selon la première bissectrice tandis que dans le cas cyclonique elle est déjà plus allongée zonalement. Cette différence d'évolution s'interprète aisément en développant l'équation de conservation de la vorticité relative dans le cadre barotrope non-divergent sur plan  $f$  et en décomposant l'écoulement en la somme d'une perturbation (primes) et d'un écoulement de base (barres) pour lequel le vent zonal  $\bar{u}$  est une fonction linéaire de  $y$  :

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = -\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \zeta' - \mathbf{u}' \cdot \nabla \zeta'. \quad (2.1)$$

Le premier terme de l'équation (2.1) est l'advection linéaire et le second terme l'advection nonlinéaire. Pour une perturbation cyclonique elliptique, le terme nonlinéaire fait tourner l'axe de l'ellipse de manière cyclonique (cf. les contours des figures 2.7c-d). Dans le cas anticyclonique, cet effet de rotation (figure 2.7c) s'annihile avec celui de rotation anticyclonique dû à l'environnement (figure 2.7a) et la somme des deux tendances tend à étirer la perturbation selon la première bissectrice (figure 2.7e). Dans le cas cyclonique, ces deux effets sont similaires et tendent à faire tourner l'axe principal de la perturbation. Ces simulations sont en accord avec les résultats analytiques de Kida (1981) qui montre que le taux de rotation de l'axe d'un tourbillon elliptique dépend de la somme de la rotation de l'environnement et de la vorticité moyenne de la perturbation. Vu autrement, ce critère peut être considéré comme une nouvelle définition du paramètre  $r$  de l'équation (1.11) auquel il faudrait rajouter au numérateur une partie rotative due à la vorticité de la perturbation dans le cadre nonlinéaire.

Bien que l'étirement d'un tourbillon évoluant dans un cisaillement de signe opposé à sa vorticité soit bien connu dans le contexte de la dynamique des fluides géophysiques (Legras et Dritschel 1993), cela ne semble pas être vraiment le cas en météorologie des moyennes latitudes. Il est bon de rappeler que ce résultat permet de comprendre facilement certaines propriétés des ondes baroclines. Par exemple, les deux cycles de vie LC1 et LC2 de Thorncroft et al. (1993), qu'on étudiera plus en détails dans le chapitre 3, se distinguent au niveau des thalwegs des ondes. Dans le cas LC2, les thalwegs restent logiquement isotropes puisque ce cycle de vie se termine du côté cyclonique du jet tandis que dans le cas LC1, ils sont fortement étirés car l'onde tend à se déplacer du côté anticyclonique du jet. Enfin, cette différence d'étirement des perturbations entre LC1 et LC2 pourrait expliquer le fait que l'énergie cinétique décroît plus vite dans LC1 que dans LC2 puisqu'une structure plus étirée induit une conversion barotrope plus fortement négative.

### Effets nonlinéaires agissant sur la trajectoire des perturbations

Le déplacement méridien des dépressions de surface n'a jamais fait l'objet d'étude systématique en météorologie synoptique bien qu'il soit bien connu que celles-ci se déplacent vers les pôles dans les simulations nonlinéaires aux équations primitives (Simmons et Hoskins 1978). En revanche, une multitude d'études de nature analytique ou numérique ont porté sur l'analyse des trajectoires de tourbillons de toutes sortes dans différents environnements en ayant comme perspective d'application soit les cyclones tropicaux (Holland 1983, Wang et al. 1997), soit les tourbillons océaniques (McWilliams et Flierl 1979, Morel et McWilliams 1997). Toutes ces études reposent sur la notion de "beta drift" initialement introduite par Rossby (1948) et Adem (1956) en étudiant l'équation de vorticité dans un modèle barotrope non divergent. La tendance de vorticité due au paramètre  $\beta$  est  $-\beta v$  qui crée pour un tourbillon donné une structure dipolaire appelé "beta gyres". Celles-ci sont responsables d'un déplacement vers l'ouest des tourbillons. Au second ordre en temps, ces beta gyres advectent le tourbillon initial vers le pôle si c'est un cyclone et vers l' quateur si c'est un anticyclone. A ma connaissance, la notion de beta drift appliquée à l'étude des déplacements des tourbillons atmosphériques des moyennes latitudes n'a été introduite que dans l'article de Gilet et al. (2009) issu de la thèse de Jean-Baptiste Gilet que j'ai co-encadrée. Ce manque d'intérêt pour ce mécanisme aux moyennes latitudes est sans doute liée à l'emprise des modes normaux linéaires dans ce domaine de la m t eorologie dynamique et du très faible nombre d'études considérant une dépression de surface comme un tourbillon isolée. C'est cette dernière approche qui a pourtant été suivie dans le cadre des thèses de Jean-Baptiste Gilet et Ludivine Oruba pour mettre en évidence le rôle du beta drift dans le contexte synoptique des moyennes latitudes et notamment dans la traversée du courant-jet par les dépressions.

La figure 2.8 représente les résultats de deux simulations barotropes très simples sur plan  $\beta$  où l'écoulement de base est au repos et qui diff rent par la structure initiale du tourbillon cyclonique isolé. En haut, la structure est initialement isotrope tandis qu'en bas, elle est fortement étirée selon un axe SO-NE. Comme on s'y attend, les deux perturbations cycloniques se déplacent vers le nord en raison du "beta drift". Celui-ci peut être appréhendé en analysant les anticyclones qui se sont formés dans chaque simulation à l'est du cyclone en raison de la dispersion d'énergie vers l'est (la vitesse de groupe est dirigée vers l'est pour les ondes de Rossby). Un dipole cyclone-anticyclone selon l'orientation ouest-est se déplace mutuellement vers le nord car l'anticyclone formé advecte le cyclone vers le nord et le cyclone advecte l'anticyclone vers le nord également. Plus la dispersion d'énergie est rapide, plus l'anticyclone sera vite formé et plus rapidement se fera le déplacement vers le nord. On constate effectivement un déplacement plus rapide vers le nord pour le cas étiré qui possède l'anticyclone le plus fort (comparer les amplitudes des anticyclones sur les figures 2.8b et e). On peut montrer que la structure optimale instantanée pour disperser l'énergie le plus rapidement possible est la structure étirée latitudinalement. Mais une perturbation initiale étirée selon l'axe SO-NE voit son axe principal pivoter cy-

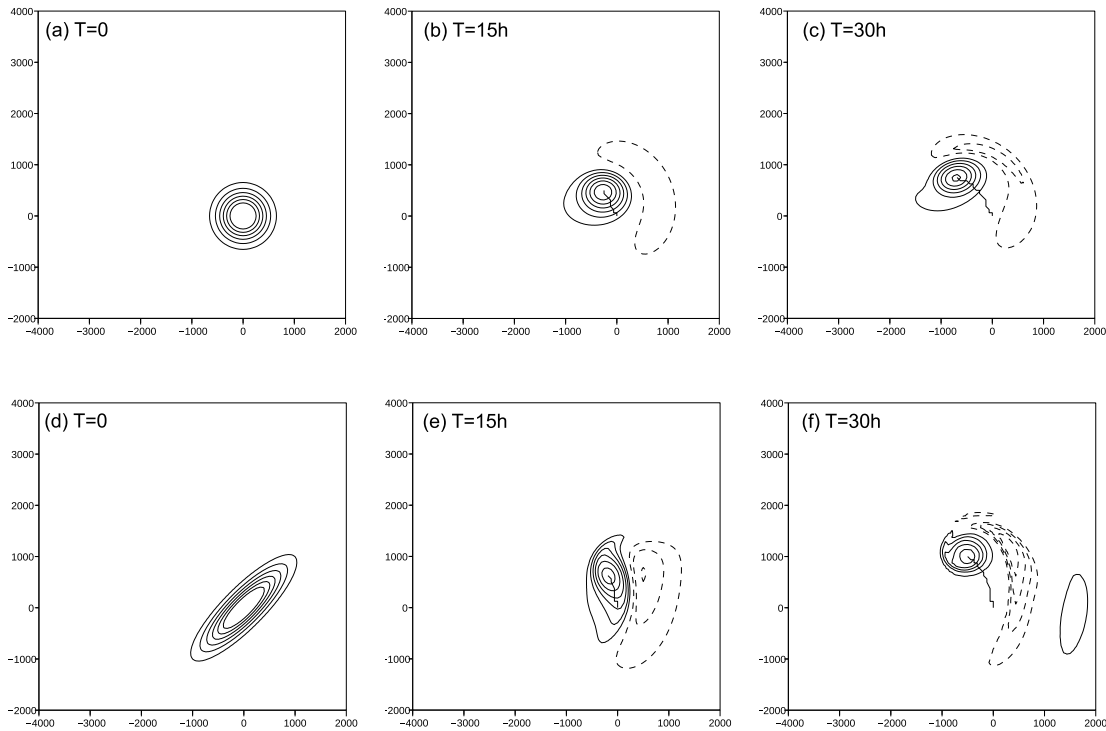


FIG. 2.8 – Comparaison entre les simulations barotropes sans écoulement de base sur plan  $\beta$  de (a),(b),(c) une perturbation initialement isotrope et (d),(e),(f) une perturbation initialement étirée. (a),(d)  $t=0$ ; (b),(e)  $t=15h$ ; (c),(f)  $t=30h$ . Les contours en traits pleins et traits tiretés représentent respectivement les valeurs positives et négatives de la vorticité relative. Le trait épais noir représente la trajectoire du cyclone. Tiré de Oruba et al. (2011).

cloniquement par effets non linéaires et est donc étirée selon l'axe sud-nord pendant un certain temps (figure 2.8e) ce qui privilégie la formation de l'anticyclone. Ces simulations très simples ont donc permis de montrer le lien étroit entre l'anisotropie d'une structure et son déplacement via sa capacité à disperser l'énergie vers l'est rapidement et à créer l'anticyclone.

### Cadre réaliste

Le résultat précédent suggère un lien étroit entre la déformation d'un tourbillon et sa trajectoire méridienne et on envisage dès lors la possibilité qu'une zone de forte déformation effective soit plus à même de créer un déplacement méridien plus fort qu'une zone de faible déformation effective puisqu'elle va déformer plus le tourbillon. Cette hypothèse est confirmée par les deux simulations de la figure 2.9 effectuées en utilisant un modèle barotrope sur la sphère (en fait la version barotrope du modèle de Marshall et Molteni (1993)). Dans chaque simulation, la perturbation introduite initialement est un cyclone



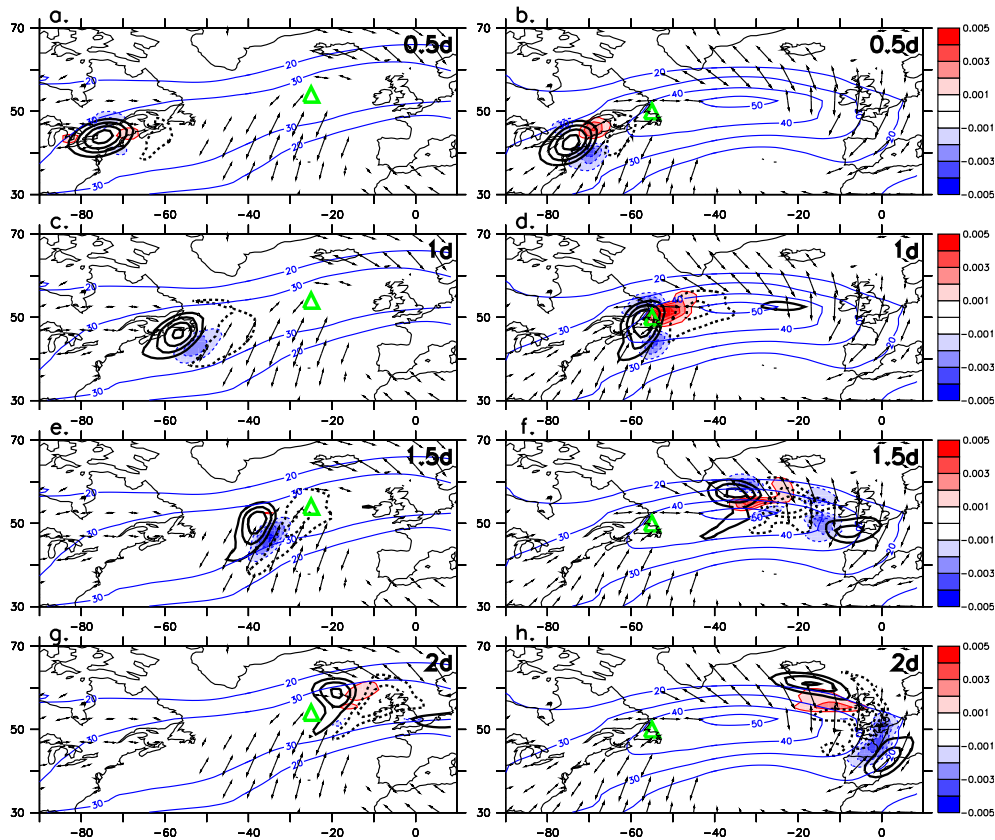


FIG. 2.9 – Evolution temporelle d'une perturbation initialement isotrope le long d'un jet présentant une région barotrope critique (marquée par un triangle vert) à (colonne de gauche) l'est et (colonne de droite) l'ouest de l'Atlantique. Sont représentés la vorticité relative perturbée (contours noirs, intervalle :  $2.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ), la conversion barotrope (plages colorées, unités :  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ ), le module du vent (contours bleus, unités :  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ), et les axes de dilatation associés uniquement dans les régions de forte déformation effective. (a),(b)  $t=12\text{h}$ , (c),(d)  $t=24\text{h}$ , (e),(f)  $t=36\text{h}$  et (g),(h)  $t=48\text{h}$ . Tiré de Rivière (2008).

isotrope sous forme gaussienne placée à l'entrée d'un courant-jet plutôt zonal, mais spatialement complexe, et maintenu stationnaire par un forçage adéquat tout au long de la simulation. Les deux simulations diffèrent uniquement par la structure des écoulements de base qui possèdent des régions barotropes critiques localisés à des endroits différents. Il s'agit de deux classes de régimes zonaux obtenus à partir de l'algorithme de partition décrit précédemment et appliqué aux données ERA40. Le cas de droite présente une région barotrope critique à l'entrée du courant-jet tandis que le cas de gauche à la sortie du courant-jet (voir la position des deux triangles verts). Après un jour de simulation (figures 2.9c-d), le cas de droite qui a évolué dans une zone de forte déformation effective présente une plus forte élongation méridienne que le cas de gauche qui a évolué dans une zone plutôt neutre en termes de déformation effective. De plus, l'anticyclone du cas de droite a une amplitude plus importante que celui de gauche ce qui rend le déplacement perpen-

diculairement au jet plus important dans le cas de droite. Ainsi peut-on voir qu'après un jour et demi de simulations (figures 2.9e-f), le dipôle a déjà traversé le courant-jet à droite alors que ce n'est pas le cas encore à gauche ; pour le second, cette traversée a lieu au niveau de la région barotrope critique entre 36 heures et 48 heures après le début de la simulation (figures 2.9e et g). On remarque également la régénération barotrope dans chaque simulation en aval des régions barotropes critiques (plages colorées rouges).

Pour conclure sur le cas barotrope, il y a bien un déplacement perpendiculaire au jet plus rapide en amont de la région barotrope critique là où la déformation effective est forte car le tourbillon cyclonique qui est plus étiré latitudinalement disperse plus vite de l'énergie en aval pour produire plus vite un anticyclone qui l'advectionne par la suite de manière plus efficace perpendiculairement au jet.

### 2.3.2 Cadre barocline

#### Simulations idéalisées

Le modèle le plus simple possible pour analyser le beta drift dans un cadre barocline est le modèle à deux couches (cf. équations (1.1) et (1.2)). La figure 2.10 montre qu'en présence d'un cisaillement vertical de vent constant ( $\bar{u}_1$  et  $\bar{u}_2$  sont constants tels que  $\bar{u}_1 > \bar{u}_2$ ), la perturbation du bas ne change pas de latitude pour  $\beta = 0$  tandis qu'elle se déplace vers le nord pour  $\beta = 3\beta_0$ . Pour  $\beta = 0$ , les deux gradients de PV en haut et en bas ont exactement la même amplitude mais sont de signe opposé ( $\partial\bar{q}_k/\partial y = R_d^{-2}(-1)^{k-1}(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)$ ) alors que pour  $\beta = 3\beta_0$ , la moyenne verticale du gradient de PV est non nul et vaut précisément  $\beta$ . C'est donc la présence d'une composante barotrope dans le gradient de PV qui permet le déplacement méridien des perturbations.

L'interprétation est la suivante. La configuration initiale des simulations est similaire au schéma de la figure 1.5 avec deux anomalies cycloniques placées en quadrature de phase. Dans le cas  $\beta = 0$ , les gradients de PV étant de même amplitude mais de signe opposé, l'anomalie du haut disperse de l'énergie en aval avec la même efficacité que l'anomalie du bas qui elle disperse de l'énergie en amont en raison d'un gradient de PV négatif. Il y a création d'un anticyclone à l'est de l'anomalie cyclonique d'altitude et à l'ouest de l'anomalie cyclonique de la couche du bas. Le dipôle d'altitude se déplace vers le nord et advectionne également l'anomalie cyclonique du bas vers le nord. A l'inverse, le dipôle de la couche du bas a tendance à s'autodéplacer vers le sud et à advectionner l'anomalie cyclonique du haut vers le sud également. Tout étant parfaitement symétrique, il n'y a pas de déplacement net du système synoptique composé des deux anomalies cycloniques. On peut éventuellement observer une tendance à tourner de manière cyclonique l'une autour de l'autre dû au fait que les anomalies cycloniques sont très fortes par rapport aux anomalies anticycloniques. En revanche, pour  $\beta = 3\beta_0$ , l'amplitude du gradient de PV du haut devient plus fort que celui du bas et l'anticyclone du haut se forme ainsi beaucoup plus vite. Comme le dipôle du haut est plus fort, c'est le déplacement qu'il induit sur

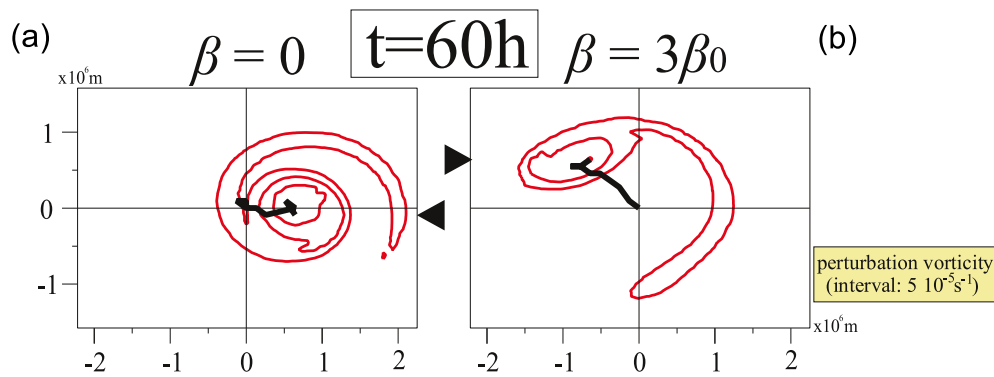


FIG. 2.10 – Vorticité relative de la perturbation dans la couche du bas du modèle à deux couches (en rouge) et la trajectoire associée (trait noir) après une simulation de 60 heures dans un environnement barocliniquement instable (cisaillement vertical constant) pour (a)  $\beta = 0$  et (b)  $\beta = 3\beta_0$ . La perturbation initiale est constituée de deux anomalies isotropes localisées dans les deux couches et favorablement configurées pour interagir de manière barocline. Tiré de Gilet et al. (2009).

lui-même et sur l'anomalie cyclonique du bas qui l'emporte par rapport au déplacement induit par le dipôle du bas. La tendance nette est donc un déplacement vers le nord pour les anomalies cycloniques du bas et du haut.

Les simulations très simples de la figure 2.10 montrent que le paramètre clé pour le déplacement d'une dépression de surface vers le nord est le gradient barotrope de PV. Ceci est confirmé par les simulations de la figure 2.11; bien que ces simulations soient effectuées sur plan  $f$ , il existe un gradient barotrope de PV en raison du gradient de vorticité relative lié à la présence d'un jet localisé ( $-\partial^2 \bar{u}_1 / \partial y^2$  et  $-\partial^2 \bar{u}_2 / \partial y^2$  sont tous les deux positifs dans les deux simulations de la figure 2.11); c'est ce qu'on appelle le beta effectif. La différence entre les deux simulations réside dans l'intensité de la partie barotrope du jet, c'est-à-dire du beta effectif. Le but des deux simulations est d'estimer l'impact de ce jet barotrope dans le déplacement méridien d'un système synoptique se trouvant initialement au sud du courant-jet. Dans ces deux simulations non linéaires du modèle, les dépressions de surface se déplacent vers le nord alors que dans des simulations linéaires avec les mêmes conditions initiales, il y a maintien des structures plus ou moins à la même latitude. Ceci confirme une fois de plus le rôle clé joué par les non linéarités. De plus, dans le cas du jet barotrope plus fort (figures 2.11a-d), le déplacement vers le nord est beaucoup plus important que dans le cas du jet barotrope plus faible (figures 2.11e-h). Il y a même une traversée nette du courant-jet par la dépression de surface dans le premier cas au bout de 36h alors que dans le second cas, la traversée n'a pas lieu.

L'interprétation en termes de dispersion d'énergie en aval dans la couche du haut est confortée par ces simulations. Dans la couche du haut, l'anticyclone qui se forme en aval du cyclone a une plus forte amplitude dans le cas du jet barotrope plus fort que dans l'autre cas (non montré ici). C'est donc bien la présence du dipôle d'altitude qui, en fonction de

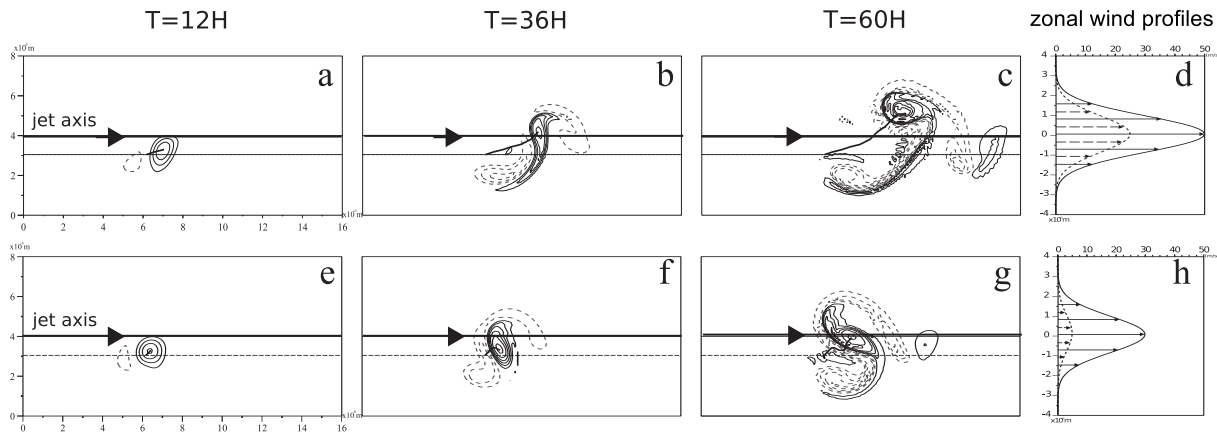


FIG. 2.11 – Simulations non linéaires du modèle QG à deux couches d'une perturbation synoptique évoluant dans un courant-jet zonal dont le vent a un profil gaussien et dont les maxima dans les couches du haut et du bas sont respectivement (en haut ; vignette d)  $50 \text{ m.s}^{-1}$  et  $25 \text{ m.s}^{-1}$  et (en bas ; vignette h)  $30 \text{ m.s}^{-1}$  et  $5 \text{ m.s}^{-1}$ . La ligne horizontale en traits épais représente la ligne de maximum de vent de l'écoulement de base et donc l'axe du courant-jet allant d'ouest en est. La condition initiale consiste à positionner une perturbation dans la couche du bas au sud de ce courant-jet (sur la ligne horizontale en traits fins) et une anomalie d'altitude en amont de celle-ci et d'étudier la traversée du courant-jet. L'évolution temporelle de la vorticité relative (intervalle :  $2.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) de la gauche vers la droite correspond aux instants 12h, 36h et 60h. Tiré de Gilet et al. (2009).

son amplitude, advecte plus ou moins rapidement l'anomalie de surface vers le nord.

### Simulations dans un cadre réaliste

Les conclusions des simulations idéalisées ont été confirmées dans le cadre de simulations de la tempête Xynthia (26-28 février 2010) à partir du modèle opérationnel ARPEGE de Météo-France. Dans un premier temps, il a fallu reproduire le scénario de la tempête elle-même ; sa trajectoire ainsi que son creusement lors de la traversée du courant-jet sont assez bien reproduits par le modèle ARPEGE quand il est initialisé avec l'analyse opérationnelle du 26 février à 6h (courbes noires sur les figures 2.12). Dans le but de supprimer ou d'ajouter une composante barotrope au courant-jet de grande échelle le long duquel a évolué la tempête, l'algorithme d'inversion de PV développé initialement par Arbogast (1998) dans sa thèse et qui a connu un certain nombre d'améliorations depuis (Arbogast et al. 2008) a été utilisé. Après calcul du PV basse fréquence, deux tests de sensibilité ont été effectués en ajoutant et supprimant 25% du PV basse fréquence calculé à 300 hPa sur tous les niveaux de la troposphère. Cela équivaut à intensifier et à réduire le jet barotrope respectivement. Plus le jet barotrope est renforcé, plus vite se fait l'advection le long de l'écoulement basse fréquence. Ce résultat logique est montré sur la figure 2.12c.

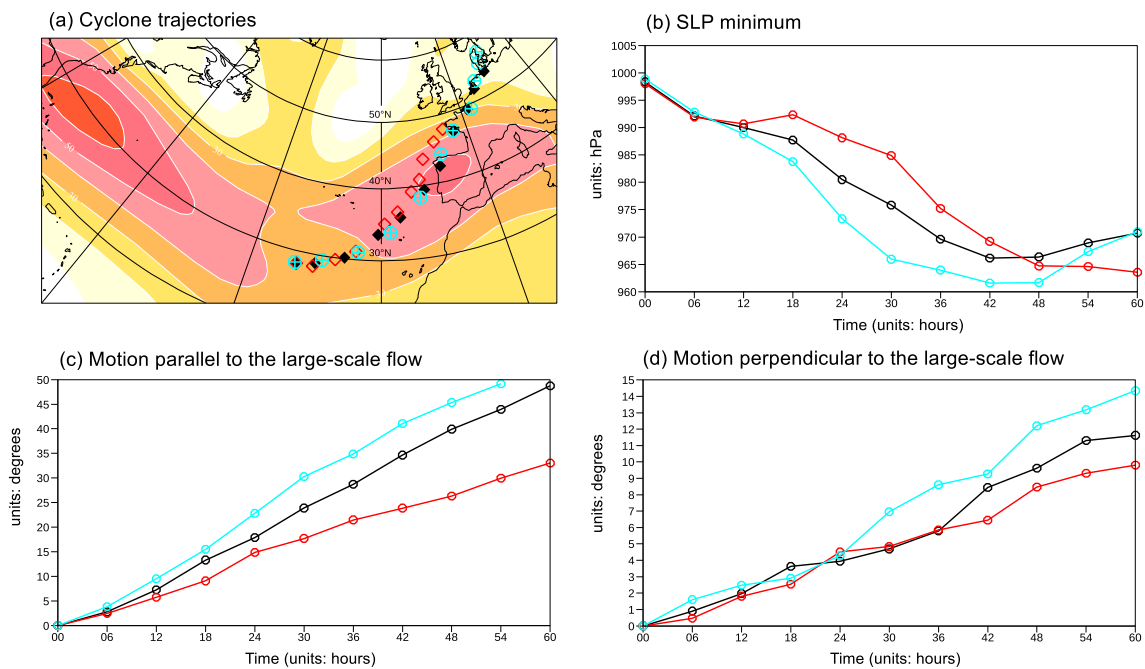


FIG. 2.12 – Simulations de la tempête Xynthia à partir du modèle ARPEGE en prenant comme condition initiale l'analyse opérationnelle du 26 février 2010 à 06h UTC (en noir), en réduisant l'intensité jet barotrope basse fréquence (en rouge) et en renforçant ce même jet barotrope (en bleu turquoise). (a) trajectoires des trois maxima de vorticité et module du vent basse fréquence (plages colorées, unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Evolution temporelle du (b) minimum de pression au niveau de la mer, (c) du déplacement (en degrés) le long de l'écoulement basse fréquence et (d) du déplacement (en degrés) perpendiculaire à l'écoulement basse fréquence. Article en préparation.

En revanche, ce qui est beaucoup moins trivial et fait appel au mécanisme précédent du beta drift généralisé dans le cadre barocline, c'est que le déplacement perpendiculairement au jet est plus rapide dans le cas d'un jet barotrope plus fort (figure 2.12d). Ainsi, la dépression de surface croise le jet plus rapidement dans un jet barotrope renforcé et connaît une phase de renforcement plus rapidement (figure 2.12b). Il s'avère également que l'anticyclone d'altitude se situant juste en aval de Xynthia a une amplitude plus importante dans le cas du jet barotrope renforcé.

Pour conclure, le moteur de la traversée du courant-jet par une dépression est l'amplitude de la composante barotrope du jet et le mécanisme associé fait appel à la généralisation du beta drift dans le cas barocline. Il est donc logique de voir un premier pic de densité de traversée dans la zone où le jet barotrope atteint son maximum (figure 2.5). Et ce sont les effets combinés de la déformation effective et du beta drift qui expliquent les zones préférentielles de traversée du courant-jet par les dépressions de surface au niveau des régions barotropes critiques (second pic de la figure 2.5) car ce sont les perturbations cycloniques les plus étirées latitudinalement qui dispersent le plus efficacement l'énergie en

aval et créent l'anticyclone d'altitude qui va permettre de se déplacer perpendiculairement au courant-jet.

## 2.4 Effets agissant sur l'intensité des dépressions matures

*Les résultats de cette section reposent essentiellement sur les articles de Gilet et al. (2009) et Rivière et al. (2010b)*

### 2.4.1 Effets de l'environnement

Un autre objectif de l'article de Gilet et al. (2009) a été de déterminer quelle est la raison d'un plus fort creusement des dépressions légèrement après la traversée du courant-jet. L'approche la plus simple est de comparer l'évolution d'une même perturbation initiale dans des environnements barocliniquement instables pour lesquels les cisaillements horizontaux sont anticycloniques et cycloniques. En d'autres termes, quel est le côté du courant-jet le plus cyclogénétique? Une approche numérique assez similaire a été suivie par Davies et al. (1991) dans le cadre semi-géostrophique mais les auteurs du papier avaient plus à l'esprit d'estimer l'impact des différents cisaillements sur les fronts et les processus d'occlusion et de séclusion que de déterminer l'intensité de la croissance. Leurs simulations montrent des dépressions plus creuses dans un cisaillement cyclonique que dans un cisaillement anticyclonique mais c'est en grande partie lié au fait que c'est le champ total de la pression qui est pris en compte et non pas seulement celui de la perturbation. Il n'est donc pas du tout clair que la perturbation cyclonique se creuse plus dans un environnement cyclonique que dans un environnement anticyclonique.

La figure 2.13 montre des bilans énergétiques dans la couche du bas dans le cadre de simulations du modèle à 2 couches avec cisaillements verticaux et horizontaux uniformes

$$\bar{u}_1 = -\alpha y + \alpha R_d, \quad (2.2)$$

$$\bar{u}_2 = -0.5\alpha y, \quad (2.3)$$

avec  $\alpha = 2.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . Les cisaillements horizontaux sont deux fois plus faibles dans la couche du bas que dans celle du haut pour se rapprocher d'une configuration réelle. De plus, dans la couche du haut, le taux de déformation horizontale  $\bar{\sigma}$  est choisi de même amplitude que la baroclinie  $\frac{f}{N} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ . La perturbation initiale est ici encore composée de deux anomalies tourbillonnaires cycloniques formant une pente verticale vers l'ouest.

Considérons le cas  $\beta = 0$  et d'un cisaillement anticyclonique (figure 2.13a) ; la conversion barocline interne (courbe rouge) reste importante au cours du temps et fluctue peu car le déphasage entre l'anomalie d'altitude et celle de basses couches se maintient avec le temps. En revanche, la conversion barotrope (courbe bleue) décroît avec le temps car il y a

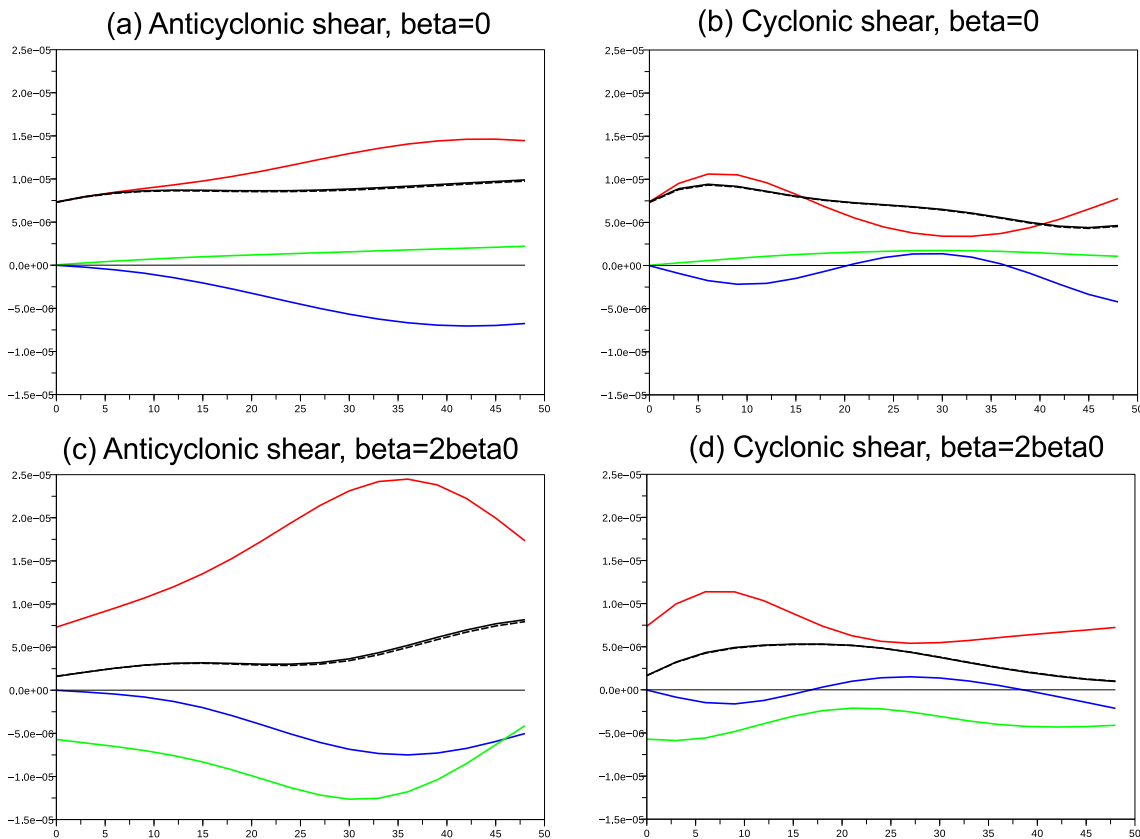


FIG. 2.13 – Taux de conversion de l'énergie cinétique de la perturbation moyennée dans la couche du bas (unités :  $s^{-1}$ ) dans le cadre de simulations du modèle à 2 couches pour (a)  $\beta = 0$ , un cisaillement anticyclonique, (b)  $\beta = 0$ , un cisaillement cyclonique, (c)  $\beta = 2\beta_0$ , un cisaillement anticyclonique et (d)  $\beta = 2\beta_0$ , un cisaillement cyclonique. Sont représentés la conversion barocline interne (en rouge), la conversion barotrope (en bleu), le terme de redistribution verticale (en vert) et la somme des trois qui représente le taux de croissance de l'énergie cinétique (en noir). Tiré de Gilet et al. (2009).

étirement de l'anomalie cyclonique dans un environnement anticyclonique comme dans le cadre barotrope. Le terme lié aux flux verticaux de géopotential (courbe verte) est relativement faible tandis que celui des flux horizontaux est parfaitement nul car la moyenne est faite sur toute la couche. Le cas cyclonique (figure 2.13b) montre une croissance assez forte de la conversion interne puis une décroissance atteignant un minimum positif vers 30h. Ceci est dû au fait que les anomalies du bas et du haut tournent l'une autour de l'autre de manière cyclonique et perdent leur déphasage favorable pour l'interaction barocline. En fait, le cisaillement cyclonique accentue un phénomène non linéaire qui existe déjà sans cisaillement horizontal. La conversion barotrope connaît une phase de décroissance puis de croissance ce qui est logique car son axe tourne de manière cyclonique, d'abord il est orienté selon les axes de dilatation (SO-NE) puis s'oriente perpendiculairement à ceux-ci (NO-SE) comme dans le cas barotrope.

Considérons les deux cas où  $\beta = 2\beta_0$  (figures 2.13c-d). La différence majeure provient du transfert verticale d'énergie par les flux verticaux de géopotential dont la tendance (courbe verte) est fortement négative. Ceci peut facilement s'interpréter en écrivant l'équation omega (1.3) dans le modèle à deux couches en présence de  $\beta$  :

$$(\nabla^2 - 2R_d^{-2})(R_d^{-1}s\omega_{1-2}) = -2\frac{R_d^{-1}}{s}\nabla\cdot\mathbf{Q} - R_d^{-2}\beta(v_1 - v_2), \quad (2.4)$$

où

$$\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y) = -R_d^{-1}s \left( \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2}{\partial x} \cdot \nabla(\psi_1 - \psi_2), \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2}{\partial y} \cdot \nabla(\psi_1 - \psi_2) \right), \quad (2.5)$$

et  $\omega_{1-2}$  désigne la vitesse omega à l'interface entre les deux couches. Juste au dessus de la dépression de surface  $v'_1 - v'_2 > 0$ , donc le second terme du membre de droite de l'équation (2.4) est négatif, ce qui signifie qu'il réduit l'ascendance au dessus de la dépression de surface et donc atténue l'amplification de la dépression de surface. A l'inverse, ce même terme étant négatif au dessous du thalweg d'altitude, il tend à renforcer celui-ci. Il est donc logique que le terme de redistribution verticale d'énergie soit négatif dans la couche du bas et positif dans la couche du haut. Il est bien connu de manière générale que  $\beta$  a un effet stabilisateur dans l'instabilité modale (Vallis, ed 2006) et non modale (Rivière et al. 2001). En revanche, l'asymétrie entre les couches du haut et du bas ne semble pas avoir été décrite dans la littérature. Celle-ci peut être interprétée qualitativement de la manière suivante. En présence de  $\beta$ , l'asymétrie entre les gradients de PV en haut et en bas apparaît ce qui pousse à disperser de l'énergie horizontalement plus vite en haut qu'en bas. Par compensation, la couche du bas a tendance à redistribuer de l'énergie vers la couche du haut. Lorsqu'on compare les cas cyclonique et anticyclonique en présence de  $\beta$ , on s'aperçoit que ce terme de redistribution verticale est un puits plus important d'énergie pour le cas anticyclonique. Ceci est logique car la perturbation étant plus étirée, les vitesses méridiennes y sont plus fortes que dans le cas cyclonique et le second terme du membre de droite de l'équation (2.4) est plus fort ce qui crée des ascendances moins fortes au dessus du tourbillon de surface. Dans les premières 24 heures de simulation, le taux de croissance de l'énergie cinétique du cas cyclonique est au moins deux fois supérieur au cas anticyclonique (courbes noires sur les figures 2.13c-d) en raison de ce terme de redistribution verticale et légèrement à cause de la conversion barocline interne. Au delà de 30 heures, la situation change beaucoup mais on n'est plus sûr de traiter l'énergie cinétique de la même anomalie cyclonique car il y a eu dispersion d'énergie avec la formation de nouveaux thalwegs. Si en revanche, on revient au cas  $\beta = 0$ , la différence de développement entre les deux types de cisaillement est beaucoup moins nette. Même si il manque encore une validité sur toute une gamme de paramètres, le cisaillement cyclonique semble donc être beaucoup plus cyclogénétique que le cisaillement anticyclonique.



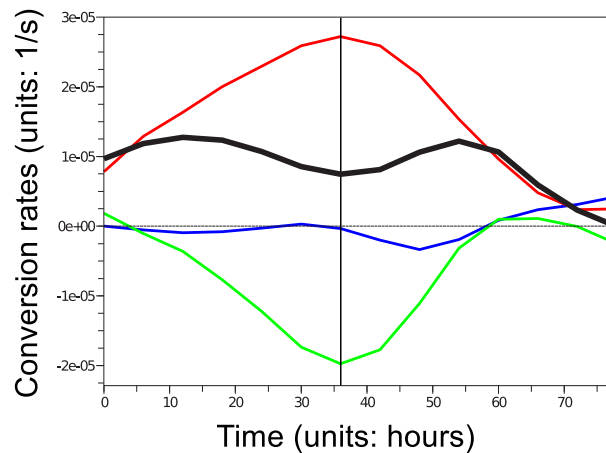


FIG. 2.14 – Taux de conversion de l'énergie cinétique de la perturbation moyennée dans la couche du bas (unités :  $s^{-1}$ ) dans le cadre de simulations du modèle à 2 couches où la perturbation traverse le courant jet du côté chaud au côté froid (même simulation que celle du haut de la figure 2.11). Sont représentés la conversion barocline interne (en rouge), la conversion barotrope (en bleu), le terme de redistribution verticale (en vert) et la somme des trois qui représente le taux de croissance de l'énergie cinétique (en noir). Tiré de Gilet et al. (2009).

## 2.4.2 Le creusement des dépressions à la traversée du courant-jet

Le même bilan énergétique a été effectué dans la couche du bas pour la simulation qui présente une traversée de courant-jet (cas des figures 2.11a-c) et est montré sur la figure 2.14. On remarque deux pics dans le taux de croissance de l'énergie cinétique, un avant la traversée du jet et un autre après la traversée. On peut montrer en termes de fonction de courant de la perturbation que son creusement est même beaucoup plus rapide lors de la seconde phase que lors de la première. Le second pic est dû essentiellement à un rapide arrêt de la perte d'énergie due à la redistribution verticale et est en quelque sorte un scénario proche du cas du cisaillement cyclonique de la figure 2.13d vers 15h. Cette remontée du terme de redistribution verticale est similaire à celui diagnostiqué pour la POI17 de FASTEX. En revanche, la conversion barotrope joue un rôle mineur dans la phase de réintensification du cas idéalisé alors qu'elle jouait un rôle important pour le cas réel même si le caractère négatif, neutre puis négatif (courbe bleue) est similaire à la séquence en trois étapes dilatation-contraction-dilatation. Peut-être est-ce dû au fait que dans le cas présent, la déformation effective est nulle, ce qui limite l'impact des effets barotropes. En d'autres termes, on est capable de reproduire en grande partie le scénario énergétique de la POI17 de FASTEX dans ce cas idéalisé à part peut-être au niveau des conversions barotropes qui sont ici négligeables. Le travail de thèse de Ludivine Oruba consiste à introduire des courants-jets avec des méandres qui présentent des champs de déformation effective non triviaux et accordent un rôle plus important aux effets barotropes.

Deux conclusions dès lors s'imposent pour mettre en perspective les résultats précédents par rapport à la littérature :

- Il est possible de reproduire une traversée de courant-jet par une dépression de surface dans un cadre très idéalisé de jet purement zonal, c'est-à-dire sans circulation agéostrophique transverse. L'analogie avec le mécanisme des rapides de jet de Uccellini (1990) est donc forcément excluse.
- Même si une composante barotrope de jet tend à stabiliser la croissance linéaire des perturbations baroclines (James 1987), dans le cas non linéaire, il est le moteur d'une future réintensification de la dépression quand elle sera du côté cyclonique du jet. Ainsi tant les simulations idéalisées que les simulations de Xynthia ont montré qu'un renforcement du jet barotrope ne faisait pas décroître l'intensité de la phase de forte croissance des dépressions, loin s'en faut.

### 2.4.3 Effets diabatiques

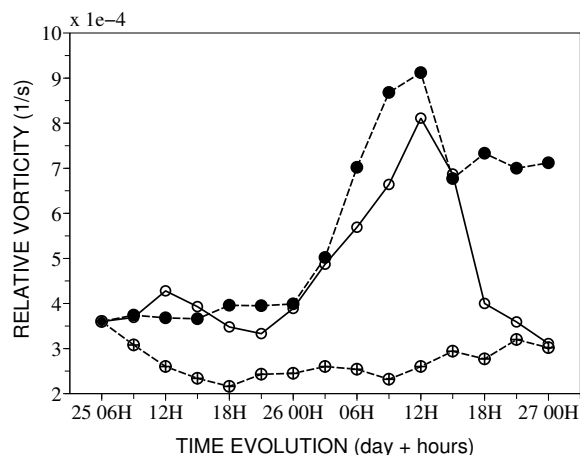


FIG. 2.15 – Evolution temporelle du maximum de vorticité relative à 850 hPa pour la simulation de contrôle de la tempête Lothar du 26 décembre 1999 (courbe avec le signe ○), la simulation adiabatique, c'est-à-dire sans processus humides et sans effets dissipatifs (courbe avec le signe ●) et la simulation sans processus humides (courbe avec le signe ⊕). Tiré de Rivière et al. (2010b).

Les sections précédentes ont montré que l'environnement de grande échelle avec toutes ses inhomogénéités spatiales modulait les différentes conversions d'énergie et permettait d'expliquer le cycle de vie parfois complexe de certaines dépressions. Même si les effets diabatiques jouent un rôle amplificateur des phases de forte croissance, peuvent-ils avoir un rôle dans la localisation de ces phases ou dit autrement un rôle déclencheur ? Afin d'aborder cette question, trois simulations ont été effectuées pour le cas de la première tempête de décembre 1999 appelée Lothar, une avec toute la physique du modèle (le run

de contrôle), une où les processus humides et notamment les effets de condensation ont été supprimés, et l'autre purement adiabatique où à la fois les processus humides et les processus dissipatifs liés à la friction ont été supprimés. L'évolution du maximum de vorticité à 850 hPa pour ces trois simulations est montr  e sur la figure 2.15. Dans le cas de contrôle, du 25/12    06h au 26/12    00h, la vorticité reste constante puis croît de manière abrupte au moment où elle se trouve au large de la France. Comme cela a été suggéré au début du chapitre, cette explosivité est liée à l'apparition d'une zone beaucoup plus favorable pour la croissance de la dépression (cf. figure 2.3). Le cas sans processus humides ne présente aucune phase de croissance montrant ainsi le rôle crucial des processus humides comme l'avaient déjà décrit Wernli et al. (2002). Cependant, le cas adiabatique présente un scénario très proche du cas de contrôle ce qui montre que les processus humides ne font que compenser les effets dissipatifs et ne sont pas à l'origine d'un scénario bien diff  rent au niveau de la phase de forte croissance (Rivière et al. 2010b). Dit autrement, les processus humides sont essentiels pour compenser la dissipation mais la phase de croissance explosive peut simplement s'interpréter sans les processus diabatiques par interaction barocline entre le courant-jet d'altitude et la dépression de surface. Cela conforte l'idée selon laquelle on peut continuer à exploiter les modèles simples à dynamique sèche pour comprendre certaines phases des tempêtes réelles.

#### 2.4.4 Redistribution de l'énergie au sein des dépressions

Un autre aspect des tempêtes qui peut être étudié simplement notamment à l'aide du modèle à 2 couches est celui de la redistribution d'énergie cinétique. Si on considère l'évolution de la répartition de l'énergie cinétique au sein des tempêtes Klaus et Xynthia, on s'aperçoit vite que l'énergie du système n'est pas uniformément répartie autour de son centre et qu'il existe des caractéristiques communes aux deux tempêtes. Le système associé à Klaus (colonne de gauche de la figure 2.16) présente des zones de forte énergie cinétique haute fréquence essentiellement à l'ouest et à l'est du minimum de pression lorsque la dépression traverse le jet des basses couches (figure 2.16a), puis au nord-ouest dans les heures qui suivent (figures 2.16c,e) et enfin au sud-ouest lorsque la tempête atteint les terres (figures 2.16g). Cette redistribution d'énergie cinétique est bien représentée par une simulation du modèle à deux couches similaire à celle discutée dans les sections précédentes. Lors de la traversée du courant-jet (figure 2.16b), il y a effectivement accumulation d'énergie à l'ouest et à l'est du système comme dans le cas de Klaus (figure 2.16a) puis une redistribution d'énergie cinétique de manière cyclonique. Il y a en fin de compte une certaine quantité d'énergie perturbée qui s'accumule au sud du système lorsqu'il est du côté nord du jet ce qui aboutit à un vent total (la somme de celui de l'environnement et de celui de la perturbation) très fort au sud du minimum de pression. Il n'est donc pas étonnant que la plupart des rafales de vent se soient produites au sud du minimum de pression pour la tempête Klaus. Toutes ces caractéristiques sont facilement interprétables grâce à l'équation de l'énergie cinétique de la perturbation (1.5) et la position du système

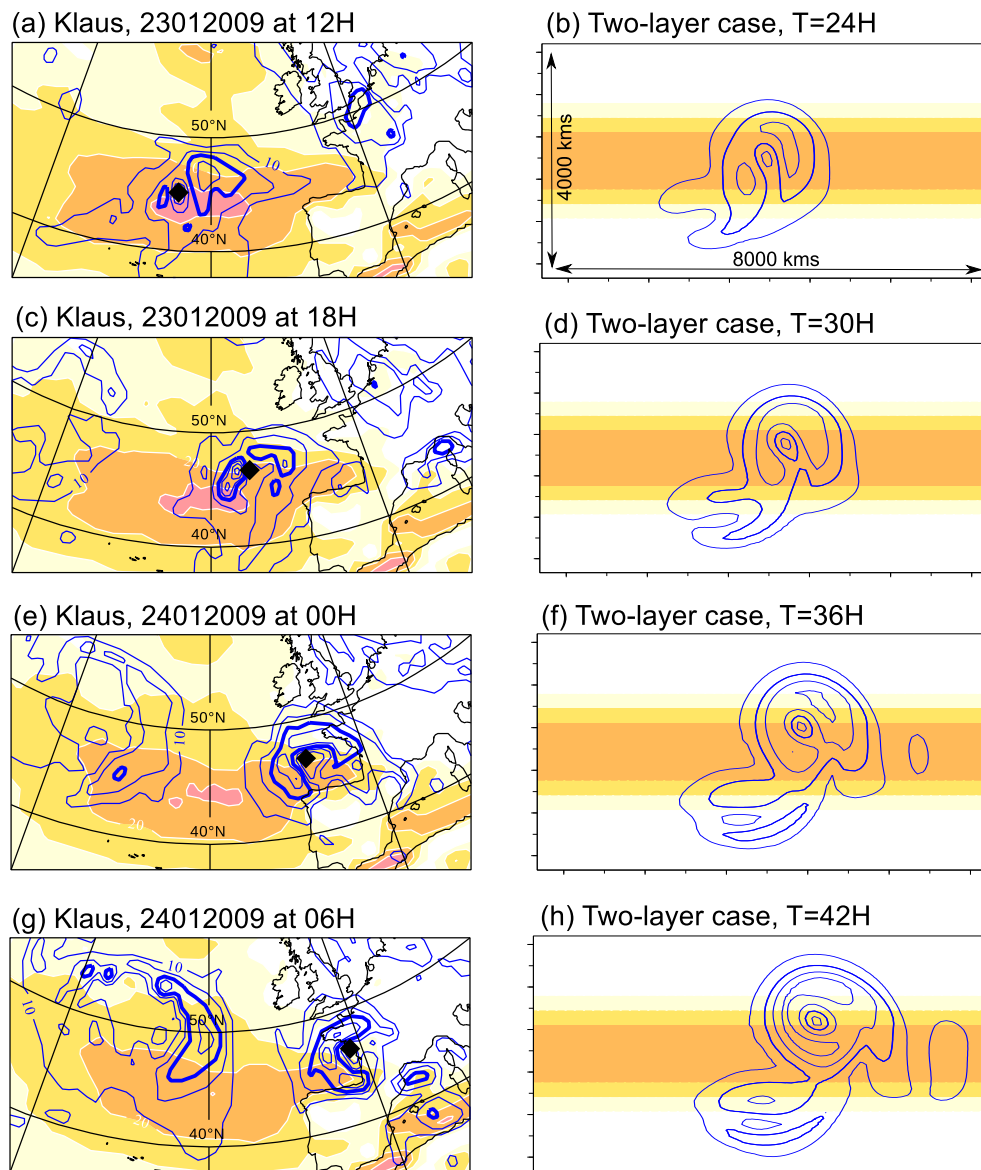


FIG. 2.16 – Comparaison entre l'évolution de l'énergie cinétique perturbée (en bleu) pour (colonne de gauche) le cas de la tempête Klaus et (colonne de droite) le cas d'une perturbation issue d'une simulation idéalisée du modèle QG à deux couches. La simulation idéalisée est similaire au cas des figures 2.11 et 2.14 et consiste à initialiser une perturbation cyclonique isotrope au sud du courant-jet. (a),(c),(e),(g) position du maximum de vorticité relative associée à Klaus (diamant noir), module du vent haute fréquence (contours bleus, intervalle :  $5 \text{ m.s}^{-1}$ ) et module du vent basse fréquence (plages colorées). (b),(d),(f),(h) module du vent de la perturbation (contours bleus, intervalle :  $5 \text{ m.s}^{-1}$ ) et module du vent de l'écoulement de base (plages colorées, même intervalle que sur la colonne de gauche).

par rapport à l'environnement de grande échelle. Ces résultats préliminaires sur les effets internes à la dépression mais liés à la dynamique sèche QG feront l'objet de publications à venir.

Avant d'approfondir à l'avenir certains aspects de méso-échelle qui aboutissent à la formation de forts vents comme les sting jets par exemple, il est important d'avoir une connaissance complète des effets purement quasi-géostrophiques qui asymétrise la répartition de l'énergie cinétique au sein des tempêtes. Les mécanismes mis en jeu dans ce cadre simple me semblent être une étape nécessaire avant d'approcher des phénomènes de plus petite échelle.

## 2.5 Prévisibilité liée aux conditions initiales

Même si l'environnement de grande échelle qui évolue lentement permet de déterminer à l'avance les zones sensibles où des dépressions peuvent potentiellement fortement croître, il n'en reste pas moins vrai que pour une dépression en train de se former, la seule connaissance de cet environnement de grande échelle ne permet pas d'affirmer si oui ou non la dépression va devenir une tempête. Même si le lieu de la phase de croissance peut être connue à l'avance, il n'en est pas de même de son occurrence bien entendu. Il existe une forte sensibilité aux conditions initiales même pour le cas de jet très bien formé comme durant la période de fin décembre 1999. Cette sensibilité aux conditions initiales a été étudiée pour le cas de Lothar dans Rivière et al. (2010b) et dont deux résultats principaux sont résumés dans cette section.

### 2.5.1 Sensibilité aux structures d'altitude

Si on s'intéresse de près à l'évolution des deux tempêtes de décembre 1999 qui se sont suivies à un jour d'intervalle, Lothar et Martin, on s'aperçoit vite que leur scénario diffère fortement malgré un point commun fort, celui d'avoir crû fortement dans la même zone comme cela a déjà été dit. Pour Martin, on peut aisément identifier un précurseur d'altitude ce qui n'est pas le cas pour Lothar (Wernli et al. 2002, Hello et Arbogast 2004). Il existe pourtant pour cette dernière des anomalies de PV le long du jet d'altitude préexistantes à la phase de forte croissance comme le montre la figure 2.17a issue de l'analyse opérationnelle (cf. les contours rouges). Une anomalie dipolaire d'altitude se trouvant  $10^\circ$  au nord de la dépression de surface suggère une interaction barocline avec celle-ci. Une expérience de sensibilité effectuée à l'aide d'ARPEGE et de son outil d'inversion de PV a permis d'estimer l'impact de cette anomalie dipolaire dans l'évolution de la dépression. Le cas de la colonne de gauche représente le run de contrôle de la tempête qui représente bien l'analyse. Le cas de la colonne de droite représente le run pour lequel on a enlevé le dipôle. Celui-ci se reforme assez vite ensuite dans la zone de forts gradients de PV (figure 2.17d) et le scénario de la phase de forte croissance n'est pratiquement pas modifié, ni

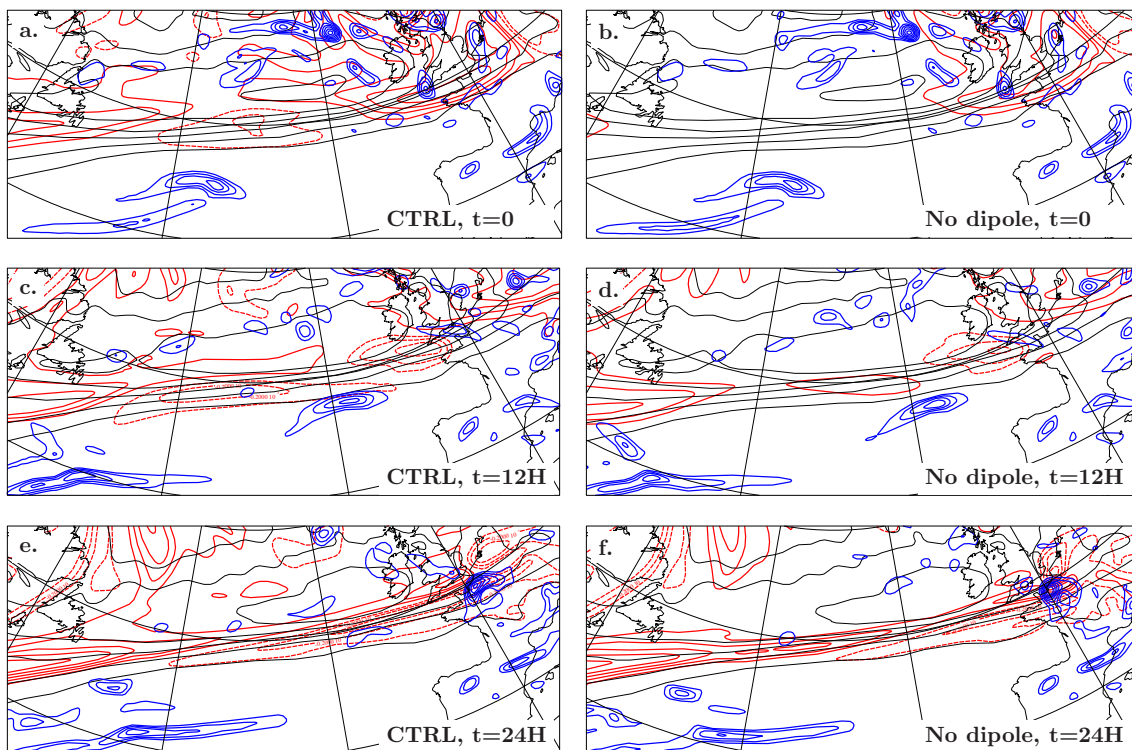


FIG. 2.17 – Evolution temporelle ( $t=0, 12, 24\text{h}$ ) des anomalies haute fréquence de PV (la partie basse fréquence du PV de l’analyse opérationnelle a été soustraite) à 300 hPa (contours rouges, traits pleins et tiretés pour les valeurs positives et négatives respectivement ; intervalle : 1PVU), de la vorticité relative à 850 hPa (contours bleus ; intervalle :  $8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) pour (colonne de gauche) la simulation de contrôle de la tempête Lothar et (colonne de droite) la simulation dans laquelle l’anomalie dipolaire d’altitude a été soustraite à l’instant initial grâce à l’outil d’inversion de PV. La partie basse fréquence du PV à 300hPa est représentée par les contours noirs fins (intervalle : 1PVU). Tiré de Rivière et al. (2010b).

en intensité ni en localisation. C’est finalement le passage sous la zone de forts gradients de PV qui permet la formation très rapide de l’anomalie d’altitude. Il y a donc peu de sensibilité aux conditions initiales d’altitude pour cette tempête là en particulier quand elle se trouve au milieu de l’Atlantique.

### 2.5.2 Sensibilité à la forme et à la position des anomalies de surface

De plus fortes sensibilités aux conditions initiales existent dans les basses couches comme le montre la figure 2.18 où plusieurs expériences numériques ont été effectuées en remplaçant le système dépressionnaire des basses couches par différentes anomalies de surface idéalisées plus ou moins étirées et plus ou moins proches du courant-jet. L’anomalie

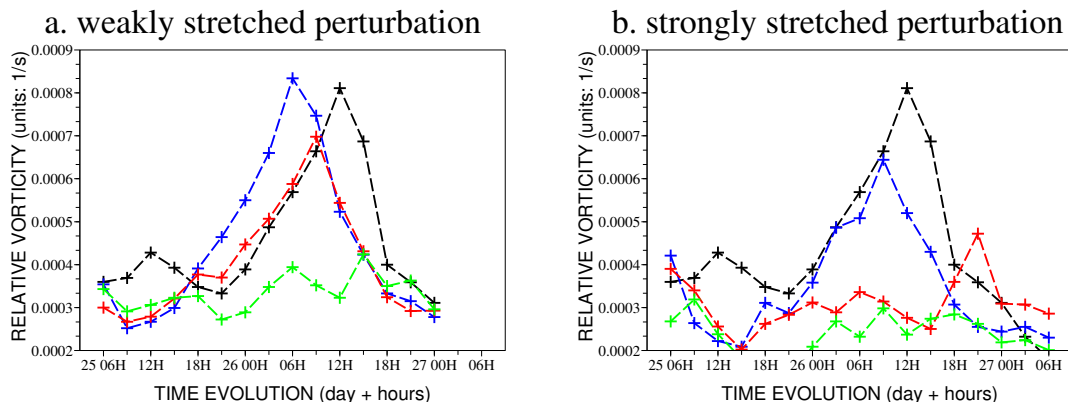


FIG. 2.18 – Etude de sensibilité à la structure et à la position initiale de la dépression de surface dans le cadre des tempêtes de fin décembre 1999 à l’aide de l’outil d’inversion de PV et du modèle opérationnel ARPEGE. Les courbes colorées représentent l’évolution temporelle du maximum de vorticité relative à 850 hPa pour des simulations où l’anomalie de la tempête Lothar a été remplacée par une anomalie de surface idéalisée le 25 Décembre 1999 à 06h, c’est-à-dire environ 12 heures avant la croissance explosive de la tempête. (a) Evolution du maximum de la vorticité relative à 850 hPa pour une anomalie légèrement étirée située à  $46.5^{\circ}\text{N}$  (en bleu),  $45^{\circ}\text{N}$  (en rouge), et  $43.5^{\circ}\text{N}$  (en vert). (b) similaire à (a) mais pour une anomalie fortement étirée. La courbe noire correspond au cas d’une simulation avec la première tempête. Tiré de Rivière et al. (2010b).

qui a le plus de chances de devenir une tempête est celle qui est moins étirée et plus proche du courant-jet. Ces résultats sont cohérents avec la différence entre Martin et Lothar. Martin est un système plus faible, plus étiré au milieu de l’Atlantique et son devenir en tempête n’est pas possible sans anomalie d’altitude (Hello et Arbogast 2004), tandis que Lothar qui est beaucoup plus cohérent et développé au milieu de l’Atlantique n’a pas besoin d’anomalie d’altitude préexistente pour devenir une tempête.

Enfin, il est curieux de noter comment un changement de latitude d’un degré et demi seulement peut changer du tout au tout l’évolution de la dépression. Cette plus forte sensibilité aux basses couches pose un problème de prévision important car les observations de ces systèmes des basses couches sont peu nombreuses au milieu de l’océan. Ces systèmes sont également souvent sous les nuages et donc difficilement représentés par les données satellitaires.

## 2.6 Synthèse

Bien que les phases matures des dépressions soient dominées par l’interaction barocline, celle-ci ne se produit pas forcément dans la zone de plus forte baroclinie, notamment en ce qui concerne les tempêtes européennes. D’autres inhomogénéités spatiales de l’écou-

lement de grande échelle doivent être prises en compte pour identifier les phases de forte croissance. La déformation effective, qui est une quantité qui reflète les structures fines de l'écoulement de grande échelle invisibles par des champs classiques comme le géopotentiel et le vent, a permis d'identifier les zones privilégiées de la traversée de l'axe du courant-jet par les dépressions. Cette phase correspond dans de nombreux cas à une seconde phase de croissance pour les dépressions, elle est souvent explosive, et aboutit au caractère tempétueux de la dépression. Elle se produit pour environ la moitié des plus fortes dépressions de l'Atlantique Nord. Les résultats obtenus à partir d'une hiérarchie de modèles et d'études de cas sont les suivants :

- Les régions barotropes critiques sont des régions préférentielles de traversée du courant-jet par les dépressions.
- Le mécanisme de traversée est liée à une généralisation du beta drift dans le cas barocline et dont le moteur est le gradient de PV moyenné sur toute la troposphère. Plus ce gradient est fort, plus le développement en aval est important, et plus vite se forme le dipôle d'altitude cyclone-anticyclone au dessus de la dépression de surface qui l'advection ensuite perpendiculairement au jet. Cet effet est d'autant plus important que les structures sont étirées latitudinalement ce qui rend le mécanisme plus efficace aux abords d'une région barotrope critique et explique que celle-ci soit une zone privilégiée de traversée.
- Les dépressions connaissent une réintensification importante légèrement après la traversée de l'axe du jet.
- Le côté cyclonique du jet est plus cyclogénétique que le côté anticyclonique et expliquerait en grande partie cette réintensification. D'un point de vue énergétique, ceci provient de la somme de la conversion interne et du terme de redistribution verticale d'énergie qui est également le produit entre la fonction de courant perturbée et la divergence du vent perturbée. Une interprétation qualitative de la bonne corrélation entre ces deux termes du côté cyclonique du jet reste à trouver.
- La conversion barotrope peut dans certains cas participer à la réintensification au moment de la contraction de la structure lorsqu'elle traverse le jet mais semble ne pas être le terme prépondérant en général.

Les simulations idéalisées décrites précédemment ont considéré un cadre QG où il n'y a pas de décalage latitudinal entre le jet des basses couches et celui d'altitude. En aucun cas, nous nous sommes donc placés dans le cadre particulier de l'environnement de grande échelle de décembre 1999 ou décembre 2004, et nous n'avons pas reproduit jusqu'à présent une région barocline critique dans un cadre idéalisé. En revanche, il est possible d'approcher le problème dans le cadre de l'approximation semi-géostrophique (Hoskins 1975) pour laquelle les équilibres associés produisent naturellement un tel décalage. Un modèle semi-géostrophique à tourbillon uniforme a été codé lors du stage de master de Maiwenn Perrin en 2008 et sera utilisé pour de futures recherches. Comme l'a montré la simulation adiabatique d'ARPEGE dans le cadre de la tempête Lothar, il n'est pas



nécessaire de disposer d'une dynamique humide pour comprendre sa phase de croissance explosive et le modèle semi-géostrophique devrait être capable de reproduire simplement cette phase particulière des tempêtes.

Pour conclure, il semble particulièrement opportun de mener en parallèle des approches numérique-théoriques, des approches plus réalistes et des études de cas réels pour pouvoir décortiquer les différents ingrédients rendant compte du cycle de vie complexe des dépressions. C'est cette position de chercheur CNRS que j'occupe au GAME-CNRM depuis 2006, dans un environnement proche des prévisions opérationnelles, qui a rendu possible cette approche multiple.



# Chapitre 3

## Rétroaction du rail des dépressions sur la circulation générale atmosphérique : théories et concepts

*The present chapter is dedicated to the theories of the nonlinear synoptic eddy feedback onto the large-scale atmospheric circulation and its low-frequency variability. After a brief introduction of the so-called Eliassen-Palm fluxes, their potentials and limitations, recent results on Rossby wave-breaking events and their impact onto the large-scale jet fluctuations are presented. A review of all the factors influencing the two kinds of wave breaking (cyclonic and anticyclonic) is performed. The effects of the models properties (geometries and approximations), the role played by the different components of the large-scale flow (horizontal deformation, baroclinicity) and finally the effects related to the wave properties themselves are discussed. Some of these effects have been analyzed in Rivière and Orlandi (2007) and Rivière (2009) and tend to provide a new picture on the positive eddy feedback often discussed in the literature.*

### 3.1 Introduction

La rétroaction des ondes de Rossby sur l'écoulement atmosphérique de grande échelle, et notamment sur l'accélération du vent zonal, a fait l'objet d'innombrables publications depuis les travaux pionniers de Eliassen et Palm (1961) et Charney et Drazin (1961). Qu'il s'agisse d'étudier la rétroaction des ondes planétaires dans la stratosphère ou des ondes synoptiques dans la troposphère, la méthodologie employée repose essentiellement sur les flux d'Eliassen-Palm, ou d'autres flux non linéaires liés au transport de différentes quantités par les ondes. Malgré un effort de recherche important sur cette thématique depuis un demi siècle, de nombreuses questions se posent encore concernant la rétroaction des ondes baroclines sur la circulation générale de l'atmosphère et en particulier sur sa variabilité basse fréquence. Dans les années 80-90, de nombreuses études ont montré que les transitoires synoptiques s'organisaient en fonction de la structure de l'écoulement de grande échelle de façon à augmenter la persistance des anomalies de grande échelle et donc formaient une rétroaction positive. Cela a été démontré dans des modèles simples quasi-géostrophiques barotrope (Shutts 1983), barocline (Vautard et Legras 1988), dans

des simulations de GCMs (Branstator 1992, Branstator 1995), sur des études de cas réels notamment de blocage (Illari et Marshall 1983, Shutts 1986), ou encore sur des composites de diverses anomalies basse fréquence (Lau 1988). Parallèlement, des études un peu moins nombreuses ont montré que la formation de dépressions de fortes amplitudes pouvait être à l'origine d'un changement de régimes. Sanders et Gyakum (1980) et Colucci (1985) montrent des cas de blocages initiés par des cyclogenèses explosives qui en aval ont tendance à former de fortes dorsales et ainsi favoriser le blocage. Ce constat sur quelques cas particuliers est conforté théoriquement et numériquement par les travaux de Reinhold et Pierrehumbert (1982) et Reinhold et Yang (1993) qui montrent que tant que les ondes synoptiques ont des amplitudes modérées, celles-ci maintiennent le régime en place tandis que si elles sont explosives elles peuvent permettre la transition vers un autre régime. Cependant, cette idée ne semble pas avoir été prouvée d'un point de vue statistique sur les observations. Plus récemment, les études sur la rétroaction des rails des dépressions se sont focalisées sur la notion de déferlement d'onde et sur deux cycles de vie opposés d'ondes baroclines, notés LC1 et LC2 (Thorncroft et al. 1993), qui se terminent par un déferlement anticyclonique et un déplacement du jet vers les pôles dans le premier cas et un déferlement cyclonique et un déplacement du jet vers l'équateur dans le second cas. Même si ces deux déferlements sont intrinsèquement liés à des orientations différentes des flux d'Eliassen-Palm, cette vision plus phénoménologique et moins mathématique que les flux d'Eliassen-Palm a permis de faire avancer notre connaissance des fluctuations basse fréquence de l'atmosphère comme cela est rappelé dans le chapitre 4. Après une revue des différentes visions de la rétroaction synoptique sur la grande échelle, le présent chapitre est dédié aux facteurs qui influencent les deux types de déferlement ce qui nous permettra de revisiter sous un nouvel angle la rétroaction positive du rail des dépressions évoquée précédemment ainsi que la possibilité pour certaines ondes de déclencher une transition.

## 3.2 Théories et concepts de la rétroaction

### 3.2.1 Flux d'Eliassen-Palm et ses dérivés

Les flux d'Eliassen-Palm se définissent ainsi dans le contexte QG sur plan  $\beta$

$$\mathbf{F} = (-[u^*v^*], -\frac{f_0 h}{s^2}[v^*\theta^*]), \quad (3.1)$$

où les crochets et les étoiles désignent respectivement la moyenne zonale et l'anomalie par rapport à cette moyenne zonale. Les paramètres  $s^2 = -h \frac{\partial \theta_R}{\partial p}$  et  $h = R/p(p/p_s)^{R/C_p}$  ont déjà été introduits au chapitre un. Les flux d'Eliassen-Palm possèdent plusieurs caractéristiques remarquables : (i) Leur divergence intervient comme une force zonale pouvant accélérer ou décélérer le vent zonal moyen, (ii) leur divergence est également égale dans le cadre quasigéostrophique au flux méridien de PV (iii) sous l'hypothèse linéaire, ils interviennent dans une relation de conservation du flux d'activité de l'onde, et (iv) sous l'hypothèse

linéaire et WKBJ, ces flux sont colinéaires à la vitesse de groupe. Bien que l'impact des flux d'Eliassen-Palm sur le vent zonal moyen ait été évoqué déjà par Charney et Drazin (1961), les équations transformées développées par Andrews et McIntyre (1976) permettent de le voir plus facilement. Les équations QG sur plan  $\beta$  en coordonnées isobares et en moyenne zonale peuvent s'écrire ainsi

$$\begin{aligned}\frac{\partial[u]}{\partial t} &= f_0[v] - [u'v']_y + [\mathcal{F}], \\ f_0[u]_p &= h[\theta]_y, \\ [v]_y + [\omega]_p &= 0, \\ \frac{\partial[\theta]}{\partial t} &= \frac{s^2}{h}[\omega] - [v'\theta']_y + [\mathcal{L}],\end{aligned}\tag{3.2}$$

où  $[\mathcal{F}]$  et  $[\mathcal{L}]$  représentent respectivement les effets diabatiques dans les équations du mouvement zonal et thermodynamique. A partir de (3.2), on obtient aisément les équations transformées

$$\begin{aligned}\frac{\partial[u]}{\partial t} &= f_0[v]^r + \nabla \cdot \mathbf{F} + [\mathcal{F}], \\ f_0[u]_p &= h[\theta]_y, \\ [v]_y^r + [\omega]_p^r &= 0, \\ \frac{\partial[\theta]}{\partial t} &= \frac{s^2}{h}[\omega]^r + [\mathcal{L}],\end{aligned}\tag{3.3}$$

en définissant les vitesses résiduelles ainsi

$$[v]^r = [v] + \left[\frac{h}{s^2}v^*\theta^*\right]_p,\tag{3.4}$$

$$[\omega]^r = [\omega] - \left[\frac{h}{s^2}v^*\theta^*\right]_y.\tag{3.5}$$

Dans les équations dites transformées, le forçage produit par les ondes sur l'écoulement moyen se réduit à un unique terme, celui de la divergence des flux d'Eliassen-Palm. Les vitesses  $[v]^r$  et  $[\omega]^r$  sont appelées résiduelles car elles sont la somme de termes de signes opposées. En revanche, cela ne veut pas nécessairement dire qu'elles sont de plus petite amplitude que les vitesses  $[v]$  et  $[\omega]$  respectivement. On peut facilement montrer (point (ii)) que

$$[v^*q^*] = \nabla \cdot \mathbf{F},\tag{3.6}$$

où  $q^* = v_x^* - u_y^* - \partial_p(\frac{f_0 h}{s^2}\theta^*)$  est le PV perturbé. En linéarisant l'équation de PV, on obtient l'expression décrivant le point (iii) :

$$\partial_t \mathcal{A} + \nabla \cdot \mathbf{F} = [\mathcal{S}^*q^*]/[q]_y - [\mathcal{D}^*q^*]/[q]_y,\tag{3.7}$$

où  $\mathcal{A} \equiv [q^{*2}]/(2[q]_y)$  désigne l'activité de l'onde,  $\mathcal{S}$  les termes sources diabatiques et  $\mathcal{D}$  les termes de dissipation. Dans le cas où les effets diabatiques sont absents, l'équation

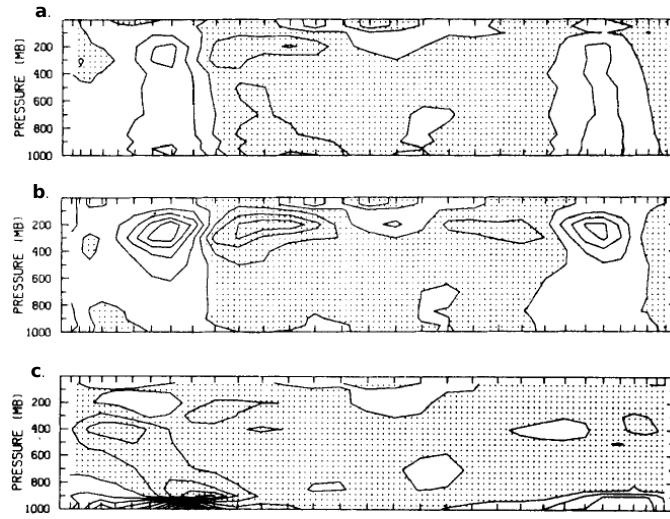


FIG. 3.1 – (a) tendance climatologique du vent zonal liée aux ondes (résolution de l'équation (3.9) en sphériques, intervalle :  $0.5 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ), (b) convergence des flux de quantité de mouvement (intervalle :  $0.5 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ) et (c) divergence des flux d'Eliassen-Palm (intervalle :  $2 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ). Tiré de Pfeffer (1987).

(3.7) représente une équation de conservation pour la quantité  $\mathcal{A}$ . En considérant l'approximation WKBJ, on peut facilement montrer que  $\mathbf{F} = \mathbf{C}_g \mathcal{A}$  où  $\mathbf{C}_g$  est la vitesse de groupe (point (iv)). On peut également écrire l'équation de conservation du PV moyenné zonalement ainsi

$$\frac{\partial [q]}{\partial t} = -(\nabla \cdot \mathbf{F})_y + [\mathcal{S}] - [\mathcal{D}]. \quad (3.8)$$

Deux théorèmes importants peuvent être déduits de ces équations comme le rappellent Edmon et al. (1980). Si la divergence des flux d'Eliassen-Palm est nulle et qu'on ne considère pas les effets diabatiques alors il existe une solution stationnaire pour laquelle  $[u]_t$ ,  $[\theta]_t$ ,  $[v]^r$  et  $[\omega]^r$  sont tous nuls (théorème dit de non accélération de Charney et Drazin). A l'inverse, si l'écoulement de base est stationnaire et qu'on ne considère pas les effets diabatiques, alors le terme  $(\nabla \cdot \mathbf{F})_y$  est nul (cf. équation (3.8)) et donc  $\nabla \cdot \mathbf{F}$  l'est aussi dans le cas où on suppose que  $v^*$  s'annule aux pôles ou plutôt aux frontières du canal puisqu'ici les équations sont écrites sur le plan  $\beta$  (théorème dit d'Eliassen-Palm).

Bien que pertinents, ces deux théorèmes ont pu porter à confusion certains scientifiques sur le lien existant entre l'accélération du vent zonal et la divergence de  $\mathbf{F}$ . Il n'y a pas de corrélation entre le signe de la divergence des flux d'Eliassen-Palm et celui de la tendance en vent zonal comme le montre clairement Pfeffer (1987) et Pfeffer (1992). En effet, si on dérive l'équation (3.8) selon  $y$ , on obtient

$$\left( \partial_y^2 + \partial_p \left( \frac{f_0^2}{s^2} \partial_p \right) \right) \frac{\partial [u]}{\partial t} = (\nabla \cdot \mathbf{F})_{yy} - [\mathcal{S}]_y + [\mathcal{D}]_y. \quad (3.9)$$

L'opérateur elliptique dans le membre de gauche de (3.9) est suffisamment complexe pour

que le lien entre  $\nabla \cdot \mathbf{F}$  et  $[u]_t$  soit largement non trivial et la correspondance de signe soit largement non vérifiée, notamment dans la troposphère. Pfeffer montre l'importance des non homogénéités spatiales de cet opérateur en raison du paramètre de stratification  $s$  et du paramètre de Coriolis qui, tous les deux dans le cadre général, varient dans l'espace. Il montre en particulier que bien que  $\partial F_p / \partial p$  (i.e. la composante verticale de la divergence) soit bien plus forte que  $\partial F_y / \partial y$  (i.e. la composante horizontale de la divergence), elle n'a qu'un effet mineur sur l'accélération du vent zonal. En effet, ce terme qui est lié aux flux méridiens de chaleur sont élevés près de la surface dans une zone où  $s$  est faible alors que les flux de quantité de mouvement sont eux maximum en haut de la troposphère là où  $s$  est fort. En inversant l'opérateur elliptique du membre de gauche de (3.9), l'effet des flux de chaleur devient ainsi petit par rapport à celui des flux de quantité de mouvement. La divergence des flux de quantité de mouvement (figure 3.1b) s'avère d'ailleurs un bon indicateur du forçage imposé au vent zonal moyen par les ondes dans la troposphère (figure 3.1a) alors que la divergence des flux d'Eliassen-Palm ne l'est pas (figure 3.1c). Cela a été démontré sur les tendances climatologiques (Pfeffer 1987) ainsi que sur des périodes courtes dans le temps (Pfeffer 1992).

Malgré cette non corrélation entre la divergence des flux d'Eliassen-Palm et l'accélération du vent zonal, il n'en reste pas moins vrai que cette divergence reste pertinente car elle rassemble le forçage des ondes en un terme unique qui, via l'inversion de l'opérateur elliptique de l'équation (3.9), influence le vent zonal. D'autre part, les flux d'Eliassen-Palm donnent une bonne indication de la direction de propagation des ondes, avec essentiellement deux caractéristiques principales pour les ondes synoptiques ;  $\mathbf{F}$  est orienté de bas en haut dans la basse et moyenne troposphère en raison de l'orientation vers les pôles des flux de chaleur. Une fois que l'énergie parvient en haut de la troposphère, celle-ci se propage essentiellement vers l'équateur où les ondes tendent à déferler avant d'atteindre la latitude critique pour laquelle la vitesse de phase est égale au vent zonal (Randel et Held 1991).

L'une des limitations des flux d'Eliassen-Palm est qu'ils reposent sur des moyennes zonales circumpolaires et ne permettent pas d'analyser la propagation des ondes le long d'écoulements de base variant zonalement. Différents vecteurs ont été introduits par différents auteurs dans les années 80 (Hoskins et al. 1983, Plumb 1986, Trenberth 1986) pour représenter cette fluctuation le long de la direction zonale, qu'on appellera de manière générale les flux d'Eliassen-Palm locaux, et qui reposent sur une définition de l'écoulement de base en moyenne temporelle et non plus en moyenne zonale. En fonction des différentes approximations ou équations adoptées et des différents objectifs poursuivis (certains auteurs se focalisent plus sur la rétroaction sur l'écoulement moyen tandis que d'autres sur la recherche d'une équation de conservation de l'activité de l'onde), différents vecteurs peuvent être ainsi obtenus. A noter enfin le travail relativement récent de Takaya et Nakamura (2001) qui définissent une activité de l'onde et un flux associé qui ne dépendent pas de la phase de l'onde contrairement aux autres quantités et qui peut être intéressant

pour étudier la propagation d'ondes évoluant rapidement, donc des ondes synoptiques en particulier.

### 3.2.2 Nouvelle perspective à partir du déferlement d'onde

La notion de déferlement n'a été véritablement introduite dans le cadre des ondes synoptiques de la haute troposphère qu'à l'issue du travail de Thorncroft et al. (1993). Les auteurs introduisent ce vocabulaire par analogie avec le déferlement des ondes planétaires de la moyenne stratosphère qui avait été étudié auparavant par McIntyre et Palmer (1983) et McIntyre et Palmer (1984). Thorncroft et al. (1993) mettent en évidence deux cycles de vie opposés pour les ondes baroclines dans des simulations aux équations primitives sur la sphère. Au cours du cycle de vie noté LC1, les ondes prennent petit à petit une orientation anticyclonique (c'est-à-dire SO-NE dans l'hémisphère nord) tandis qu'au cours du cycle de vie noté LC2, celles-ci maintiennent l'inclinaison opposée, c'est-à-dire cyclonique (NO-SE dans l'hémisphère nord). LC1 et LC2 diffèrent également d'un point de vue énergétique puisque le premier connaît une phase de décroissance de l'énergie cinétique beaucoup plus importante et rapide que le second. Cette différence énergétique peut s'interpréter à partir des structures des ondes elles-mêmes puisque pour LC1, la perturbation cyclonique est fortement étirée alors que pour LC2, que ce soit la perturbation cyclonique ou anticyclonique, elles gardent une forme horizontale beaucoup plus isotrope. A noter que LC1 est le cas le plus courant dans l'atmosphère car, comme on l'a rappelé précédemment, la propagation des ondes est essentiellement dirigée vers l'équateur ou de manière équivalente les ondes s'orientent de manière dominante selon l'axe SO-NE.

Depuis quelques années, plusieurs auteurs (Wernli et Sprengler 2007, Strong et Magnusdottir 2008, Rivière 2009) ont procédé à des détections automatiques des déferlements d'onde pour documenter leur climatologie et leur lien avec la circulation de grande échelle. De manière générale, on dit qu'il y a déferlement d'onde lorsque le gradient de PV sur une isentrope se retourne localement et prend une orientation opposée à sa valeur climatologique. Ainsi les algorithmes de détection reposent-ils sur une recherche automatique d'un renversement local du gradient de PV ou une détection de langues de PV ("PV streamers"). Suivant l'orientation prise par cette langue de PV, on détermine si elle appartient aux catégories LC1 ou LC2 (orientation SO-NE pour LC1 et NO-SE pour LC2). A noter qu'il existe également des raffinements en 4 types de déferlements tels que l'ont proposé Peters et Waugh (2003).

La figure 3.2 illustre l'algorithme proposé par Rivière (2009) qui peut s'appliquer autant à des champs de PV sur des isentropes qu'à des champs de vortacité absolue sur des isobares ce qui dans le dernier cas est facilement utilisable pour interpréter les sorties des modèles de climat. Même si quantitativement ces deux types de champs ne donnent pas les mêmes résultats, ils aboutissent à des résultats qualitatifs similaires. Le principe de l'algorithme repose sur une détection automatique des contours circumpolaires d'un de ces champs. Chaque contour est orienté d'ouest en est et chaque segment le long de ce



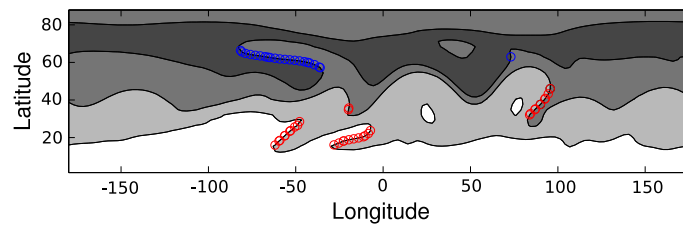


FIG. 3.2 – Illustration de la méthode de détection automatique du déferlement d’ondes. Trois contours de vorticité absolue ( $4, 10$  and  $14 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) sont représentés. Chaque segment le long d’un contour circumpolaire qui correspond à un changement local de direction du contour est considéré comme une zone de déferlement. Tous les points le long de ces segments sont montrés par des cercles de couleurs (en bleu pour le déferlement cyclonique et en rouge pour le déferlement anticyclonique). Tiré de Rivière (2009).

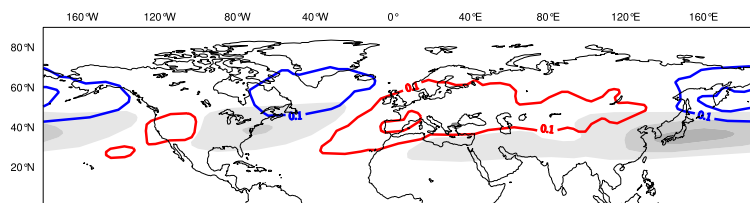


FIG. 3.3 – Fréquences d’occurrence des déferlements cyclonique (bleu : int :  $0.05 \text{ day}^{-1}$  pour des valeurs supérieures à  $0.1 \text{ day}^{-1}$ ) et anticyclonique (rouge : int :  $0.05 \text{ day}^{-1}$  pour des valeurs supérieures à  $0.1 \text{ day}^{-1}$ ) et vent zonal (plages grisées ; int :  $10 \text{ m s}^{-1}$  pour des valeurs supérieures à  $20 \text{ m s}^{-1}$ ) moyennés sur les isentropes 300K, 315K, 330K et 350K. Période Décembre-Janvier-Février (DJF) de 1957 à 2002 (Données ERA40). Tiré de Michel et Rivière (2011).

contour qui a l’orientation inverse est considéré comme une zone de déferlement. Si sur les premiers points de ce segment, l’orientation est SE-NO, la zone est considérée comme un déferlement cyclonique (points bleus sur la figure 3.2) et si celle-ci est NE-SO alors c’est un déferlement anticyclonique (points rouges sur la figure 3.2). Ainsi l’algorithme repose-t-il sur des considérations géométriques sans aucune considération sur les échelles spatiales et temporelles. Pour tracer des fréquences de déferlement en chaque point de l’espace, on définit d’abord deux fonctions  $\beta_a$  et  $\beta_c$  dépendant de l’espace et du temps. Celles-ci valent respectivement 1 en chaque point de l’espace se trouvant au voisinage d’un segment anticyclonique et cyclonique et 0 dans le cas contraire. Les moyennes temporelles de  $\beta_a$  et  $\beta_c$  constituent les fréquences de déferlement cyclonique et anticyclonique.

La figure 3.3 représente la climatologie hivernale dans l’hémisphère nord des déferlements cyclonique et anticyclonique obtenue à partir des données ERA40. On s’aperçoit que dans l’Atlantique, le déferlement anticyclonique domine alors que dans le Pacifique c’est le cas contraire. Ces statistiques décrites dans Michel et Rivière (2011) sont très similaires à celles obtenues par Strong et Magnusdottir (2008).

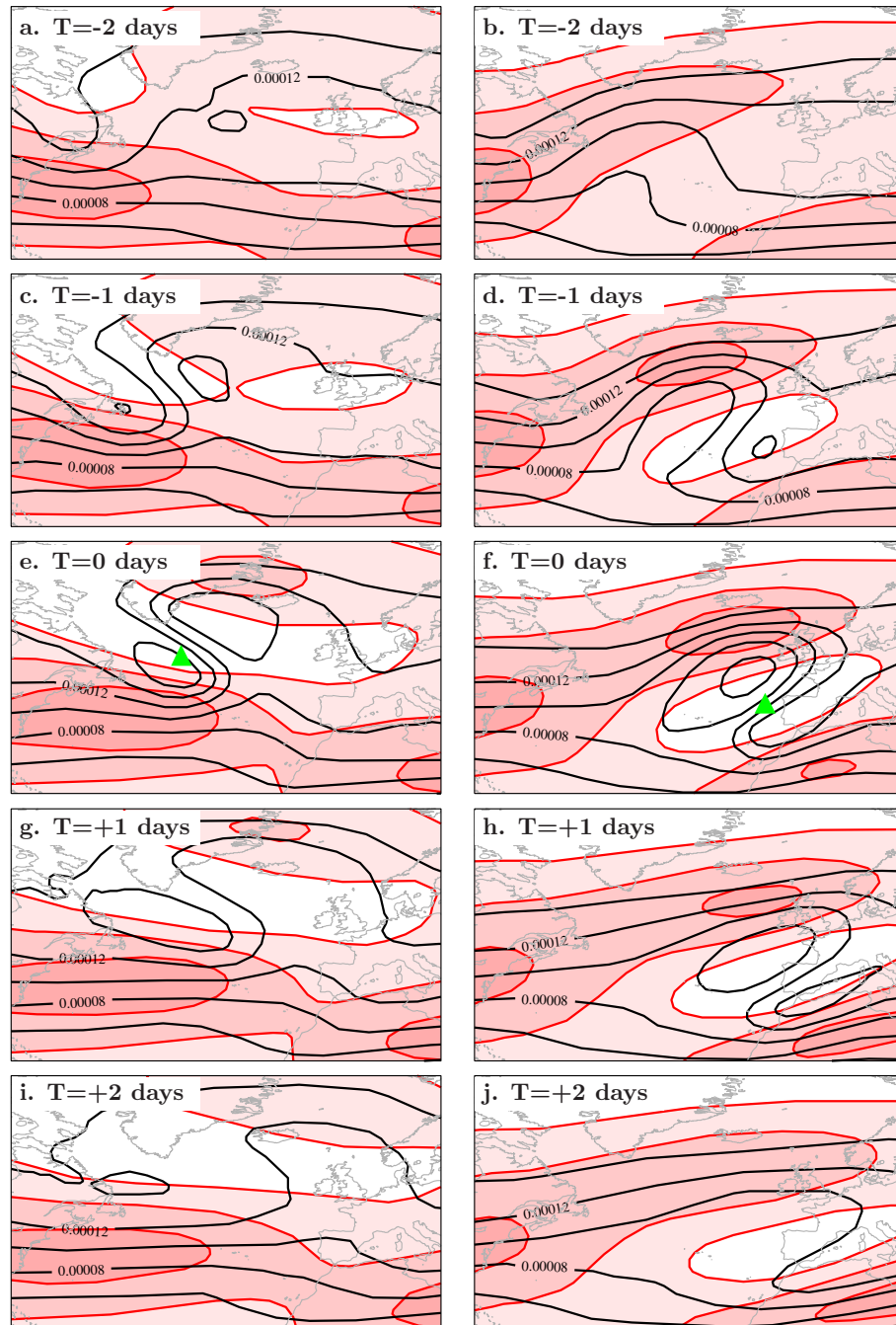


FIG. 3.4 – Composites des déferlements cyclonique (colonne de gauche) et anticyclonique (colonne de droite) sur le domaine atlantique. Chaque événement est détecté par un renversement du gradient de PV sur l'isentrope 330 K. Sont représentés sur la figure le vent zonal (plages colorées, int :  $10 \text{ m s}^{-1}$ ) et la vorticité absolue à 300 hPa (contours noirs, int :  $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ). Le triangle vert correspond au barycentre des événements (3503 pour le cyclonique et 6676 pour l'anticyclonique) détectés sur la période Décembre-Janvier-Février (DJF) de 1957 à 2002 (Données ERA40).

Dans le but de documenter les caractéristiques des deux types de déferlements, des composites sur les déferlements se produisant dans l'Atlantique sont représentés sur la figure 3.4. Comme les déferlements se sont produits à différents endroits, une translation systématique sur les champs a été effectuée pour qu'ils soient centrés et moyennés sur la zone de déferlement. Enfin, le composite représenté sur la figure est lui-même centré sur le barycentre de tous les déferlements détectés. Le composite du déferlement cyclonique est précédé d'un courant-jet atlantique principal plus au sud que d'habitude (figure 3.4a), celui-ci est accéléré et maintenu au sud à l'issue du déferlement (figure 3.4i) tandis qu'au niveau de la zone de déferlement les vents d'ouest sont fortement décélérés. A l'inverse, avant le déferlement anticyclonique, le jet atlantique possède une orientation SO-NE (figure 3.4b) qui est accentuée après le déferlement (figure 3.4j). On remarque également une intensification du jet subtropical africain pendant le déferlement anticyclonique.

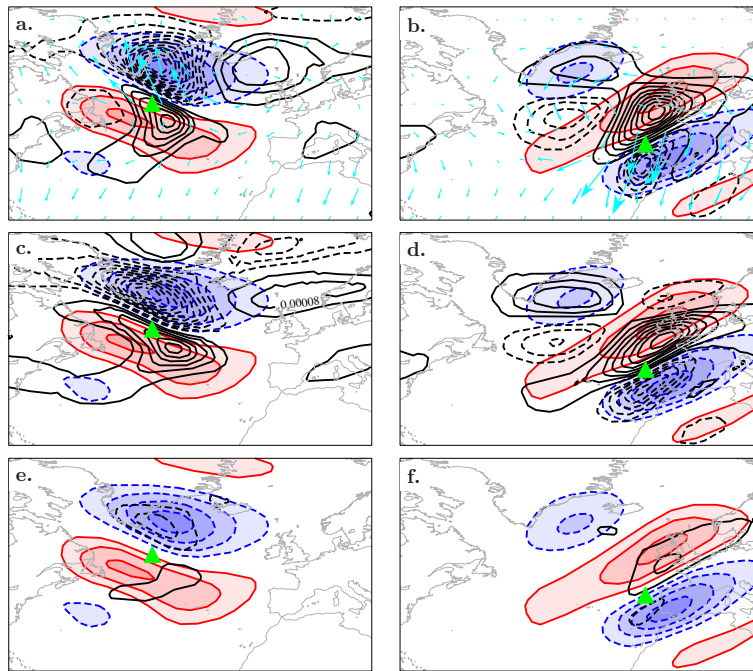


FIG. 3.5 – Tendances du vent zonal à l'instant du déferlement ( $T=0$  days) pour les deux composites de la figure 3.4 (plages colorées; int :  $2 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ; bleu et rouge pour les valeurs négative et positive respectivement). (a) vecteur  $\mathbf{E} \cos \varphi$  (flèches turquoise) et sa divergence  $\frac{1}{\cos \varphi} \nabla \cdot (\mathbf{E} \cos \varphi)$ , (b) composante latitudinale de la divergence  $\frac{1}{\cos \varphi} \nabla \cdot (\mathbf{E} \cos \varphi)$  (i.e. la convergence des flux de quantité de mouvement  $\frac{1}{\cos^2 \varphi} \partial_y (u'v' \cos^2 \varphi)$ ), (c) convergence des flux de quantité de mouvement de la composante haute fréquence de l'écoulement  $\frac{1}{\cos^2 \varphi} \partial_y (u_H v_H \cos^2 \varphi)$ . L'intervalle des contours noirs est  $4 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ .

Sur les figures 3.5a-b, est représenté le vecteur  $\mathbf{E} \equiv (\frac{1}{2}(v'^2 - u'^2), -u'v')$  de Trenberth (1986) qui est proportionnel à la vitesse de groupe relative  $\mathbf{C}_g - \mathbf{u}$ . L'orientation des vecteurs  $\mathbf{E}$  indique qu'il y a propagation des ondes vers les pôles pour le déferlement cyclonique

et vers l'équateur pour le déferlement anticyclonique. La divergence et la convergence du vecteur  $\mathbf{E}$  indiquent relativement bien les zones d'accélération et de décélération du vent zonal dans les deux cas de déferlement, c'est-à-dire accélération et décélération respectivement côté nord et sud du déferlement anticyclonique et l'inverse pour le déferlement cyclonique. Mais on peut voir que la divergence et convergence des flux de quantité de mouvement représentent aussi bien les accélérations et décélérations du vent zonal. Il n'y a donc pas d'amélioration visible lorsqu'on prend également en compte la composante zonale de la divergence de  $\mathbf{E}$ . Notons que similairement à Pfeffer (1992), la prise en compte de la composante verticale détériore de manière drastique la correspondance avec les tendances du vent zonal. Pour résumer, que ce soit dans le cadre zonalement homogène (celui des articles de Pfeffer) ou dans le cas présent qui est zonalement non homogène, le meilleur diagnostic des tendances du vent zonal s'avère être le plus simple, à savoir la divergence des flux de quantité de mouvement.

Un autre aspect quantitatif à considérer est le poids relatif des ondes haute et basse fréquence dans l'accélération du vent zonal lors du déferlement. Depuis les travaux de Blackmon (1976) et Blackmon et al. (1977), il est classique d'étudier les caractéristiques du rail des dépressions à partir de la composante haute fréquence de l'écoulement et de considérer sa rétroaction à partir des flux nonlinéaires haute fréquence (Lau 1988). Les figures 3.5e-f montrent que les flux de quantité de mouvement haute fréquence participent aux accélérations et décélérations du vent zonal mais leur impact est faible relativement aux flux de quantité de mouvement total (figures 3.5c-d). Cela suggère en particulier que la prise en compte unique des flux haute fréquence pour représenter la rétroaction des ondes synoptiques lors du déferlement ne permet pas de prendre en compte l'impact réel de ces ondes sur le vent moyen. En raison d'un transfert d'énergie de la haute vers la basse fréquence lors du déferlement, il faut prendre en compte les deux types de signaux (haute fréquence et basse fréquence) pour prendre en compte l'effet du déferlement sur le vent zonal.

Enfin, peut-on considérer la détection des déferlements comme un outil utile pour mieux comprendre la rétroaction des ondes synoptiques sur la circulation générale de l'atmosphère ? Il s'avère que cette vision plus phénoménologique possède certains avantages par rapport aux flux d'Eliassen-Palm et autres dérivés :

- Elle permet d'anticiper le processus de rétroaction assez facilement à partir des cartes journalières de PV ou de tourbillon absolue ce qui est un avantage visuel certain.
- Une même onde créant un même vecteur  $\mathbf{E}$  n'aura pas le même impact si elle évolue dans des écoulements de base d'intensité différente. En revanche, le déferlement est relié systématiquement à une modification de l'écoulement moyen puisqu'il y a retournement du gradient de PV. Ainsi, le déferlement permet de détecter des phénomènes de fortes amplitudes ayant un impact non négligeable sur l'écoulement moyen et donne une indication du rapport d'intensité entre perturbation et écoule-

ment moyen.

- Le déferlement crée des anomalies tripolaires (accélération - décélération - accélération) au niveau des tendances du vent (cf. figure 3.5) dont certaines caractéristiques ne sont pas capturées par les flux de quantité de mouvement. Par exemple, la zone d'accélération du jet subtropical africain pour le déferlement anticyclonique n'est pas liée à une divergence des flux de quantité de mouvement.

En revanche, d'un point de vue quantitatif, le calcul de la divergence des flux nonlinéaires de différentes quantités ondulatoires reste nécessaire. En d'autres termes, ce diagnostic de déferlement est complémentaire des flux d'Eliassen-Palm et autres dérivés mais ne le remplace pas.

### 3.3 Facteurs influençant le déferlement des ondes

*Les résultats de cette section reposent essentiellement sur les articles de Rivière et Orlanski (2007) et Rivière (2009)*

Pour mieux comprendre l'interaction entre les rails des dépressions et la circulation générale de l'atmosphère aux latitudes tempérées, il s'avère dès lors nécessaire d'identifier les facteurs qui influencent les deux types d'inclinaison des ondes (i.e., cyclonique et anticyclonique) et qui amènent aux deux types de déferlement lorsque les ondes atteignent de larges amplitudes. Depuis la fin des années 1970 (Gall 1976, Simmons et Hoskins 1978), l'étude du cycle de vie des modes normaux instables a connu un grand succès et a permis de détailler les différentes asymétries favorisant l'une ou l'autre inclinaison des ondes et amenant à différentes orientations des flux de quantité de mouvement. La procédure consiste à analyser d'abord la structure des modes normaux instables puis à étudier leur évolution nonlinéaire en fonction de différents paramètres. Ainsi, la plupart des résultats qui suivent reposent sur ces études en cycles de vie mais sont complétés par un certain nombre d'études statistiques utilisant des simulations longues de GCM ainsi que diverses réanalyses. La présente section s'attache à répertorier l'ensemble des facteurs connus qui créent ces asymétries, à en présenter les différents mécanismes et à replacer mes résultats récents (Rivière et Orlanski 2007, Rivière 2009) dans un contexte plus général.

#### 3.3.1 Effets liés aux types de modèles

Un premier type de paramètres qui déterminent l'asymétrie méridienne des ondes et leur inclinaison concerne la structure des modèles eux-mêmes, notamment la métrique utilisée ou encore les différentes approximations adoptées (QG, SG, ou PE).

Dans les années 70, l'observation des rails de dépressions en termes de fluctuations haute fréquence (dans la gamme de périodes de 2.5 à 6 jours) révèle une domination des flux de quantité de mouvement dirigés vers les pôles par rapport à ceux orientés vers l'équateur (Blackmon et al. 1977). Comme on l'a évoqué plus haut, c'est le cas pour

toutes les ondes synoptiques et planétaires. Dans les mêmes années, on s'aperçoit assez vite que cette asymétrie est bien reproduite dans les modèles sur la sphère mais pas dans ceux sur le plan  $\beta$  (Hollingsworth 1975, Moura et Stone 1976, Simmons et Hoskins 1976). Cependant, l'identification des termes responsables de cette asymétrie n'est pas une mince affaire puisque se mêlent dans les équations primitives des termes purement métriques avec ceux faisant intervenir les variations latitudinales du paramètre de Coriolis. De plus, l'approximation quasi-géostrophique sur la sphère ne simplifie pas forcément l'analyse car les corrections liées à la sphère sont du même ordre que les termes agéostrophiques purement cartésiens. Ainsi, en fonction des modèles QG développés sur la sphère, ceux-ci simplifient ou non certains termes sphériques comme par exemple le modèle QG de Marshall et Molteni (1993) qui ne retient les variations latitudinales du paramètre de Coriolis que dans la partie associée à la vorticité absolue. Dans ce qui suit, les asymétries apparaissant dans les différents types de modèles sont exposées.

### Effets métriques

Dans le but d'étudier l'effet des termes métriques uniquement, Whitaker et Snyder (1993) ont comparé deux modèles, l'un en géométrie sphérique et l'autre en géométrie cartésienne, qui contiennent tous les deux les variations complètes du paramètre de Coriolis. Les auteurs montrent que dans le cas sphérique, les anticyclones sont relativement plus intenses que les cyclones et que l'inclinaison SO-NE des ondes est favorisée par rapport au cas cartésien. Pour une distribution de PV équivalente et un nombre d'onde fixe, les anticyclones qui migrent vers l'équateur vont atteindre une échelle spatiale plus grande que les cyclones qui se déplacent vers les pôles en raison de l'augmentation de la distance entre méridiens plus on se rapproche de l'équateur. Ceci a pour effet d'augmenter l'amplitude de  $\psi$  pour les anticyclones et de diminuer celle pour les cyclones. Balasubramanian et Garner (1997b) ont effectué une étude similaire mais ont montré que cette différence d'inclinaison existait déjà sur les structures des modes normaux et qu'un argument linéaire suffisait pour expliquer la différence entre les deux métriques.

### Effets non quasigéostrophiques en géométrie cartésienne

Dans le cadre cartésien, il existe une inclinaison préférentielle en PE qui n'apparaît pas en QG comme le montrent Gall (1977) puis Nakamura (1993). Les modes normaux linéaires dans les équations primitives sur plan  $f$  ont un biais vers la pente cyclonique alors que les modes normaux en QG sont symétriques. Notons que les modèles SG sont finalement plus proches de la symétrie QG que de l'asymétrie PE comme l'ont montré Snyder et al. (1991).

### Effets des variations latitudinales du paramètre de Coriolis

Bien que les termes métriques liés à la sphère créent un biais anticyclonique, il n'en reste pas moins vrai que l'asymétrie anticyclonique la plus importante qui explique l'inclinaison préférentielle des ondes synoptiques et planétaires telle qu'elle est observée dans la nature est communément attribuée aux variations de  $\beta$  avec la latitude (Hoskins et al. 1977, Nakamura 1993, Orlanski 2003, Rivière 2009). Cela peut se voir facilement à partir de l'équation de vorticit e lin earis ee comme le montrent Hoskins et al. (1977) ou  a partir de l'indice de r efraction comme on va le voir ci-apr es.

Cependant, les variations du param etre de Coriolis interviennent aussi dans d'autres termes que la vorticit e absolue comme par exemple le terme d' etirement. Dans le cadre QG classique,  $f$  est consid er e comme une constante dans ce terme d' etirement et ne cr ee donc pas d'asym etrie. Cependant, on peut anticiper l'effet des variations de  $f$  dans ce terme d' etirement en d eveloppant l' equation de vorticit e et l' equation thermodynamique selon l'approximation quasi-g eostrophique mais en gardant tous les termes liées  a la sph ere. En lin earisant ces  equations autour d'un  ecoulement de base zonal mais d ependant de la latitude et de la verticale (Matsuno 1970, Palmer 1982), on peut obtenir l'expression suivante

$$\frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} + \left( \frac{2\Omega}{N} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + n^2 \Psi = 0, \quad (3.10)$$

o u  $\Psi$  est reliée au g eopotentiel  $\Phi = e^{z/2H} \text{Re}(\Psi e^{i(\omega t - m\lambda)})$ ,  $dY = \mu dy = \mu a d\varphi$  avec  $\mu = \sin^2 \varphi / \cos \varphi$ ,  $\varphi$  la latitude et  $z$  est la coordonn ee log-pression.  $n$  est l'indice de r efraction qui s'exprime ainsi :

$$n^2 = \left( \frac{\bar{q}_y}{\bar{u} - ca \cos \varphi} - \frac{f^2}{4H^2 N^2} - \frac{m^2}{a^2 \cos^2 \varphi} \right) / \sin^2 \varphi, \quad (3.11)$$

o u  $\bar{u}$  and  $\bar{q}$  sont respectivement le vent zonal et le PV de l' ecoulement de base,  $c$  est la vitesse de phase angulaire de la perturbation,  $a$  le rayon de la terre,  $N$  la fr equance de Brunt V ais al a,  $H$  l' echelle de hauteur et  $m$  le nombre d'onde zonal. Le gradient de PV s' ecrit de la mani ere suivante :

$$\bar{q}_y = \bar{f}_y + \bar{\zeta}_y - \frac{f^2}{\rho} \partial_z \left( \frac{\rho}{N^2} \partial_z \bar{u} \right) \quad (3.12)$$

o u  $\bar{\zeta}$  est la vorticit e relative de l' ecoulement de base et  $\rho$  la densit e.

L' equation (3.10) permet d'en d eduire que les ondes peuvent se propager dans un environnement o u l'indice de r efraction  $n^2$  est positif et que dans le cas inverse elles sont  evanescentes. L'approximation WKBJ qui consiste  a supposer que les variations spatiales de l'environnement sont faibles devant celles de la perturbation permet de montrer que les ondes se propageant dans le milieu  $n^2 > 0$  auront tendance  a orienter petit  a petit leur propagation selon le gradient de l'indice de r efraction. Dit autrement, la courbure des rayons d' energie est selon le gradient de  $n^2$  (Palmer 1982). La composante m eridienne

de la vitesse de groupe des ondes de Rossby étant du signe opposé aux flux de quantité de mouvement, les ondes se propageant vers l'équateur ont une inclinaison anticyclonique tandis que celles se propageant vers les pôles ont une inclinaison cyclonique. Ainsi, le gradient méridien de  $n^2$  détermine en grande partie l'inclinaison horizontale des ondes.

L'expression de l'indice de réfraction permet de retrouver aisément certains facteurs influençant l'inclinaison des ondes décrits précédemment. Raisonnons en nous plaçant en haut de la troposphère où le gradient de PV et  $\bar{u} - ca \cos \varphi$  sont positifs. Pour un même gradient de PV  $\bar{q}_y$ , le premier terme dans l'expression (3.11) est décroissant avec la latitude en raison du dénominateur  $\bar{u} - ca \cos \varphi$ , ce qui pourrait être lié aux arguments fournis par Balasubramanian et Garner (1997b) sur l'influence des variations de la vitesse de phase dans l'inclinaison des ondes. Un autre terme métrique apparaît dans le troisième terme qui est également décroissant avec la latitude. Ainsi, on s'aperçoit aisément que les termes métriques sont responsables d'un biais vers l'inclinaison anticyclonique. Quant au paramètre de Coriolis, il apparaît dans le second terme qui est décroissant avec la latitude et donc favorise la pente anticyclonique mais également dans le gradient de PV. Au sein du gradient de PV, il y a deux effets qui tendent à s'opposer. Le gradient de vorticité absolue  $\beta$  est décroissant avec la latitude, il a donc tendance à favoriser la pente anticyclonique ce qui est connu depuis longtemps (Hoskins et al. 1977). En revanche, le terme d'étirement étant positif dans la haute troposphère, l'augmentation de  $f$  avec la latitude tend à augmenter le terme d'étirement vers les pôles et donc à avoir l'effet opposé à celui du gradient de vorticité absolue. Il existe donc une compétition entre les termes de vorticité absolue et d'étirement.

Dans le but d'analyser les asymétries au sein du gradient de PV uniquement, un calcul intermédiaire de l'indice de réfraction est d'abord considéré sur la figure 3.6 en traits rouges. Dans ce calcul intermédiaire, les variations de  $\varphi$  sont uniquement prises en compte dans le premier terme de l'équation (3.11) tandis que  $\varphi$  est considéré comme une constante  $\varphi_0$  dans les autres termes. Comme le montre la figure 3.6, la prise en compte des variations de  $f$  dans l'étirement permet de rehausser les valeurs de l'indice de réfraction côté nord du courant-jet. Par exemple, l'indice de réfraction intermédiaire à 200hPa (traits rouges pleins) est plus fort côté sud du courant-jet sur la figure 3.6a tandis qu'il est plus élevé côté nord sur la figure 3.6c. L'indice de réfraction total garde cette différence même si il est systématiquement biaisé vers de plus fortes valeurs côté sud (traits noirs pleins) en raison des deuxième et troisième termes de (3.11). Sur la figure 3.6a, il atteint des valeurs négatives côté nord tandis que sur la figure 3.6c, celles-ci ne descendent pas en dessous de +3. En haut de la troposphère, l'effet de  $f$  dans le terme d'étirement est donc bien de favoriser l'inclinaison cyclonique.

En bas de la troposphère (traits tiretés sur la figure 3.6), les valeurs atteignent un maximum près du coeur du courant-jet comme le montrent également Lee et Feldstein (1996). Elles ne tendent pas vers l'infini car à ce niveau il n'y a pas de latitude critique. Sans l'effet des variations de  $f$  dans l'étirement (figure 3.6a), les valeurs sont relativement



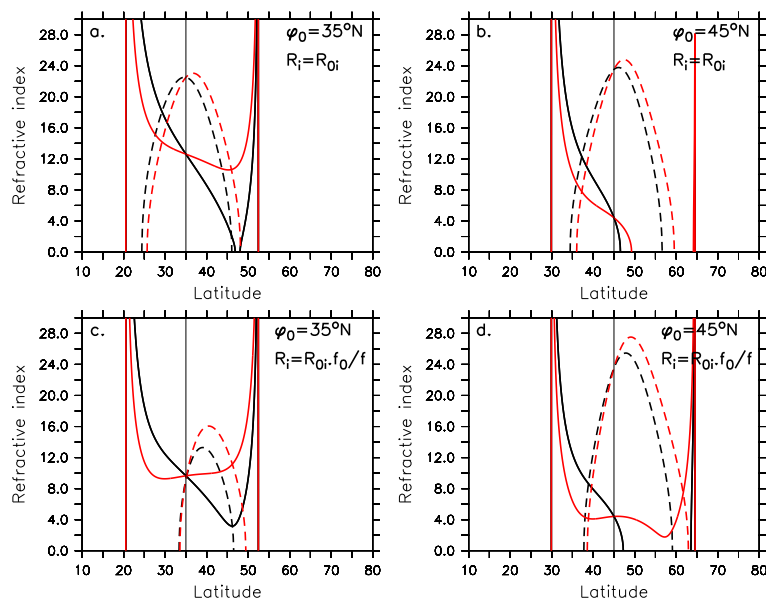


FIG. 3.6 – Indice de réfraction  $a|n|sign(n^2)$  (valeurs adimensionnelles) à 200 hPa (en traits pleins) et 800 hPa (en traits tiretés) en considérant  $f$  comme une constante (vignettes du haut) et en incorporant ses variations avec la latitude dans le terme d'étirement, c'est-à-dire dans le rayon de déformation  $R_i$  (vignettes du bas). Les colonnes de gauche et de droite correspondent respectivement à des courants-jets centrés à  $\varphi_0 = 35^\circ\text{N}$  et  $\varphi_0 = 45^\circ\text{N}$ . Les traits rouges correspondent à l'indice de réfraction en remplaçant  $\varphi$  par  $\varphi_0$  dans tous les termes de l'équation (3.11) à part le premier terme où apparaît le gradient de PV et où on a gardé les variations complètes de  $\varphi$ . L'indice est calculé sur la base du modèle à 3 couches de Marshall et Molteni (1993) et pour les paramètres suivants :  $m=7$ ,  $c=3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ,  $H=8000 \text{ m}$ ,  $N=0.01 \text{ s}^{-1}$ ,  $R_{01}=700 \text{ km}$  et  $R_{02}=450 \text{ km}$ . Tiré de Rivière (2009).

symétriques de part et d'autre de l'axe du courant-jet tandis que lorsque ces variations sont prises en compte (figure 3.6c), l'indice devient plus fortement positif du côté nord du courant-jet. Cela montre à nouveau un effet favorisant la pente cyclonique même dans le bas de la troposphère. On remarque également que le bas de la troposphère est différent du haut puisque les valeurs de l'indice sont plus fortes côté nord en général.

L'effet des variations de  $f$  dans le terme d'étirement peut également être anticipé en écrivant la relation du vent thermique :

$$p \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{R}{f} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (3.13)$$

où  $T$  désigne la température. Le facteur  $f^{-1}$  (i.e.  $\sin^{-1}\varphi$ ) dans le second membre de l'équation (3.13) fait que la latitude du maximum du cisaillement vertical du vent zonal est située plus vers l'équateur que la région de maximum de gradient de température. Le maximum de vent zonal est donc localisé au sud de la baroclinie. Les ondes baroclines se formant dans la région de forte baroclinie vont croître du côté cyclonique du jet et

vont donc avoir tendance à pencher de manière cyclonique. Cette asymétrie du terme d'étirement a été mis en évidence dans Rivière (2009).

### 3.3.2 Effets liés à l'environnement

#### Cisaillement horizontal de l'environnement

Le cisaillement horizontal du courant-jet est peut-être le facteur le plus connu agissant sur la nature du déferlement. C'est celui qui a été mis en évidence en premier (Thorncroft et al. 1993) et c'est également le plus intuitif à la compréhension. Plus le cisaillement a une composante cyclonique (anticyclonique) forte, plus l'inclinaison cyclonique (anticyclonique) est favorisée. Dans leur étude des cycles de vie des perturbations baroclines, Thorncroft et al. (1993) montrent que le déferlement anticyclonique ou LC1 peut être facilement obtenu à partir d'un courant-jet proche des observations (en tout cas pour le nombre d'onde 6) tandis que LC2 ne peut être obtenu qu'en rajoutant une composante cyclonique importante à l'écoulement de base. Suivant la même stratégie, Hartmann et Zuercher (1998) ont essayé de voir à quel moment se produisait ce changement de cycle de vie en ajoutant petit à petit une composante cyclonique à l'écoulement de contrôle. La figure 3.7 montre que ce changement est abrupte puisqu'il y a une différence nette de cycle de vie de l'énergie quand on passe de la valeur  $7.5 \text{ m.s}^{-1}$  à la valeur  $7.75 \text{ m.s}^{-1}$  du paramètre  $u_0$  qui régit l'intensité de la composante cyclonique qu'on ajoute. En dessous de la valeur 7.5, l'énergie cinétique de la perturbation décroît rapidement après la phase de croissance barocline alors qu'au-delà de 7.75, elle décroît beaucoup plus lentement. Hartmann (2000) a montré plus tard que c'était le cisaillement horizontal proche de la surface qui déterminait plus l'évolution future des ondes et leur phase de décroissance que le cisaillement proche de la tropopause. La raison invoquée est que les ondes baroclines se développant dans leur phase de croissance linéaire proche du niveau critique situé environ à 700 hPa, leur structure est plus sensible au cisaillement horizontal de l'environnement à ces niveaux verticaux. Notons enfin l'étude de Nakamura et Plumb (1994) qui a également montré dans le cadre QG barotrope l'importance de l'asymétrie méridienne du courant-jet dans l'orientation du déferlement.

#### Intensité de la baroclinie

Le rôle de l'intensité de la baroclinie sur le déferlement des ondes baroclines est beaucoup moins intuitif que l'effet du cisaillement horizontal et ne fait pas l'objet d'un large consensus. Le premier argument qui vient à l'esprit est le suivant ; une forte baroclinie induit de plus fortes ondes baroclines aboutissant à des déferlements plus marqués et à une rétroaction d'autant plus forte. Les ondes ayant tendance en moyenne à déferler de manière anticyclonique, des ondes de plus fortes amplitudes vont accentuer cette asymétrie et les courants-jets vont se déplacer plus vers les pôles en conséquence. Cet argument simple est en partie corroboré par les résultats de Orlanski (2003) dans ses simulations

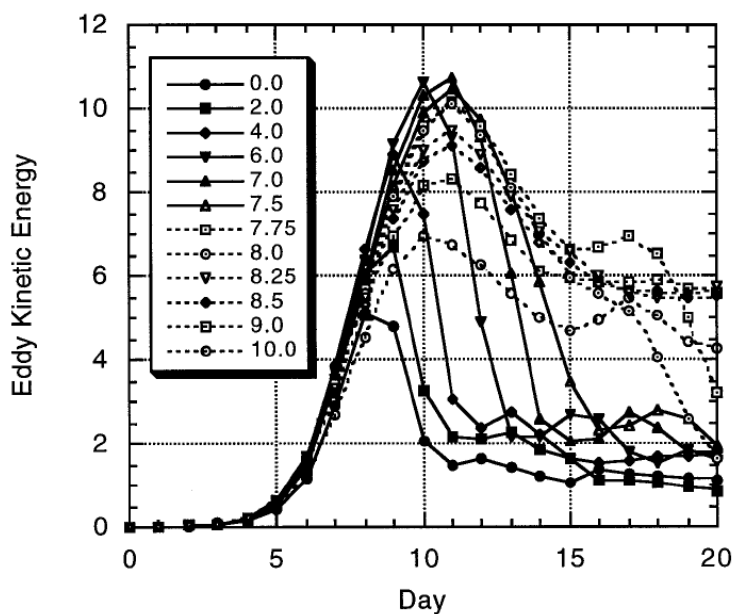


FIG. 3.7 – Energie cinétique hémisphérique en fonction du temps pour différentes valeurs du paramètre  $u_0$  entre 0 et 10  $\text{m.s}^{-1}$ . Unités en  $\text{Joules} \times 10^{20}$ .  $u_0$  est proportionnel au cisaillement cyclonique ajouté à l'écoulement de contrôle :  $u_b(\varphi) = u_0 \left\{ \exp \left( - \left( \frac{\varphi-20}{12.5} \right)^2 \right) - \exp \left( - \left( \frac{\varphi-50}{12.5} \right)^2 \right) \right\}$ . Tiré de Hartmann et Zuercher (1998).

SW où il augmente petit à petit l'amplitude des ondes en augmentant son forçage qui est censé paramétrer l'effet de la baroclinie. Pour une gamme de forçages modérés, l'augmentation du forçage induit effectivement un plus fort déferlement anticyclonique et un déplacement plus important du courant-jet vers le pôle. Cependant, l'auteur met en évidence une bifurcation à partir d'un certain forçage où le déferlement devient de manière abrupte cyclonique. Le mécanisme sous-jacent est interprété en termes d'interaction non linéaire entre tourbillons d'intensité inégale. L'équation de vorticité absolue permet de déduire facilement l'asymétrie cyclone/anticyclone :

$$\frac{D}{Dt}(\zeta + f) = (\zeta + f) \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (3.14)$$

le membre de droite permet de déduire que les anticyclones ne peuvent pas s'intensifier au-delà de la valeur  $-f$  alors que les cyclones ne possèdent pas cette limite supérieure (l'argument tient uniquement si on considère une divergence/convergence  $\frac{\partial w}{\partial z}$  de même intensité pour les deux types de tourbillons). Pour un très fort forçage, les cyclones deviennent ainsi plus intenses que les anticyclones et créent une zone de déformation (flèches grises sur la figure 3.8b) qui étirent les anticyclones de manière cyclonique. A l'inverse, si la circulation des anticyclones dominant, ceux-ci étirent de manière anticyclonique les cyclones et c'est cette situation qui arrivent généralement pour LC1 (figure 3.8a).

Le mécanisme précédent permet à Orlanski (2005) d'expliquer la plus forte occurrence

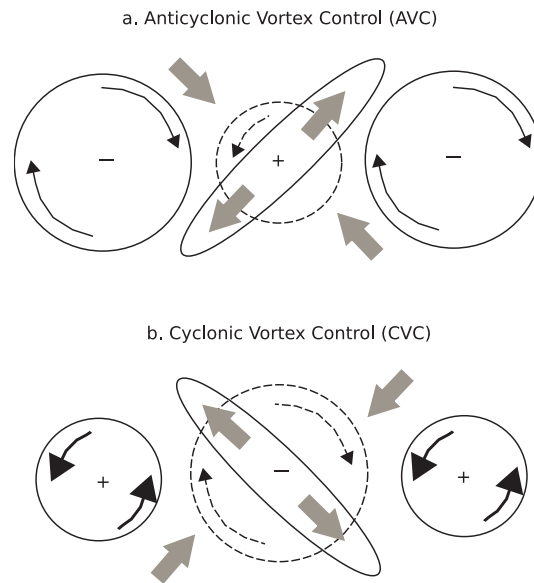


FIG. 3.8 – Schéma d’interaction entre tourbillons de signes opposés. (a) cas d’anticyclones plus intenses et (b) cas de cyclones plus intenses. Les flèches noires en traits pleins correspondent à la circulation dominante et les flèches grisées indiquent la direction de la déformation liée à cette circulation. Adapté de Orlandi (2003).

des déferlements cycloniques lors des phases d’El Niño par une extension et une intensification de la zone barocline vers l’est. Cependant, il est important de noter que cette bifurcation semble être difficile à atteindre pour des valeurs raisonnables de l’amplitude des ondes baroclines (Chen et al. 2007). Les simulations et les observations montrent généralement qu’une plus forte valeur des ondes introduit un déferlement anticyclonique plus intense et un déplacement des courants-jets vers les pôles (Rivière 2011).

### Largeur du courant-jet

Balasubramanian et Garner (1997a) ont montré que plus la largeur du courant-jet augmentait, plus le déferlement anticyclonique était favorisé. L’explication fournie par les auteurs repose sur le fait que les ondes évoluant dans un jet plus large vont plus ressentir les effets sphériques qui ont tendance en moyenne (mis à part l’effet du paramètre de Coriolis dans l’étirement) à favoriser le déferlement anticyclonique.

### Latitude du courant-jet et de la baroclinie

Les premières analyses des modes normaux en équations primitives sur la sphère effectuées par Simmons et Hoskins (1976) montrent des différences de structures en fonction de la latitude des courants-jets. Plus les courants-jets sont vers les pôles, moins l’inclinaison cyclonique semble possible. Ces résultats sont corroborés par les simulations longues de

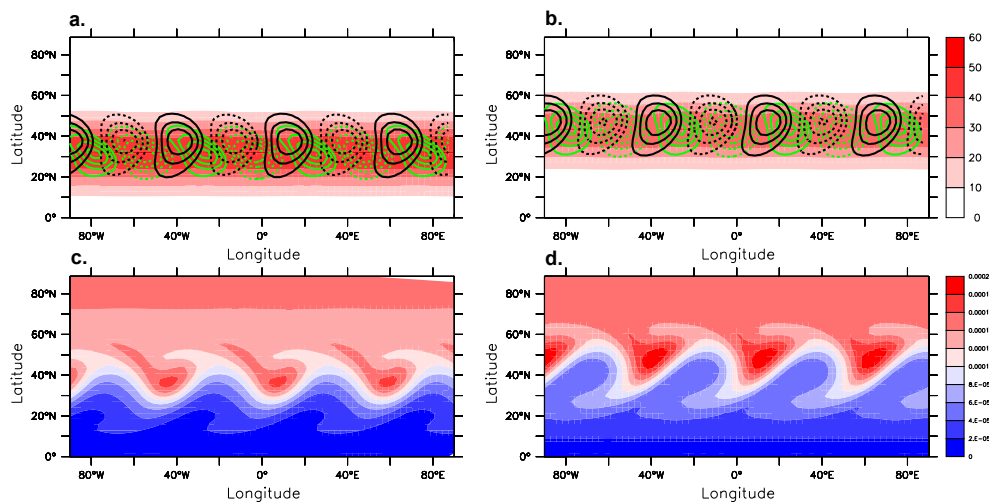


FIG. 3.9 – Structure du mode normal le plus instable et son évolution non linéaire pour le nombre d'onde 7 pour un courant-jet dont la baroclinie est centrée à 35°N (colonne de gauche) et à 45°N (colonne de droite) et dans le cadre PE (modèle PUMA). (a),(b) Vent zonal de l'écoulement de base à 200 hPa (plages colorées, unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et vent méridien du mode normal à 200 hPa (contours noirs) et à 800 hPa (contours verts) normalisé par sa valeur maximale à 200 hPa (intervalle : 0.2). (c),(d) Vorticité absolue à 200 hPa au bout de 6 jours (unité :  $\text{s}^{-1}$ ). Tiré de Rivière (2009).

GCM effectuées par Akahori et Yoden (1997) qui constatent une forte occurrence du déferlement cyclonique (anticyclonique) pour les périodes où les courants-jets sont situés vers les basses (hautes) latitudes. L'article de Rivière (2009) offre une explication simple en termes de fluctuations avec la latitude du paramètre de Coriolis entrant dans le gradient de PV. Le gradient de vorticité absolue qui dépend de  $df/dy = \beta$ , c'est-à-dire de  $\cos \varphi$ , est d'autant plus asymétrique qu'on se trouve dans les hautes latitudes tandis que le gradient du terme d'étirement qui dépend de  $f$  lui-même, c'est-à-dire de  $\sin \varphi$ , est plus asymétrique dans les basses latitudes. Ainsi, plus les courants-jets se déplacent de l'équateur vers les pôles, plus l'asymétrie de la vorticité absolue augmente et plus celle de l'étirement diminue ce qui rend le déferlement anticyclonique plus probable et cyclonique moins probable. Cette évolution est bien marquée sur l'indice de réfraction ; quand on passe du courant-jet centré à 35°N (figure 3.6c) à celui centré à 45°N (figure 3.6d), les valeurs de  $n^2$  à 200 hPa diminue plus vite côté nord que côté sud du courant-jet d'où une plus forte asymétrie privilégiant l'inclinaison anticyclonique. A 800 hPa,  $n^2$  est plus fort du côté nord du jet, mais quand on se déplace vers les pôles, celui-ci devient plus symétrique et donc atténue la préférence cyclonique dans les basses couches.

Cette influence de la latitude du courant-jet sur la structure spatiale des modes normaux est montrée sur la figure 3.9 dans le cadre du modèle PE appelé PUMA (Fraedrich et al. 2005) et pour le nombre d'onde 7. En passant du jet des basses latitudes (figure 3.9a) vers celui des hautes latitudes (figure 3.9b), la pente cyclonique devient moins prononcée

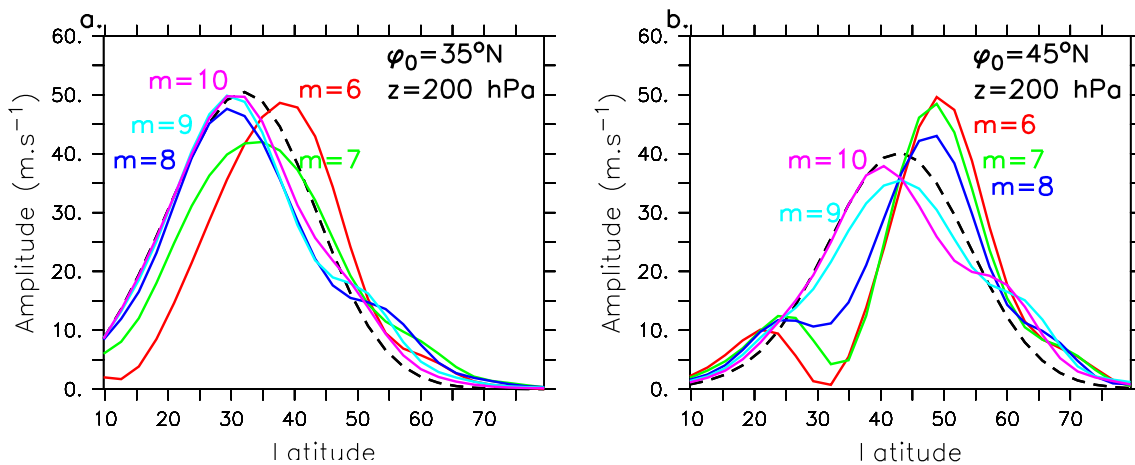


FIG. 3.10 – Moyennes zonales du vent zonal à 200 hPa après 10 jours en fonction des différents nombres d'onde (en couleurs, unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Le profil du vent zonal à l'instant initial est montré par le trait tireté noir. Les colonnes de gauche et droite correspondent respectivement aux courants-jets à  $35^\circ\text{N}$  et  $45^\circ\text{N}$ . Tiré de Rivière (2009).

dans les basses couches (contours verts) tandis que la pente anticyclonique s'accroît dans les hautes couches (contours noirs). Durant l'évolution non linéaire, ces légères différences s'accroissent pour aboutir essentiellement à un déferlement cyclonique dans le cas du jet des basses latitudes (figure 3.9c) et à un déferlement anticyclonique dans celui des hautes latitudes (figure 3.9d).

La conséquence des deux types de déferlement est la suivante pour le nombre d'onde 7 : dans le cas du jet des hautes latitudes, le jet se déplace encore plus vers les hautes latitudes après 10 jours tandis que dans celui des basses latitudes, l'axe du jet ne bouge pas (cf. courbes vertes sur les figures 3.10a-b). Quand on analyse l'ensemble des nombres d'onde, on s'aperçoit que pour le cas à  $45^\circ\text{N}$ , les nombres d'onde 6, 7 et 8 déplacent le jet plus au nord tandis que seulement le nombre d'onde 6 déplace plus au nord le jet situé initialement à  $35^\circ\text{N}$ . À l'inverse, les nombres d'onde 8, 9, 10 déplacent le jet vers le sud pour le cas à  $35^\circ\text{N}$  et uniquement les nombres d'onde 9 et 10 le font pour le cas à  $45^\circ\text{N}$ . Ainsi, il y a une tendance globale à déplacer plus au nord un jet situé déjà au nord et à déplacer plus au sud un jet déjà situé plus au sud. En revanche, certains nombres d'onde agissent de la même façon sur le jet quelque soit sa position, les plus grands poussant systématiquement le jet vers l'équateur, et les plus petits vers les pôles (cf. section suivante).

L'effet de la latitude de la baroclinie sur les ondes baroclines est similaire à l'effet de la latitude du jet. Quand on force le modèle avec une relaxation en température, la position latitudinale des gradients de température du forçage détermine en grande partie le devenir des ondes baroclines. Sur la figure 3.11, on compare un cas de baroclinie située plus au sud (colonne de gauche) avec un cas situé plus au nord (colonne de droite). Dans le cas de gauche, le jet principal est zonalement orienté (figure 3.11c) et il existe un jet secondaire

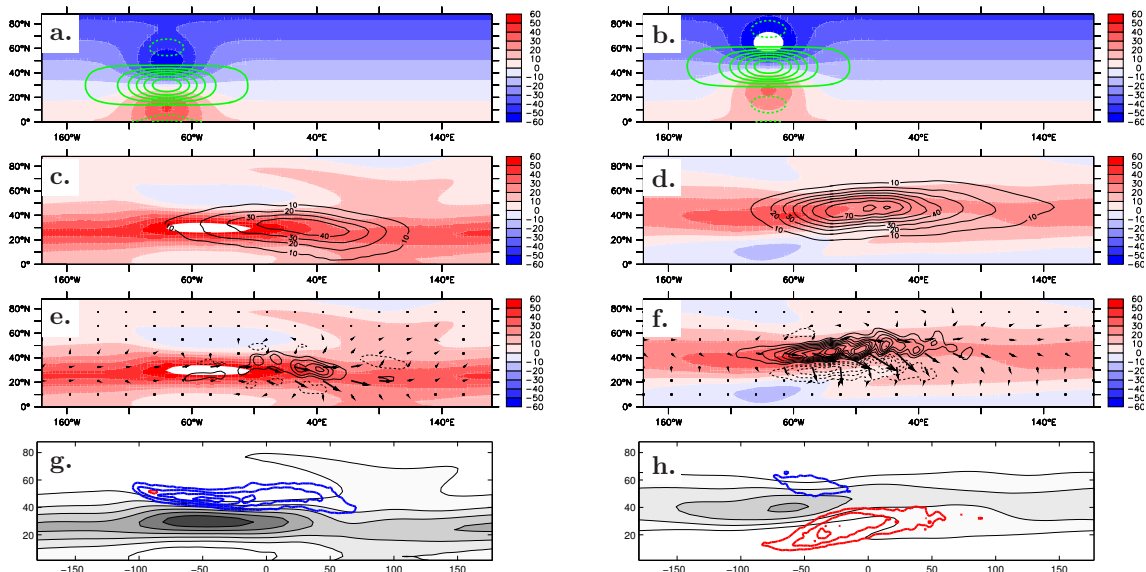


FIG. 3.11 – Climatologies de simulations longues de deux ans à la résolution T42 forcées par une relaxation en température dont les gradients sont localisés et centrés à  $30^\circ\text{N}$ ,  $80^\circ\text{W}$  (colonne de gauche) et  $45^\circ\text{N}$ ,  $80^\circ\text{W}$  (colonne de droite). (a),(b) température de rappel au niveau  $\sigma = 0.65$  et son gradient méridien associé (unité : K). (c),(d) vent zonal (plages colorées, unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et énergie cinétique haute fréquence (périodes inférieures à 10 jours, unité :  $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$ ) à 200 hPa. (e),(f) vecteur  $\mathbf{E}_H$  (unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ ), sa divergence  $\frac{1}{\cos\varphi}\nabla\cdot(\mathbf{E}_H \cos\varphi)$  (contours noirs; intervalle :  $5 \times 10^{-6} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ) et le vent zonal (plages colorées) à 200 hPa. (g),(h) fréquence d'occurrence des déferlements cyclonique (en bleu) et anticyclonique (en rouge) à 200 hPa (intervalle :  $0.1 \text{ day}^{-1}$ ) et vent zonal en plages grisées (unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Tiré de Rivière (2009).

au nord de celui-ci tandis qu'à droite il est légèrement orienté selon un axe SO-NE et un jet secondaire est visible au sud vers  $50^\circ\text{E}$  (figure 3.11d). Dans ce dernier cas, les vecteurs  $\mathbf{E}_H$  possèdent une orientation dominante vers l'équateur (figure 3.11f) ce qui n'est pas le cas du premier (figure 3.11e). Tous ces éléments sont typiques d'une domination du déferlement anticyclonique dans le cas haute latitude et du déferlement cyclonique dans le cas basse latitude comme le montrent par ailleurs les figures 3.11g-h.

Sur le cas de la figure 3.12 où la résolution du modèle est plus basse et la température d'équilibre a un profil différent, la différence entre les deux latitudes est encore plus flagrante. Ce résultat pourrait en partie expliquer la différence entre les jets Pacifique et Atlantique de l'hémisphère nord en hiver dont le premier possède une baroclinie plus au sud et est zonalement orienté tandis que le second possède une baroclinie plus au nord et est orienté SO-NE (cf. figure 3.3). Notons cependant que d'autres phénomènes peuvent entrer en jeu dans cette différence, notamment l'interaction avec le jet subtropical associé à la cellule de Hadley (Lee et Kim 2003) mais aussi les effets dus à l'orientation des contrastes thermiques terre-océan et de l'orographie (Brayshaw et al. 2009).

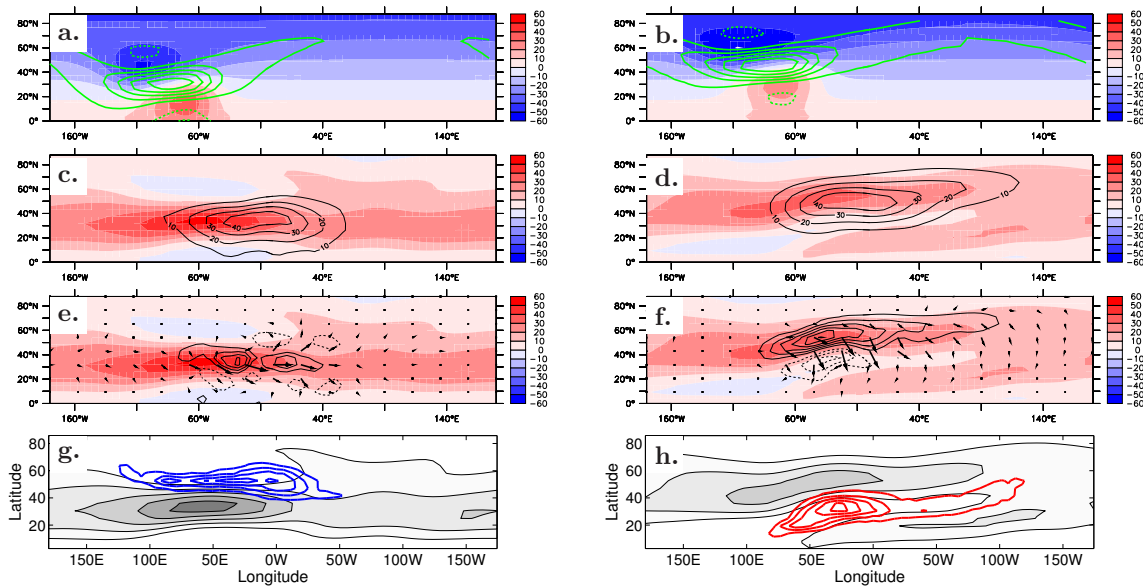


FIG. 3.12 – Comme Fig.3.11 mais pour la résolution T21 et un autre profil de température de rappel. Tiré de Rivière (2009).

### 3.3.3 Effets liés aux propriétés des ondes

#### Echelles spatiales

Comme le montre la figure 3.10, quelque soit la position du jet initial, les nombres d'onde élevés (e.g.,  $m = 9$  et  $m = 10$ ) ont tendance à pousser le jet vers l'équateur tandis que les nombres d'onde faibles (e.g.,  $m = 6$ ) vers les pôles. Cette différence est déjà perceptible dans la structure linéaire des modes normaux comme le montre certaines figures de Simmons et Hoskins (1978). Depuis, cet effet de l'échelle spatiale des ondes sur la direction des flux de quantité de mouvement et du déferlement d'ondes a été maintes fois rappelées (Balasubramanian et Garner 1997a, Hartmann et Zuercher 1998, Orlandi 2003, Wittman et al. 2007).

Cependant, il n'existe pas de consensus concernant l'interprétation dynamique de ce résultat. Pour Balasubramanian et Garner (1997a), les plus grandes échelles zonales ont également des longueurs méridiennes plus grandes qui font que ces ondes ressentent plus les effets sphériques, qui comme on l'a dit plus haut, tendent en moyenne à favoriser la direction anticyclonique. Orlandi (2003) soutient de son côté des effets non linéaires et non quasigéostrophiques ; les plus petites échelles sont plus à même de déferler de manière cyclonique puisque à ces échelles, les effets non QG se font de plus en plus sentir et intensifient plus fortement les cyclones par rapport aux anticyclones (cf. le mécanisme de la figure 3.8).

Enfin, Rivière (2009) et Rivière (2011) fournissent une interprétation en termes de structure verticale des modes normaux qui est rappelé sur la figure 3.13. Comme l'avait déjà noté Gall (1976), les modes normaux avec des nombres d'onde élevés ont tendance



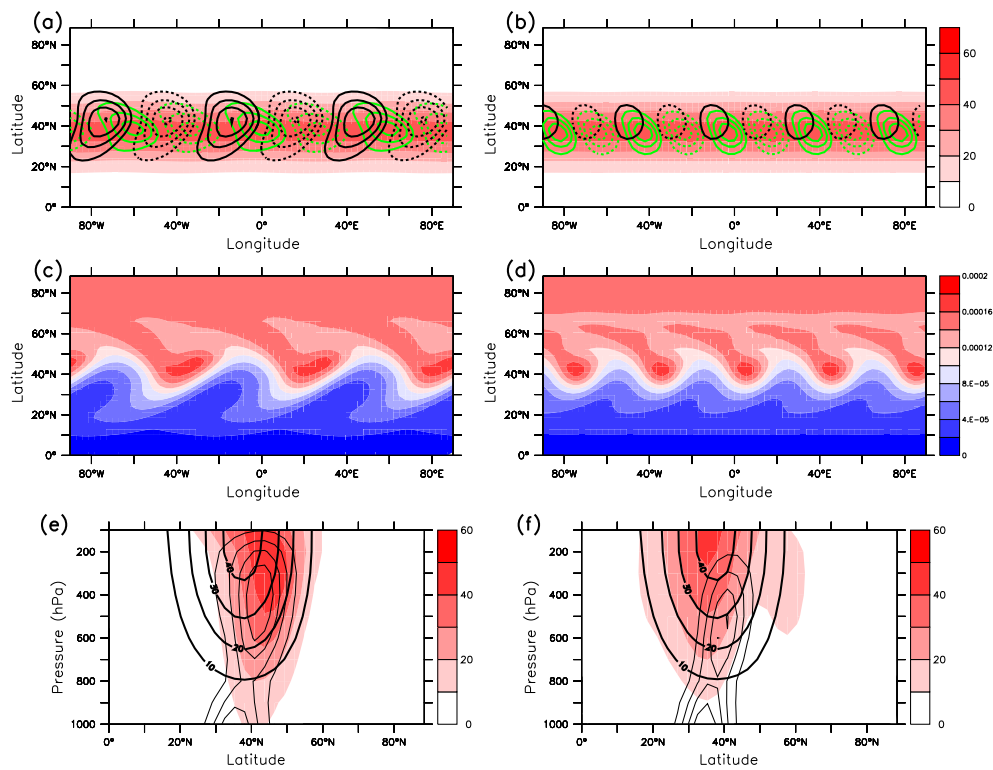


FIG. 3.13 – Structure du mode normal le plus instable et son évolution non linéaire pour les nombres d’onde 6 (colonne de gauche) et 9 (colonne de droite) dans le modèle PUMA. (a),(b) Vent zonal de l’écoulement de base à 200 hPa (plages colorées, unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et vent méridien du mode normal à 200 hPa (contours noirs) et à 800 hPa (contours verts) normalisé par sa valeur maximale (intervalle : 0.2). (c),(d) Vorticité absolue à 200 hPa au bout de 6 jours (unité :  $\text{s}^{-1}$ ). (e),(f) Coupes verticales de la moyenne zonale du vent zonal de l’écoulement de base à  $T=0$  (contours noirs épais, unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et à  $T=10$  jours (plages colorées, unité :  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et du module normalisé du vent méridien du mode normal (contours noirs fins, intervalle : 0.2). Tiré de Rivière (2011).

à être confinés en bas de la troposphère tandis que les grandes ondes s’étendent plus jusqu’à la tropopause (cf. figures 3.13a,b). Comme le bas de la troposphère a tendance à favoriser la pente cyclonique et le haut de la troposphère la pente anticyclonique (cf. section précédente), un plus grand confinement des forts nombres d’onde dans le bas de la troposphère pourrait expliquer leur tendance à créer des flux de quantité de mouvement vers l’équateur. Remarquons que cette interprétation en termes de structure verticale est consistante avec le changement d’orientation des flux de quantité de mouvement au cours du cycle de vie des ondes baroclines. Au cours de leur évolution, les ondes baroclines qui naissent en moyenne dans le bas de la troposphère ont leur énergie qui se propagent vers le haut en raison des flux de chaleur orientés vers les pôles et donc petit à petit auront tendance à orienter leur flux de quantité de mouvement vers l’équateur. Ceci est

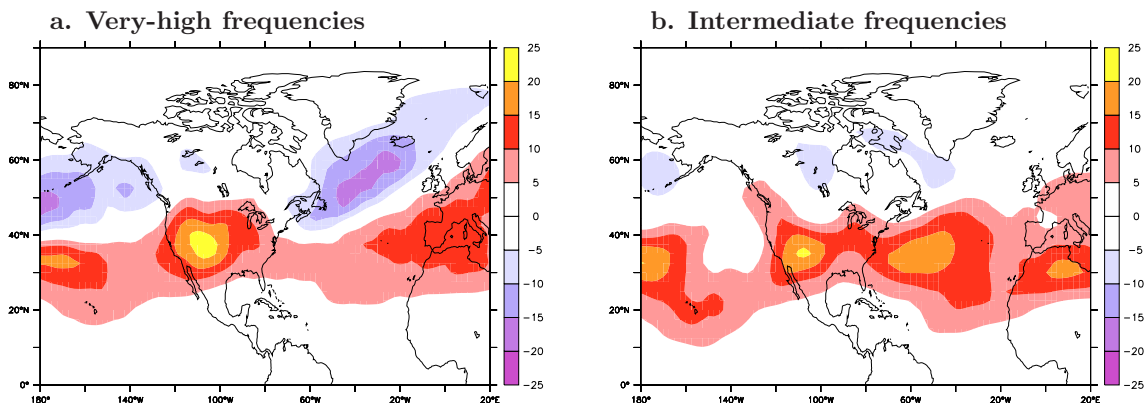


FIG. 3.14 – Flux méridiens de quantité de mouvement (plages colorées, unité :  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ) pour (a) les très hautes fréquences (périodes entre 2 et 5 jours) et (b) les fréquences intermédiaires (périodes entre 5 et 12 jours). Tiré de Rivière et Orlanski (2007).

visible dans les cycles de vie des ondes baroclines (Rivière 2009) mais aussi dans les réanalyses puisque le déferlement cyclonique se trouve essentiellement en entrée des rails des dépressions là où les ondes ont plus d'amplitude vers le bas de la troposphère tandis que le déferlement anticyclonique domine sur la fin des rails là où les ondes atteignent de fortes amplitudes en altitude (cf. figure 3.3).

### Echelles temporelles

Un résultat similaire au précédent est détecté dans le cadre des échelles temporelles où les fréquences intermédiaires dans la gamme synoptique (entre 5 et 12 jours) tendent à avoir des flux de quantité de mouvement uniquement dirigés vers les pôles (figure 3.14b) tandis que les très hautes fréquences (entre 2 et 5 jours) donnent environ autant de flux vers les pôles que vers l'équateur (figure 3.14a).

## 3.3.4 Effets diabatiques

### Effets de la friction

Les paramètres de friction ont un impact important dans les GCMs sur la circulation générale de l'atmosphère comme l'ont montré James et Gray (1986) et Stephenson (1994). Dans le cas de James et Gray (1986), la décroissance de la friction de surface engendre une augmentation du vent barotrope dont les cisaillements horizontaux ont tendance à annihiler la croissance barocline des ondes. Le détail du mécanisme a été montré par James (1987) qui est maintenant bien connu sous le nom du régulateur barotrope ("barotropic governor") et qui a déjà été discuté au chapitre un. Cependant, dans ces deux derniers articles, il n'est pas fait mention d'une asymétrie dans le déplacement latitudinal du courant-jet ou sur l'inclinaison des ondes. En revanche, Stephenson (1994) montre

qu'en faisant décroître le coefficient de trainée des ondes de gravité orographiques, non seulement le vent barotrope augmente mais il y a également déplacement vers les pôles des jets. Robinson (1997) a montré que cet effet de déplacement vers les pôles pouvait facilement se voir dans le cas plus simple d'un modèle aux équations primitives à deux couches pour lequel on a diminué la friction de surface. Ce résultat semble donc assez général et un mécanisme interprétant ce résultat a été récemment proposé par Chen et al. (2007). L'augmentation des vents barotropes par la décroissance de la friction implique une augmentation de la vitesse de phase  $c_\varphi$  des ondes baroclines. Au niveau des régions subtropicales, les valeurs du vent ne connaissent pas une aussi forte croissance qu'aux moyennes latitudes (la décroissance de la friction accélère plutôt le vent zonal aux latitudes où les vents de surface sont les plus importants) et les valeurs de  $u - c_\varphi$  sont donc fortement diminuées. Ceci implique un déplacement vers les pôles des latitudes critiques (i.e. les régions où  $u - c_\varphi = 0$ ). Comme les ondes déferlent de manière anticyclonique proche de ces latitudes (Randel et Held 1991), celles-ci déposent donc leur quantité de mouvement plus vers les pôles ce qui engendre un déplacement vers les pôles des vents barotropes. Comme le rappelle le chapitre suivant, cet argument reposant sur la vitesse de phase a été repris dans d'autres contextes et notamment pour interpréter les déplacements latitudinaux des jets au vingtième siècle et dans le climat futur. Enfin, notons que cet argument, contrairement aux précédents, ne repose pas sur l'asymétrie entre déferlements cyclonique et anticyclonique.

### Effets des processus humides

Orlanski (2003) a le premier étudié la différence de déferlement dans des simulations sèches et humides d'un modèle nonhydrostatique. Il a montré que les simulations humides privilégient le déferlement cyclonique par rapport aux simulations sèches. Cette différence est interprétée par un mécanisme purement non linéaire d'interaction entre tourbillons qui est le même que celui déjà décrit par la figure 3.8. Il est bien connu que les cyclones se renforcent davantage en présence d'humidité et de dégagement de chaleur latente (Danard 1964) et plus vite que les anticyclones (Lapeyre et Held 2004). Les cyclones plus intenses tendent à étirer les anticyclones de manière cyclonique privilégiant ainsi le déferlement cyclonique. Ces résultats ont été confirmés par une analyse des observations sur l'Atlantique (Rivière et Orlanski 2007) ainsi que dans une comparaison entre simulations QG sèche et humide (Lainé et al. 2011) effectuée durant le travail postdoctoral d'Alexandre Lainé. Les déferlements cycloniques (contours blancs) sont plus nombreux dans la simulation humide (figure 3.15b) que dans la simulation sèche (figure 3.15c) ce qui permet d'être plus proche des fréquences observées de déferlement dans ERA40 (figure 3.15a). La simulation sèche possède un biais fort vers les déferlements anticycloniques qui n'est pas réaliste. Ceci est logique puisque ce modèle QG ne possède pas l'asymétrie intrinsèque vers la pente cyclonique des modèles non QG et ne contient pas non plus les variations de  $f$  dans le terme d'étirement qui favorise également l'inclinaison cyclonique. Finalement, les

processus humides tendent à contrebalancer en partie ce biais anticyclonique intrinsèque au modèle QG sur la sphère de Marshall et Molteni (1993).

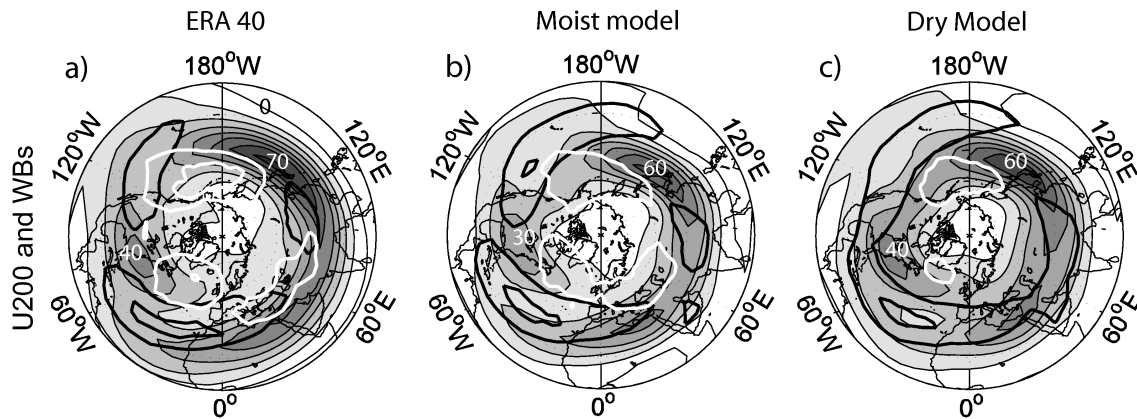


FIG. 3.15 – Vent zonal (plages grisées; intervalle :  $10 \text{ m.s}^{-1}$ ) et fréquences d'occurrence des déferlements cyclonique (en blanc, intervalle :  $0.05 \text{ day}^{-1}$ ) et anticyclonique (en noir, intervalle :  $0.1 \text{ day}^{-1}$ ) à 200 hPa pour (a) les réanalyses ERA40 (1967-2001, Décembre-Janvier-Février), (b) le modèle humide et (c) le modèle sec. Tiré de Laîné et al. (2011).

### 3.3.5 Tableau récapitulatif

Le tableau 3.1 récapitule tous les effets connus dans la littérature qui influencent les deux types d'inclinaison (cyclonique et anticyclonique) et les deux types de déferlement associés.

TAB. 3.1 – Tableau récapitulant les différents facteurs influençant le déferlement des ondes baroclines, les flux de quantité de mouvement et ainsi le déplacement des courants-jets

Types	Pente /		Références / approches
	Paramètres	déferlement	
Modèles	Métrique	Sphérique	Whitaker et Snyder (1993) cycle de vie non linéaire (PE) Balasubramanian et Garner (1997b) modes normaux (PE)
	Approximations	QG	Gall (1977) mode normal le plus instable sur plan $f$ Nakamura (1993) mode normal le plus instable sur plan $f$
Environnement	Paramètre de Coriolis	Vorticité absolue	Hoskins et al. (1977) problèmes aux conditions initiales Balasubramanian et Garner (1997a) cycle de vie (PE) Orlanski (2003) cycle de vie nonlinéaire (SW) Rivière (2009) cycles de vie et simulations longues (PE, QG)
	Cisaillement horizontal	anticyclonique	Thornicroft et al. (1993) cycle de vie non linéaire (PE) Nakamura et Plumb (1994) cycle de vie (QG barotrope) Hartmann et Zuercher (1998) cycle de vie (PE)
Ondes	Intensité de la baroclinie	modérée	Orlanski (2003) cycle de vie (SW)
	Largeur du courant-jet	grande	Balasubramanian et Garner (1997a) cycle de vie (PE)
Diabatisme	Latitude du courant-jet	haute	Simmons et Hoskins (1976) modes normaux instables (PE) Akahori et Yoden (1997) statistiques dans un GCM Rivière (2009) cycle de vie et simulations longues (PE et QG)
	Échelles spatiales	grandes	Simmons et Hoskins (1978) cycle de vie non linéaire (PE) Hartmann et Zuercher (1998) cycle de vie non linéaire (PE) Orlanski (2003) cycle de vie non linéaire (SW) Rivière (2009) cycle de vie et simulations longues (PE et QG)
Humidité	Périodes	longues	Rivière et Orlanski (2007) statistiques sur des réanalyses
	Friction	faible	Chen et al. (2007) simulations longues (GCM et SW)
mouvement	Paramètres	déferlement anticyclonique	Orlanski (2003) cycle de vie non linéaire (NH) Rivière et Orlanski (2007) statistiques sur des réanalyses Lainé et al. (2011) simulations longues dans QG sec et humide.
	Métrique	Sphérique	Whitaker et Snyder (1993) cycle de vie non linéaire (PE) Balasubramanian et Garner (1997b) modes normaux (PE)

### 3.4 Synthèse

Dans le présent chapitre, nous avons montré qu'il existait une rétroaction positive sur la latitude du courant-jet en raison des fluctuations du paramètre de Coriolis avec la latitude. Plus le jet est situé dans les basses (hautes) latitudes, plus il a de chances de créer des déferlements cycloniques (anticycloniques) et donc plus il aura tendance à se maintenir, voire à se déplacer encore plus vers l'équateur (les pôles). Cette rétroaction positive diffère de celles proposées par d'autres papiers (Robinson 2000, Kug et Jin 2009), non seulement par le mécanisme proposé mais aussi par sa nature. Dans les papiers précédents, les anomalies sont maintenues ou renforcées sans aucun déplacement alors que la rétroaction proposée ici, même si elle est qualifiée de positive, ne maintient pas forcément les jets à la même latitude, elle a tendance à les pousser petit à petit vers des latitudes extrêmes et donc à participer aux évolutions et déplacements des anomalies.

Bien entendu ce maintien ou ce déplacement vers les latitudes extrêmes peut-être stoppé par différents processus dont le premier qui vient à l'esprit est le déficit temporaire d'ondes. Dans ce cas là, la partie du jet, dite pilotée par les dépressions ou "eddy-driven jet", s'atténue et la structure du jet retourne petit à petit vers celle imposée par la cellule de Hadley. D'autres phénomènes propres aux ondes peuvent également contrecarrer la rétroaction positive, notamment leurs échelles spatiales. Un jet situé à une haute latitude peut a priori brutalement être déplacé vers l'équateur par la présence d'une onde de petite échelle qui va créer un déferlement cyclonique.

Ainsi existe-t-il a priori différents mécanismes montrant que les ondes participent au maintien des anomalies basse fréquence mais il en existe aussi qui soulignent leur potentialité à déclencher des transitions. Le chapitre suivant est dédié à une mise en évidence de certains de ces mécanismes pour différents types de climat et variabilités basse fréquence de l'atmosphère.

# Chapitre 4

## Rôle du rail des dépressions dans les climats passé, présent et futur

*The main purpose of this chapter is to show how our knowledge of the different factors influencing the nature of the wave breaking can be helpful to better understand the midlatitude atmospheric flow properties in different climates. The role played by baroclinic waves and their breaking in triggering and maintaining the different phases of the teleconnections and the different weather regimes is first analyzed in the present climate using reanalysis data (Rivière 2010, Michel et Rivière 2011). Coupled atmosphere-ocean simulations of the last glacial maximum are then compared with preindustrial runs. It is shown that the variability of the midlatitude atmospheric flow in this past climate is more marked by accelerations and decelerations of the jets rather than by their latitudinal fluctuations in contrast with the present climate (Rivière et al. 2010a). A rationale is provided in terms of the orography properties and the latitudinal fluctuations of the low-level baroclinicity. Finally, the future climate projections are discussed. The role played by the increased upper-level baroclinicity in the poleward shift of the jet streams detected in global warming scenarios is analyzed by using CMIP3 scenarios as well as by performing simulations of a simple dry GCM and an instability analysis in the three-level QG model (Rivière 2011).*

### 4.1 Introduction

Le but du présent chapitre est d'interpréter la variabilité basse fréquence d'un climat donné ainsi que les différences de climatologies entre deux types de climat à partir des résultats du chapitre précédent sur le déferlement des ondes de Rossby. Les études se consacrent uniquement sur la position climatologique et les fluctuations des jets dits pilotés par les dépressions ou "eddy-driven" jets. Différents concepts de variabilité basse fréquence seront considérés, notamment les téléconnexions comme l'Oscillation Nord Atlantique (NAO) et les régimes de temps comme le blocage, en se focalisant plus particulièrement sur le domaine de l'Atlantique nord. Trois types de climats seront également analysés ; le climat présent reposant sur les données des réanalyses NCEP-NCAR ou ERA40 ainsi que sur des simulations préindustrielles et des simulations du 20ème siècle, le climat passé correspondant au dernier maximum glaciaire (LGM), et le climat futur de la fin du 21ème siècle.

## 4.2 Rôle dans la variabilité basse fréquence de l'atmosphère dans le climat présent

*Les résultats de cette section reposent sur les articles de Rivière et Orlanski (2007), Rivière (2010) et Michel et Rivière (2011)*

La variabilité basse fréquence de l'atmosphère est connue depuis le début du 20ème siècle et les travaux pionniers de Walker et Bliss (1932). Elle a été détectée de manière simple en calculant des corrélations entre les pressions au niveau de la mer à différents endroits du globe. Cette approche a révélé de fortes anticorrélations entre les moyennes latitudes et les régions polaires qui sont maintenant bien connues sous le nom d'Oscillation Arctique (AO), d'Oscillation Nord Atlantique (NAO), d'Oscillation Nord Pacifique (NPO) et d'Oscillation Antarctique (AAO). Cette approche en corrélations a été généralisée par Wallace et Gutzler (1981) et a permis de mettre en évidence d'autres téléconnexions comme la "Pacific-North American" (PNA) téléconnexion. La méthode la plus classique désormais pour calculer ces différentes téléconnexions est l'analyse en composante principale appliquée à la pression à la surface de la mer ou au géopotential à différents niveaux isobares (Barnston et Livezey 1987, Thompson et Wallace 1998, Feldstein 2000). Ces téléconnexions, qui au départ ont été remarquées pour leurs fluctuations interannuelles et interdécennales (Hurrell 1995), connaissent également de fortes variations intrasaisonnières et ont une échelle caractéristique de décroissance exponentielle de l'ordre de 10 jours (Feldstein 2000). Ainsi les études décrites ci-après s'intéressent-elles plus particulièrement aux fluctuations intrasaisonnières.

### 4.2.1 Téléconnexions

#### Indice zonal

Un mode annulaire (typiquement l'AO ou l'AAO qui est défini comme étant le premier EOF de la pression de surface de la mer dans un des hémisphères) est très proche du premier EOF de la moyenne zonale circumpolaire de différentes variables et notamment du vent zonal dont l'indice de variations est appelé indice zonal (Wallace 2000). Cet indice zonal correspond à des fluctuations latitudinales des courants-jets et est caractérisé par une rétroaction positive de la part des ondes baroclines haute fréquence (Lorenz et Hartmann 2003). La structure de l'EOF du vent zonal moyenné zonalement possède une structure dipolaire dominante (figure 4.1) qui est fortement corrélée avec la convergence des flux de quantité de mouvement haute fréquence. Les deux phases opposées de la structure dipolaire de la convergence des flux peuvent être directement associées aux deux types de déferlement (cyclonique pour la phase négative et anticyclonique pour la phase positive) en faisant le parallèle avec les anomalies dipolaires de la figure 3.5. On montre ainsi à nouveau le lien entre déferlement cyclonique (anticyclonique) et un jet plus vers



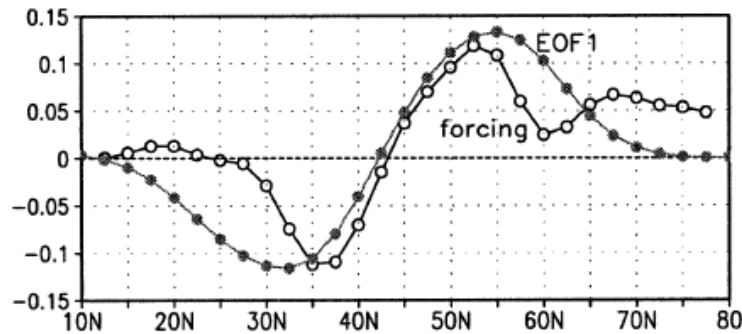


FIG. 4.1 – Structure de l'EOF dominant du vent zonal moyenné zonalement et verticalement dans l'hémisphère nord (cercles noirs) et regression de la convergence des flux de quantité de mouvement haute fréquence sur la composante principale de l'EOF associé (cercles blancs). Tiré de Lorenz and Hartmann (2003).

l'équateur (les pôles). Les variations de l'indice zonal sont donc une nouvelle illustration de la rétroaction positive des ondes baroclines dont un mécanisme a été proposé par Rivière (2009). Cependant, l'indice zonal de l'hémisphère nord est fortement dominé par ce qui se passe sur l'Atlantique et la NAO. Une analyse sectorielle de l'EOF du vent zonal moyenné sur les longitudes du Pacifique montre que le jet Pacifique connaît de fortes accélérations / décélérations (liées à la PNA) et des variations latitudinales plus faibles liées à la NPO. Dans ce cas, la rétroaction positive est nettement affaiblie comme le montre Eichelberger et Hartmann (2007).

### L'Oscillation Nord Atlantique

L'indice zonal de l'hémisphère nord étant dominé par le phénomène de la NAO, la rétroaction positive discutée précédemment est également valide pour la NAO et l'objectif du présent paragraphe est de donner un autre point de vue sur ce phénomène. L'étude de Benedict et al. (2004) a été la première à montrer le lien étroit entre la phase négative (positive) de la NAO et l'occurrence du déferlement cyclonique (anticyclonique) qui a été rapidement suivi par d'autres études qui confirment ces résultats ou proposent des variantes (Rivière et Orlanski 2007, Martius et al. 2007, Strong et Magnusdottir 2008, Woollings et al. 2008, Kunz et al. 2009). La figure 4.2 est un schéma représentant une synthèse des résultats de Benedict et al. (2004). La phase négative de la NAO est caractérisée par un déferlement cyclonique dans l'Atlantique ouest qui advecte le bas géopotentiel ou l'anomalie froide vers le sud et le haut géopotentiel ou l'anomalie chaude vers le nord, ce qui permet de créer la structure dipolaire de la phase négative de la NAO. En revanche, comme le montre le cas de la phase positive, il s'avère que deux déferlements anticycloniques quasi-simultanés, l'un sur l'Amérique du Nord et l'autre sur l'Atlantique est, semblent à première vue nécessaires pour créer la structure dipolaire de la phase positive. Même si ces résultats restent assez descriptifs, ils permettent de décrire plus facilement

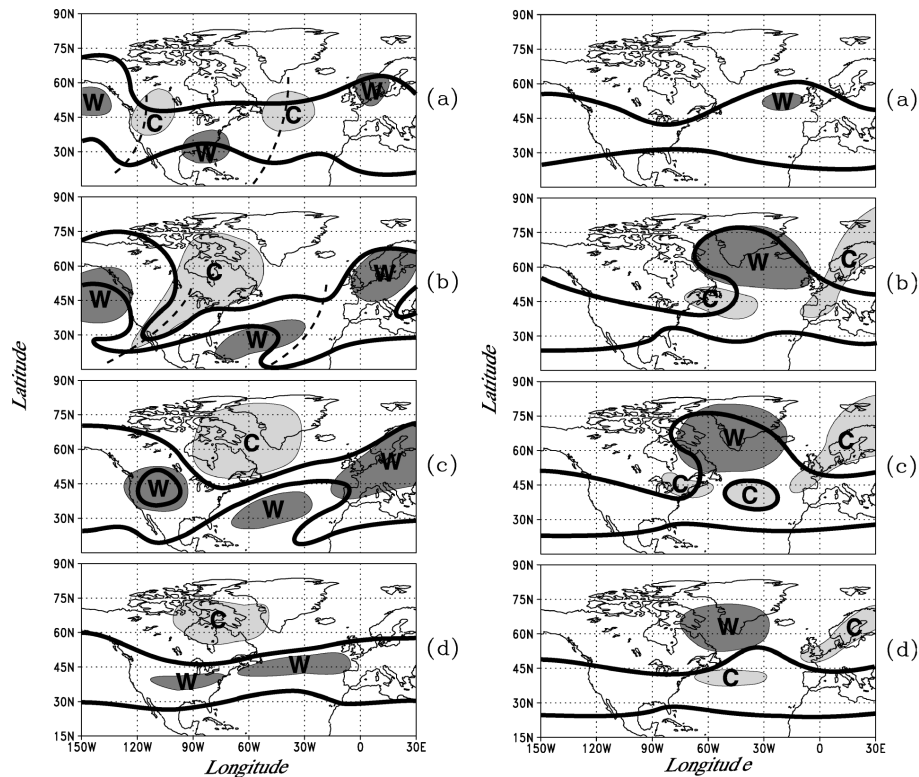


FIG. 4.2 – Schéma du cycle de vie de la phase positive (colonne de gauche) et de la phase négative (colonne de droite) de l'Oscillation Nord Atlantique. Les écarts temporels entre les différentes vignettes sont de l'ordre de 3-5 jours et la vignette (c) correspond au pic de la phase. Les deux contours noirs représentent respectivement les températures potentielles 305 K et 335K sur une surface 2 PVU et le contour tireté désigne l'axe des thalwegs. Enfin, les anomalies froide et chaude sont représentées par les plages grisées claires et sombres respectivement. Tiré de Benedict et al. (2004).

d'un point de vue synoptique le phénomène de la NAO qui restait assez vague jusqu'alors. D'autre part, il permet d'avoir un angle d'attaque théorique assez simple ; si on connaît les facteurs influençant les deux types de déferlement, on devrait être capable de déterminer ceux influençant les deux phases de la NAO, et ce, quelque soient les échelles temporelles.

Parmi les facteurs discutés dans le chapitre précédent, l'échelle spatiale des ondes reste un paramètre clé. La figure 4.3 montre bien que les longueurs d'onde zonales sont plus élevées pendant les phases positives que les phases négatives de la NAO. Cependant ce calcul est effectué sur l'Atlantique lui-même et ne peut représenter un quelconque précurseur. On peut montrer que de telles différences d'échelle n'interviennent pas sur le Pacifique et ne commencent à apparaître qu'au niveau de l'Amérique du Nord. Un axe de recherche semble encore possible dans ce sens pourtant puisque des fluctuations basse fréquence sur le Pacifique sont généralement détectées avant l'occurrence de la phase positive de la NAO (Feldstein 2003) et celles-ci pourraient empêcher les petites ondes

d'échelle synoptiques de se propager davantage vers l'est.

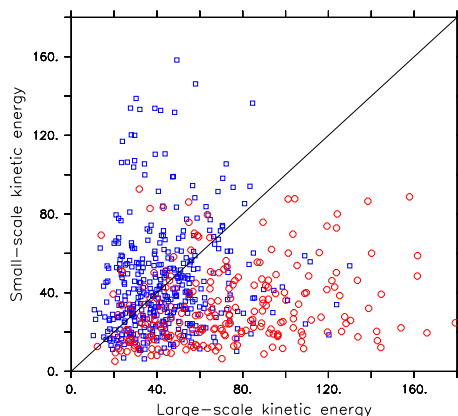


FIG. 4.3 – Energie cinétique haute fréquence (inférieures à 12 jours, unité :  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) à 300 hPa des ondes de grande échelle (supérieures à 4000 kms) en fonction de l'énergie cinétique haute fréquence des ondes de petite échelle (inférieures à 4000 kms) pour des valeurs de l'indice NAO inférieurs à -1.5 (carrés bleus) et supérieurs à 1.5 (cercles rouges). Chaque énergie cinétique a été moyennée sur le domaine atlantique ( $35^\circ\text{-}55^\circ\text{N}$ ,  $60^\circ\text{-}0^\circ\text{W}$ ). Source : données réanalysées NCEP-NCAR. Tiré de Rivière et Orlanski (2007).

De manière générale, il est quasi-sûr que des précurseurs aux différentes phases de la NAO existent dans le Pacifique comme l'ont montré Rivière et Orlanski (2007) en utilisant un modèle régional sur un domaine couvrant le Pacifique est et l'Atlantique tout entier. En rappelant l'écoulement sur le bord ouest du domaine (ie., le Pacifique est) vers des données réanalysées, on est capable de reproduire la dynamique de l'écoulement sur tout le domaine et en particulier les différentes phases de la NAO. Le cas de contrôle qui est forcé par les réanalyses de décembre 1987 (figure 4.4c) reproduit correctement la position du jet du même mois (figure 4.4a) qui est associé à la phase négative de la NAO tandis que le cas du run modifié pour lequel le forçage est celui du mois de janvier 1988 reproduit une NAO positive (voir le jet atlantique plus au nord et des flux de quantité de mouvement bien plus positifs sur la figure 4.4d) comme c'était le cas pour janvier 1988 (figure 4.4b). Les raisons de cette différence n'ont pour l'instant pas été complètement identifiées et cet aspect fera l'objet de futurs travaux.

On pourrait penser d'après les résultats de Benedict et al. (2004) et la figure 4.2 que l'activité ondulatoire dans le Pacifique est plus importante avant la phase positive qu'avant la phase négative. Mais de nombreux contre exemples existent comme décembre 1987 et janvier 1988 et de plus subtils précurseurs restent à être identifiés. A noter également le travail de Franzke et al. (2004) qui montrent le rôle joué par la latitude de l'activité ondulatoire du Pacifique sur la NAO mais cela n'a pas été confirmé depuis. Ainsi, l'identification des précurseurs à la NAO au sein du Pacifique reste à l'heure actuelle un sujet ouvert. Cela fait l'objet de la thèse de Marie Drouard que je co-encadre et qui a démarré en octobre 2011.

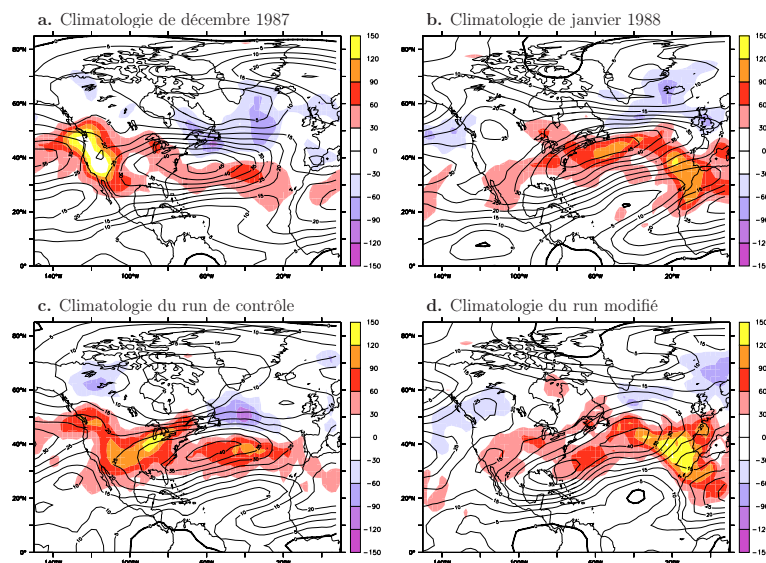


FIG. 4.4 – (a), (b) Moyennes du vent zonal (contours noirs, intervalle  $5 \text{ m s}^{-1}$ ) et des flux de quantité de mouvement haute fréquence (périodes inférieures à 12 jours, plages colorées, unité :  $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) à 300 hPa pour les mois de décembre 1987 et janvier 1988 respectivement (source : données réanalysées NCEP-NCAR). (c) mêmes champs qu’en (a) et (b) mais pour les résultats de la simulation de contrôle du modèle régional nonhydrostatique ZETAC possédant tous les forçages associées à décembre 1987 (condition sur le bord ouest, condition initiale, et température de surface de la mer). (d) pareil qu’en (c) mais pour la simulation modifiée où la condition limite au bord ouest du domaine a été remplacée par les caractéristiques de janvier 1988. Tiré de Rivière et Orlanski (2007).

### La téléconnexion du Pacifique Nord Américain

La PNA est caractérisée par des pulsations du jet pacifique et ses différentes phases se distinguent moins par des changements de nature du déferlement que pour la NAO. Il s’avère tout de même qu’une augmentation (diminution) des déferlements cycloniques dans le Pacifique est apparait systématiquement pour la phase positive (négative) de la PNA (Martius et al. 2007, Rivière 2010, Franzke et al. 2011). Une des explications reposent sur le lien entre ENSO et la PNA puisqu’il s’avère qu’il y a plus de déferlement cyclonique lors de la phase El Nino (Shapiro et al. 2001). Ainsi, Orlanski (2005) suggère que ce sont les anomalies de SSTs dues à la phase El Nino qui augmentent la baroclinie dans le Pacifique est et qui favorisent ainsi le déferlement cyclonique et donc la phase positive de la PNA. Franzke et al. (2011) suggèrent de leur côté que les anomalies de convection dans le Pacifique ouest seraient à l’origine d’un déclenchement d’une PNA positive de faible amplitude qui renforcerait le cisaillement cyclonique du jet, favoriserait ainsi le déferlement cyclonique et aboutirait au bout du compte à la formation complète de la phase positive de la PNA.

## La téléconnexion du Pacifique Ouest

Les anomalies de la téléconnexion du Pacifique Ouest (WP) ou du Nord Pacifique (NPO) sont en quadrature de phase par rapport à la PNA (Linkin et Nigam 2008). Cette téléconnexion a été moins étudiée que la PNA ou la NAO dans la littérature car correspond seulement à la troisième ou quatrième EOF de l'hémisphère nord (Feldstein 2000). Elle est caractérisée par des fluctuations latitudinales du jet pacifique et est en quelque sorte l'équivalent de la NAO dans le Pacifique. Comme toute fluctuation latitudinale de jets, elle est marquée par des variations importantes dans la nature du déferlement qui a été détaillée dans Rivière (2010). Les résultats étant très similaires à la NAO, il n'est pas utile d'y revenir dessus ici.

### 4.2.2 Régimes de temps

La notion de régimes de temps provient essentiellement de la constatation par différents synopticiens de la moitié du 20ème siècle (Rex 1950, Namias 1964) que certains états de l'atmosphère comme le blocage sont récurrents et persistent plus longtemps que la durée de vie moyenne des ondes baroclines, c'est-à-dire essentiellement une semaine. Les premiers à conceptualiser ces notions de récurrence, persistance et quasi-stationarité, semblent être Charney et DeVore (1979) qui montrent dans le cadre d'un modèle barotrope avec topographie l'existence de deux points d'équilibre stables, c'est-à-dire de deux solutions stationnaires stables, qui s'apparentent à deux régimes observés dans l'atmosphère réelle, à savoir le régime zonal et le régime de blocage. Au début des années 1980, la théorie des équilibres multiples est approfondie en recherchant des solutions stationnaires multiples dans des modèles plus complexes, notamment le modèle barocline à deux couches (Charney et Straus 1980) ou encore un modèle barotrope plus sophistiqué incluant plus de degrés de liberté et d'effets nonlinéaires (Legras et Ghil 1985). Cependant, ces situations d'équilibre de grande échelle ne prennent pas en compte l'effet des ondes baroclines alors que les états quasi-stationnaires observés dans l'atmosphère se trouvent en aval des rails des dépressions dans des régions où les ondes baroclines atteignent de larges amplitudes (Hoskins et al. 1983), ce qui suggère le rôle crucial joué par ces dernières.

Reinhold et Pierrehumbert (1982) sont les premiers à mettre en évidence le rôle des perturbations synoptiques dans le modèle barocline à 2 couches. Les points d'équilibre de grande échelle s'avèrent très éloignés des états préférentiels et persistants du modèle appelés "régimes équilibres" qui prennent en compte la dynamique à la fois des ondes planétaires et des ondes synoptiques. Les auteurs montrent par ailleurs que les ondes synoptiques, tant qu'elles restent d'amplitude modérée, tendent à renforcer le "régime équilibre" mais que si elles atteignent de fortes amplitudes elles peuvent être responsables d'une transition d'un régime à un autre.

Vautard et al. (1988) ont prolongé cette approche dans le même modèle à 2 couches mais en incluant plus de degrés de liberté, en écartant les effets de la topographie et en

s'intéressant plus particulièrement à la persistance des anomalies plutôt qu'à leur récurrence. Ils montrent en particulier l'existence de deux états persistents qui prennent la forme du blocage et du régime zonal et qui sont maintenus par les ondes synoptiques. Ces deux mêmes régimes apparaissent également comme les solutions stationnaires d'un problème d'équilibre nonlinéaire où l'effet des ondes baroclines est paramétré par une approche statistique (Vautard et Legras 1988). En appliquant la même méthode à des données analysées de l'atmosphère réelle, Vautard (1990) met en évidence 4 régimes sur l'Atlantique, le régime zonal, le blocage scandinave, l'anticyclone groenlandais et la dorsale atlantique. Il montre également l'existence de transitions préférentielles comme le passage du régime zonal au blocage et du blocage à l'anticyclone groenlandais.

Parallèlement à cette recherche d'équilibres multiples nonlinéaires, une autre méthode pour identifier les régimes de temps et s'appuyant sur la notion de récurrence a été développée et qu'on appelle le regroupement en différentes classes ou "dynamical cluster analysis" (Legras et al. 1987, Mo et Ghil 1988). Michelangeli et al. (1995) ont comparé les deux méthodes sur des données réelles et ont montré que, bien qu'elles donnaient le même nombre de régimes sur les différents secteurs Pacifique et Atlantique, les structures associées pouvaient différer significativement. Dans la suite de cette section, les 4 régimes de l'Atlantique nord ont été obtenus en appliquant l'algorithme de partition en nuées dynamiques de Michelangeli et al. (1995) aux données ERA40. A chaque jour appartenant au grand hiver (16 octobre - 15 avril) de 1957 à 2002 correspond un unique régime. On obtient ainsi 1908 jours de blocage, 1709 jours d'anticyclone groenlandais, 1856 jours de dorsale atlantique, et 2364 jours de zonal.

### Phases matures

La figure 4.5 montre les fréquences d'occurrence des deux types de déferlement pour les 4 régimes de temps où on remarque à nouveau le lien étroit entre la nature du déferlement et la latitude du courant-jet. A une longitude donnée, un "eddy-driven" jet plus au nord est associé à plus de déferlement anticyclonique que cyclonique et l'inverse pour un jet situé plus au sud. Michel et Rivière (2011) montrent que les structures de déferlements typiques de chaque régime sont plus fréquents pendant le renforcement du régime que pendant son déclin ce qui suggère que les déferlements renforcent le régime. Ceci est bien évidemment en accord avec la rétroaction positive du rail des dépressions décrite dans de nombreux papiers. Cependant, des exceptions existent notamment pour le blocage comme cela est montré dans la section suivante.

### Transitions

Le maintien des régimes de temps a été abondamment étudié tandis que les transitions entre régimes de temps l'ont été beaucoup moins (Michelangeli et Vautard 1998). Ainsi l'article de Michel et Rivière (2011) est-il beaucoup plus axé sur ces transitions et en

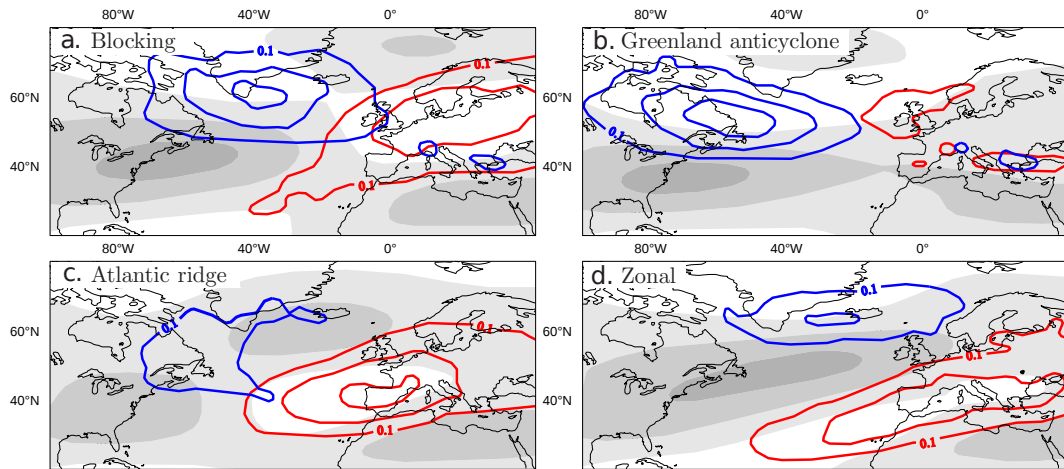


FIG. 4.5 – Fréquences d’occurrence des déferlements cyclonique (en bleu) et anticyclonique (en rouge) pour (a) le blocage, (b) l’anticyclone groenlandais, (c) la dorsale atlantique et (d) le régime zonal détectés sur les isentropes 300K, 315K, 330K et 350K. Le premier contour est  $0.1 \text{ jour}^{-1}$  et l’intervalle  $0.05 \text{ jour}^{-1}$ . Les plages grisées correspondent aux moyennes du vent zonal sur les 4 mêmes isentropes (intervalle :  $10 \text{ m s}^{-1}$ ). Tiré de Michel et Rivière (2011).

particulier sur deux transitions préférentielles, la transition du zonal vers le blocage et du blocage vers l’anticyclone groenlandais. Le passage du régime zonal au régime de blocage est la transition la plus fréquente qui apparaît dans les données ERA40. Le passage d’un blocage vers l’anticyclone groenlandais est particulièrement intéressante à analyser car elle fait le pont avec des études sur la NAO qui montrent que le blocage favorise le développement de la phase négative de la NAO (Croci-Maspoli et al. 2007) qui est incarnée par l’anticyclone groenlandais dans le cas de la décomposition en régimes. Les transitions sont définies ci-après comme la succession de trois jours d’un même régime suivis de trois autres jours d’un autre régime.

Les phases de formation des différentes téléconnexions comme la NAO ou la PNA ont été étudiées avec succès à partir de la méthode proposée par Cai et van den Dool (1994) qui repose sur l’équation de tendance de la fonction de courant basse fréquence (Feldstein 2000, Feldstein 2002, Feldstein 2003) et a été également utilisée dans l’article de Michel et Rivière (2011). Cette équation peut s’écrire ainsi :

$$\frac{\partial \psi_L}{\partial t} = \sum_{i=1}^5 \xi_i + \mathcal{R}, \quad (4.1)$$

où

$$\psi_L = \nabla^{-2} \zeta_L, \quad (4.2)$$

$$\xi_1 = -\nabla^{-2} (\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \zeta_L + \mathbf{v}_L \cdot \nabla \bar{\eta} + \bar{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v}_L + \zeta_L \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}})_L, \quad (4.3)$$

$$\xi_2 = -\nabla^{-2} (\mathbf{v}_L \cdot \nabla \zeta_L + \zeta_L \nabla \cdot \mathbf{v}_L)_L, \quad (4.4)$$

$$\xi_3 = -\nabla^{-2} (\mathbf{v}_H \cdot \nabla \zeta_H + \zeta_H \nabla \cdot \mathbf{v}_H)_L, \quad (4.5)$$

$$\xi_4 = -\nabla^{-2} (\mathbf{v}_L \cdot \nabla \zeta_H + \mathbf{v}_H \cdot \nabla \zeta_L + \zeta_L \nabla \cdot \mathbf{v}_H + \zeta_H \nabla \cdot \mathbf{v}_L)_L, \quad (4.6)$$

$$\xi_5 = -\nabla^{-2} (\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \zeta_H + \mathbf{v}_H \cdot \nabla \bar{\eta} + \bar{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v}_H + \zeta_H \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}})_L. \quad (4.7)$$

$\mathcal{R}$  est un terme résiduel prenant en compte les effets diabatiques et  $\eta$  est la vorticité absolue. Les barres correspondent aux moyennes climatologiques du grand hiver tandis que les indices  $_H$  et  $_L$  sont associées aux anomalies haute et basse fréquence avec une fréquence de coupure de l'ordre de 10 jours. Le terme  $\xi_1$  étant la somme de l'advection de la vorticité absolue climatologique par les anomalies basse fréquence et de l'advection de la vorticité basse fréquence par la climatologie correspond aux termes de propagation linéaire d'anomalies basse fréquence le long de la climatologie.  $\xi_2$  et  $\xi_3$  correspondent respectivement aux termes nonlinéaires d'interaction avec elles-mêmes des anomalies basse et haute fréquence.  $\xi_4$  est l'interaction entre les anomalies basse et haute fréquence et est censé être un terme faible puisque les termes croisés entre haute et basse fréquence se projettent essentiellement sur la haute fréquence. De même  $\xi_5$  est censé être faible puisque les termes croisés entre haute fréquence et climatologie sont essentiellement des termes haute fréquence.

La figure 4.6 résume les termes de tendance qui sont responsables des deux transitions étudiées en projetant chaque terme de tendance sur la structure du futur régime. On s'aperçoit d'abord que la projection de la tendance (membre de gauche de l'équation (4.1)) a un pic positif avant le passage au futur régime marqué par la date T ce qui est logique par construction. De plus, la projection de la tendance (traits tiretés noirs) est proche de celle de la somme des  $\xi_i$  (traits pleins noirs) qui permet ainsi d'interpréter l'évolution de la fonction de courant basse fréquence. De plus, le terme  $\xi_4 + \xi_5$  (courbes vertes) s'avère faible par rapport aux autres termes. Dans le cas du blocage vers l'anticyclone groenlandais (figure 4.6a), la projection des termes nonlinéaires  $\xi_2 + \xi_3$  (courbes bleues turquoise) étant l'unique terme fortement positif, ils permettent à eux seuls d'expliquer la transition. Le cas du zonal vers le blocage (figure 4.6b) est différent puisque c'est d'abord le terme linéaire  $\xi_1$  qui favorise l'apparition du futur régime à T-6 jours puis la projection de la somme des termes nonlinéaires devient positif et connaît un pic au moment de la transition, voire légèrement après. Ainsi dans ce second cas, il y aurait deux précurseurs de nature différente à la transition.

La figure 4.7 permet de faire le pont entre les termes non linéaires et le phénomène de déferlement d'ondes. Deux jours avant la transition, c'est-à-dire à T-2 jours, la densité de déferlement cyclonique est forte au sud du Groenland (figure 4.7a) et elle est plus forte



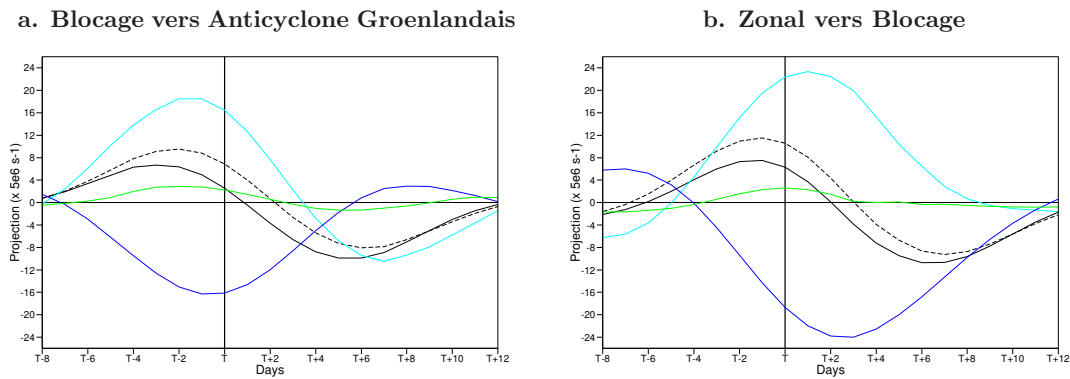


FIG. 4.6 – Projections des différents termes de tendance de la fonction de courant basse fréquence sur les anomalies de la fonction de courant basse fréquence du futur régime à 300 hPa pour (a) la transition du blocage vers l’anticyclone groenlandais et (b) la transition du régime zonal vers le blocage. Les lignes noire tiretée, noire pleine, bleu, bleu turquoise et verte correspondent respectivement aux projections du membre de gauche de l’équation 4.1 ( $\partial\psi^L/\partial t$ ), de la somme ( $\sum_{i=1}^5 \xi_i$ ), du terme linéaire basse fréquence ( $\xi_1$ ), des termes nonlinéaires ( $\xi_2 + \xi_3$ ), et de la somme  $\xi_4 + \xi_5$ . L’instant T correspond au premier jour du futur régime c’est-à-dire au jour de transition. Source : données ERA40. Tiré de Michel et Rivière (2011).

qu’un jour de blocage habituel (figure 4.5a). L’occurrence d’un tel déferlement crée une décélération des vents d’ouest à l’endroit où il se produit et une accélération plus au sud. C’est précisément ce qu’on voit sur la somme des deux termes nonlinéaires, une décélération vers  $60^\circ\text{N}$  et une forte accélération au sud vers  $40^\circ\text{N}$  (contours noirs sur la figure 4.7b). On voit même la plus faible zone d’accélération vers  $80^\circ\text{N}$  sur cette dernière figure qui permet de reconnaître facilement la forme en S typique du déferlement cyclonique qui est associé à des anomalies tripolaires dans l’accélération du vent zonal. La zone de décélération permet de couper en deux les deux zones de vents d’ouest typique du régime de blocage situés au sud-ouest et au nord-est de l’Atlantique. La zone d’accélération plus au sud qui apparaît sur tout le bassin atlantique permet de créer un jet Atlantique dit zonal sud typique du régime de l’anticyclone groenlandais. La comparaison des deux termes nonlinéaires (figures 4.7c-d) montre que les deux participent à la formation du futur régime avec une dominante de la part des termes nonlinéaires basse fréquence. De manière un peu similaire à la figure 3.5, on peut en conclure que les flux haute fréquence ne permettent pas à eux seuls de prendre en compte l’impact du déferlement d’onde sur l’écoulement moyen.

A l’inverse de la transition précédente, celle du zonal vers le blocage (figure 4.6b) suggère deux types de précurseurs, un lié au terme de propagation linéaire des ondes basse fréquence qui se produit relativement en avance par rapport à la transition (environ 6 jours avant) et l’autre lié aux termes nonlinéaires et donc aux déferlements d’onde qui se produisent pendant la transition. Michel et Rivière (2011) montrent que le terme  $\xi_1$

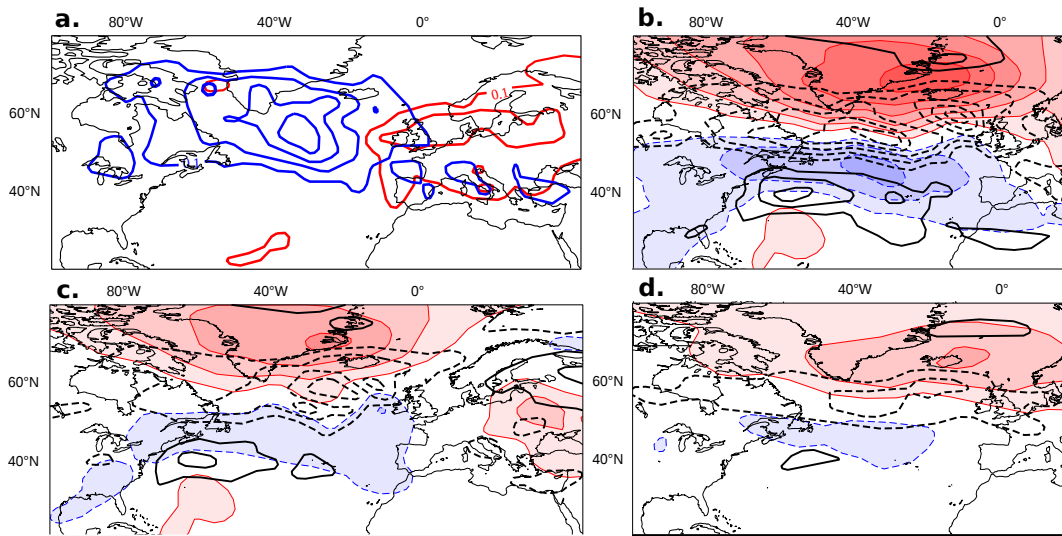


FIG. 4.7 – Densités d’occurrences des déferlements et termes nonlinéaires de tendance de la fonction de courant basse fréquence (plages colorées, intervalle :  $15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) et du vent zonal basse fréquence (contours noirs, intervalle :  $2 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ) deux jours avant le passage du régime de blocage au régime de l’anticyclone groenlandais. (a) fréquences de déferlements (mêmes définitions que sur la figure 4.5), (b)  $\xi_2 + \xi_3$  (somme des deux types de termes nonlinéaires), (c)  $\xi_2$  (termes nonlinéaires basse fréquence) et (d)  $\xi_3$  (termes nonlinéaires haute fréquence). Les contours tiretés et pleins correspondent respectivement aux valeurs négatives et positives. Source : données ERA40. Tiré de Michel et Rivière (2011).

est associé à un train d’onde quasi-stationnaire dont l’origine se trouve au niveau de l’Atlantique subtropical ouest ce qui conforte l’étude de Nakamura et al. (1997). De plus, l’analyse du terme source d’ondes de Rossby introduit par Sardeshmukh et Hoskins (1988) ainsi que des OLRs pour la période 1974 à 2002 suggère que ce train d’onde est déclenché par une intensification de la cellule de Hadley dans l’Atlantique.

Cette interprétation est confortée par la régression de la fonction de courant basse fréquence et des OLRs sur l’indice de blocage (figure 4.8). 8 jours avant le pic de l’indice, des anomalies dipolaires de fonction de courant basse fréquence sont visibles dans l’Atlantique ouest dont la dorsale se trouve vers  $30^\circ\text{N}$  proche d’une zone d’OLR positive et donc de subsidence (figure 4.8a) qui est elle-même associée à une zone de convection proche de l’équateur. Puis, en avançant dans le temps, l’onde basse fréquence se propage avec des flux d’activité orientés du sud-ouest vers le nord-est et crée une dorsale au dessus de la Scandinavie qui est typique du régime de blocage. La propagation s’oriente ensuite vers le sud-est et l’Asie. Ainsi, la formation d’un blocage semble se produire en deux temps ; le déclenchement d’une onde basse fréquence de grande échelle qui crée une anomalie de dorsale de faible amplitude au départ qui se renforce par la suite par l’effet du déferlement d’onde. On remarquera que cette même dorsale s’atténue sous l’effet du même train

d'onde basse fréquence qui tend à propager l'énergie de la Scandinavie vers l'Asie à partir de T-4 jours ce qui est consistant avec la projection négative de  $\xi_1$  sur le blocage à partir de cet instant dans le cas de la transition (figure 4.6b).

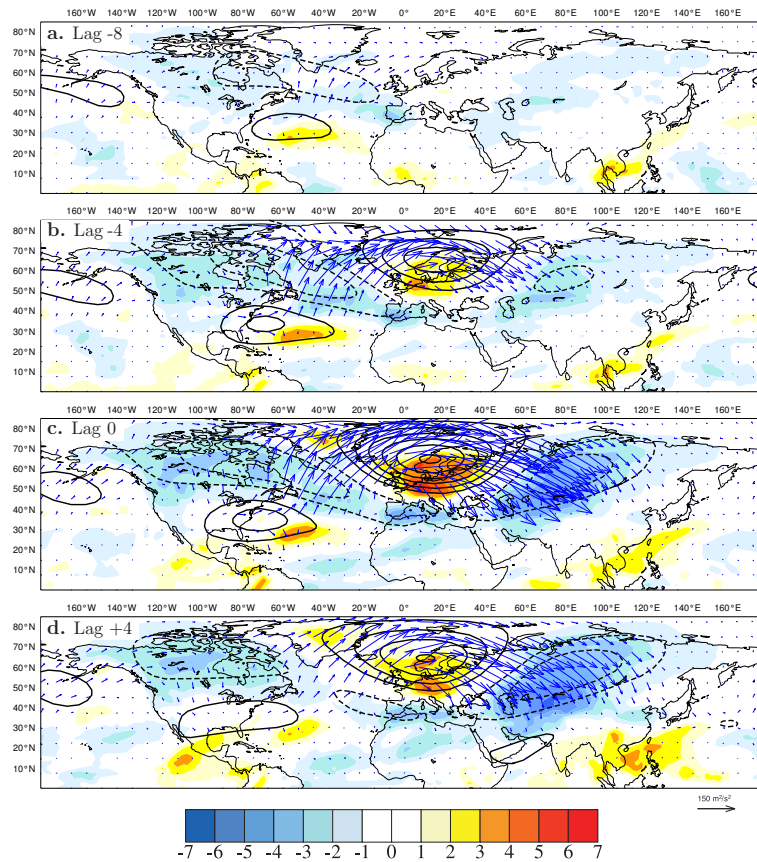


FIG. 4.8 – Régression de la fonction de courant basse fréquence (contours noirs, intervalle :  $2 \times 10^6 m^2 s^{-1}$ ), du flux horizontal d'activité de Takaya et Nakamura (2001) multiplié par 10 à 200 hPa (unité :  $m^2 s^{-2}$ ) et des OLR basse fréquence (plages colorées, unité :  $W m^{-2}$ ) sur l'indice de blocage pour la période 1974-2001 pour les décalages temporels (a) -8 jours, (b) -4 jours, (c) 0 jours et (d) +4 jours. Source : données ERA40. Tiré de Michel et Rivière (2011).

### 4.2.3 Discussion

Deux types de précurseur aux transitions entre régimes de temps ont été identifiés dans Michel et Rivière (2011) ; l'un de grande échelle lié à la propagation des anomalies basse fréquence qui intervient environ une semaine avant la transition mais qui n'est pas systématique et un autre lié aux déferlements d'onde qui se produit au moment de la transition elle-même, voire un peu avant, et qui intervient systématiquement pour chaque transition. L'existence de ces deux précurseurs a été suggérée par Cassou (2008)

dans son étude de l'influence de la MJO sur les régimes de temps. Mais un parallèle plus précis peut être fait avec l'étude de Michelangeli et Vautard (1998) qui ont mis en évidence deux types de précurseur pour la formation du blocage, un de grande échelle et un autre d'échelle synoptique. Cependant, le précurseur de grande échelle est dans leur cas identifié comme l'onde rétrograde de période 20-25 jours dite oscillation de Kushnir-Branstator (Kushnir 1987, Branstator 1987) tandis que le précurseur de grande échelle de Michel et Rivière (2011) est associé à un train d'onde démarrant dans l'Atlantique subtropical qui est très proche de ce que trouvent Nakamura et al. (1997). Le deuxième précurseur du blocage identifié par Michelangeli et Vautard (1998) est un train d'onde synoptique qui se propage du sud-ouest au nord-est et qui s'arrête net au niveau de l'Europe du nord. Même si les auteurs ne l'associent pas à un déferlement, le fait que l'onde s'arrête de se propager est un signe direct de déferlement. D'autres articles mettent en avant plus précisément le rôle du déferlement dans la formation du blocage (Pondeca et al. 1998, Altenhoff et al. 2008) avec un accent, soit mis sur le déferlement cyclonique à l'ouest du blocage, soit sur le déferlement anticyclonique à l'est, ce qui est consistant avec la figure 4.5a. D'autres encore ont mis en évidence le rôle des effets diabatiques dans la formation du blocage (Crocì-Maspoli et Davies 2009) car ceux-ci permettraient de renforcer la dynamique des dépressions, soit en injectant du bas PV provenant de la basse troposphère soit en advectant du bas PV venant du sud comme cela a été suggéré d'ailleurs par Crum et Stevens (1988).

Il semble dès lors intéressant de mieux comprendre le lien entre cyclogenèses et le cycle de vie du blocage. D'un côté, plusieurs études montrent le lien entre le déclenchement de cyclogenèses explosives sur l'est de l'Amérique du nord et la formation du blocage (Sanders et Gyakum 1980, Colucci 1985, Crum et Stevens 1988, Colucci et Alberta 1996) qu'on peut d'ailleurs facilement relier aux déferlements cycloniques qui se produisent à l'ouest du futur blocage. De l'autre côté, l'étude de Michel et Rivière (2011) associe la destruction du blocage à un déferlement cyclonique important globalement dans la même zone mais légèrement décalée au sud-est du Groenland. Ainsi plusieurs questions se posent-elles auxquelles la thèse de Clio Michel tente d'y répondre. Qu'est ce qui différencie une cyclogenèse qui forme et renforce le blocage de celle qui le détruit ? Ou encore peut-on avoir formation du blocage sans le précurseur de grande échelle avec uniquement l'effet d'un précurseur synoptique ?

L'existence de deux précurseurs successifs de nature différente a également été mise en évidence dans le contexte de la PNA par Franzke et al. (2011) ; des anomalies convectives dans les tropiques seraient à l'origine d'un train d'onde basse fréquence qui modifierait ou préconditionnerait l'écoulement de grande échelle de façon à favoriser l'occurrence du second précurseur de type synoptique qui aboutirait in fine à la pleine formation des différentes phases de la PNA. Ce préconditionnement semble également intervenir dans le cadre de la formation du blocage tandis que sa destruction semble être liée à un seul précurseur d'échelle synoptique sans avoir de préconditionnement de plus grande échelle.

Cependant, on peut penser qu'un préconditionnement existe au sein même du blocage par sa structure même qui favorise l'émergence d'un déferlement cyclonique au sud-est du Groenland. En effet, les vent d'ouest ou les gradients de PV connaissent une forte déflexion dans cette région pendant le blocage qui ainsi le fragilise. On imagine assez bien la possibilité de renverser aisément le gradient de PV par déferlement cyclonique dans cette région où les iso-contours de PV sont orientés du sud au nord. Ainsi, le passage préférentiel de blocage vers l'anticyclone groenlandais semble latent par la structure même du blocage.

## 4.3 Le dernier maximum glaciaire

*Cette section repose sur les articles de Laine et al. (2009) et Rivière et al. (2010a)*

### 4.3.1 Evolution des connaissances jusqu'à aujourd'hui

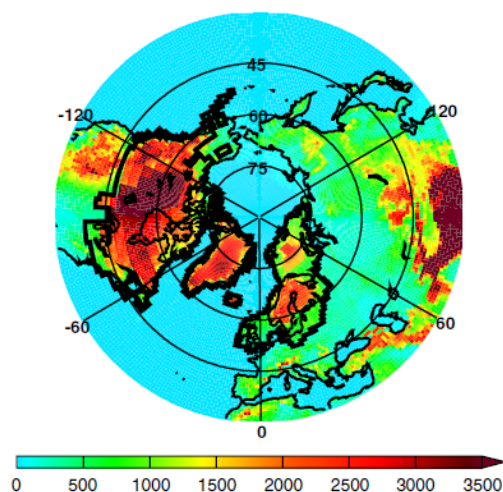


FIG. 4.9 – Reconstruction de la topographie du LGM (unité : m) notée ICE-5G à partir du travail de Peltier (2004) et utilisée dans les simulations PMIP2. Tiré de Kageyama et al. (2006).

Le dernier maximum glaciaire (LGM pour “Last Glacial Maximum“) qui a eu lieu il y a environ 21000 ans est l'un des climats passés les plus simulés. Ce climat sert entre autre de référence aux modélisateurs pour évaluer la capacité des modèles à simuler un climat très différent du climat présent. Depuis presque vingt ans, la communauté internationale s'est organisée autour du projet PMIP (Paleoclimate Modeling Intercomparison Project) pour pouvoir faire des simulations des différents modèles avec des forçages communs caractérisant un paléoclimat donné. Une première phase PMIP1 a eu lieu dans les années 1990 (Joussaume et Taylor 1995) où les températures de surface de l'océan (SST)

étaient prescrites ou fournies par une dynamique simple de couche de mélange océanique tandis que la seconde phase PMIP2 dans les années 2000 (Braconnot et al. 2007) reposait sur des modèles de climat couplés de circulation générale de l’océan et l’atmosphère. Les cas forcés de PMIP1 ont révélé une extension beaucoup trop grande de la glace de mer dans l’Atlantique nord. Une autre différence de taille concerne la topographie des calottes glaciaires puisque PMIP1 utilisait la reconstruction de Peltier (1994) tandis que PMIP2 la reconstruction de Peltier (2004). Des différences majeures apparaissent entre les deux reconstructions puisque la hauteur de la calotte Laurentide (celle au dessus de l’Amérique du nord) est de l’ordre de 2.5 kms pour la première reconstruction tandis qu’elle dépasse 4 kms pour la seconde (figure 4.9). Ces différences entre PMIP1 et PMIP2 ont abouti à des changements majeurs dans la représentation de la circulation atmosphérique et les résultats de PMIP2 reflètent mieux les reconstructions climatiques notamment sur l’Europe occidentale et la Sibérie (Kageyama et al. 2006, Braconnot et al. 2007). Dans la suite de cette section, la discussion portera uniquement sur la circulation des moyennes latitudes au LGM et en particulier sur les “eddy-driven jets” et rails des dépressions.

### 4.3.2 Les climatologies

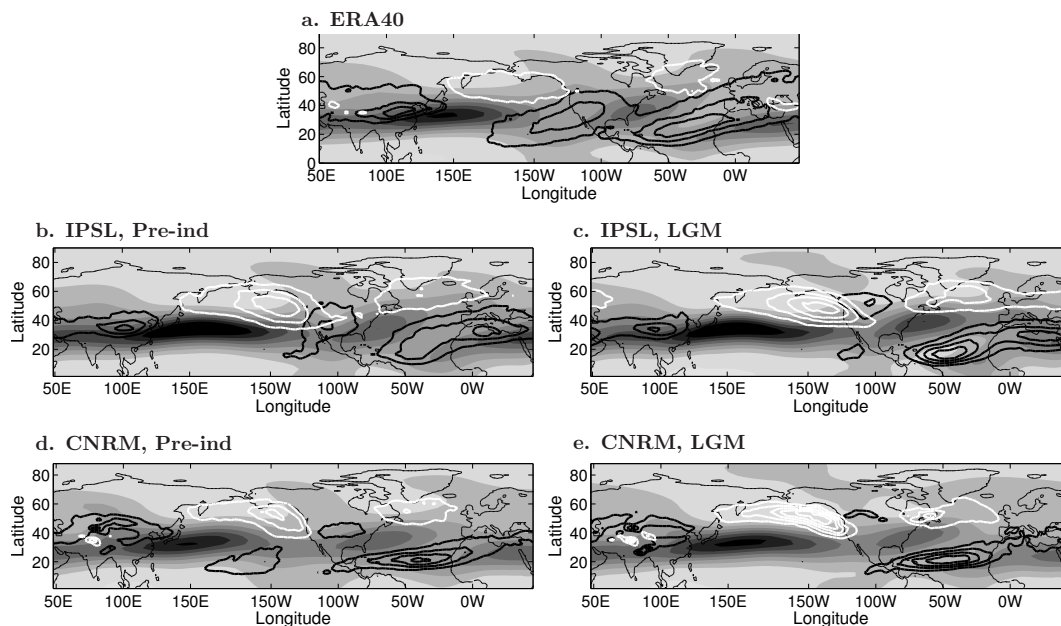


FIG. 4.10 – Climatologie hivernale (DJF) du vent zonal (plages grisées, int : 10 m s<sup>-1</sup>) et des fréquences d’occurrence des déferlements anticyclonique (contours noirs, int : 0.05 jours<sup>-1</sup>) et cyclonique (contours blancs, int : 0.05 jours<sup>-1</sup>) détectés dans les zones de renversement du gradient de vorticité absolue à 200hPa pour (a) ERA40, (b) et (c) les simulations préindustrielle et LGM de l’IPSL, et (d) et (e) les simulations préindustrielle et LGM du CNRM. Tiré de Rivière et al. (2010a).

Hall et al. (1996) et Kageyama et al. (1999b) ont été parmi les premiers à s'intéresser aux rails des dépressions au cours du LGM pour lesquels on s'attend à des changements majeurs puisque la source d'excitation des ondes est largement modifiée. La présence des calottes glaciaires et de l'extension de la glace de mer tend à augmenter la baroclinie et à l'étendre plus vers l'est. Ainsi Kageyama et al. (1999b) remarquent-ils une extension vers le nord-est des rails des dépressions et des jets ainsi qu'une augmentation de l'activité synoptique dans la majorité des modèles. Cependant, les résultats de cette étude qui reposent sur les simulations PMIP1 ont été récemment largement remis en question par les simulations PMIP2 (Li et Battisti 2008, Laîné et al. 2009).

Dans les simulations PMIP2, les rails des dépressions sont déplacés vers le sud-est par rapport au climat présent et connaissent dans de nombreux modèles une baisse significative de leurs amplitudes, notamment sur l'Atlantique alors qu'il y a une forte croissance de la baroclinie dans cette région. Cette baisse de l'activité synoptique est similaire à ce qui se passe pour le rail des dépressions actuel du Pacifique qui connaît une suppression ponctuelle de son activité en pleine hiver alors que la baroclinie atteint son maximum d'intensité (Nakamura 1992). Cette baisse d'activité se caractérise à la fois par un manque d'activité ondulatoire entrant dans l'Atlantique en raison de la présence de la calotte Laurentide (Donohoe et Battisti 2009) et à la fois par une baisse d'efficacité dans l'extraction de l'énergie potentielle disponible par les ondes baroclines (Laîné et al. 2009). Mais les raisons dynamiques de cette baisse d'efficacité restent encore à être identifiées.

Du côté des jets eux-mêmes, les changements sont moins importants dans les simulations PMIP2 que dans les simulations PMIP1 entre climat actuel et climat du LGM (Li et Battisti 2008, Laîné et al. 2009, Rivière et al. 2010a). Il y a généralement une extension vers l'est et une accélération des courants-jets au coeur de ceux-ci mais très peu de différence en position latitudinale entre le climat actuel et le climat du LGM comme on peut le voir sur les modèles du CNRM et de l'IPSL sur la figure 4.10. On peut cependant remarquer une forte diminution des vents d'ouest du côté polaire des jets qui est accompagnée logiquement d'une augmentation des déferlements cycloniques dans ces zones (comparer le nombre de contours blancs entre les figures 4.10b et c et entre les figures 4.10d et e) ce qui a également été vérifié sur les modèles anglais HadCM3 et japonais MIROC3.2 (Rivière et al. 2010a). En d'autres termes, la largeur des courants-jets diminuent. La figure 4.10 montre également une rétraction des zones de déferlements anticycloniques même si localement leur fréquence peut augmenter au LGM. Ceci suggère un manque de variabilité dans l'occurrence des déferlements qui ont tendance à se produire plus ou moins tout le temps au même endroit et qui se traduit par un manque de variabilité dans les fluctuations des jets eux-mêmes (voir section suivante).

### 4.3.3 La variabilité basse fréquence

De part l'existence de conditions de surface très différentes entre le climat actuel et le climat du LGM, on peut s'attendre à de fortes différences dans la variabilité basse

fréquence. Kageyama et al. (1999a) ont montré que les régimes de temps du LGM étaient très différents de ceux du climat présent et que leurs centroids étaient déplacés vers l'est ce qui n'est pas étonnant puisqu'ils sont étroitement liés aux rails des dépressions qui eux mêmes s'étendent plus vers l'est. Les études plus récentes sur la variabilité basse fréquence ont porté sur l'AO et la NAO. Justino et Peltier (2005) montrent à l'aide d'un modèle couplé à basse résolution que la NAO du LGM est très différente de l'actuelle et possède quatre centres d'action tandis que Justino et Peltier (2008) mettent en évidence une intensification de l'AO en hiver au LGM avec le même modèle et forcé par la version ancienne de la topographie (Peltier 1994). A l'inverse, les études de Otto-Bliesner et al. (2006) et plus récemment de Lü et al. (2010) soulignent une atténuation des centres d'action de l'AO mais ces deux dernières études prennent en compte la topographie de Peltier (2004) contrairement aux deux précédentes. Lü et al. (2010) suggèrent que la plus grande propagation verticale des ondes planétaires au LGM en raison de l'enneigement important aurait tendance à diminuer la variabilité de l'AO.

L'étude de Rivière et al. (2010a) qui présente les résultats de 4 modèles PMIP2 diffère en termes de résultats et d'interprétations de celle de Lü et al. (2010) qui pourtant utilise également des modèles PMIP2. Ceci est d'autant plus curieux que 3 modèles sont en commun. Dans Rivière et al. (2010a), il n'y a pas d'atténuation systématique des centres d'action de l'EOF dominant de l'hémisphère nord du géopotentiel à 850 hPa alors que Lü et al. (2010) montrent que cela se produit pour l'EOF de la SLP. D'autres différences autres que le choix des variables pourraient provenir de la période choisie au sein de chaque simulation. Toujours est-il qu'il existe tout de même un point commun dans les deux articles, c'est le déplacement vers l'équateur des centres d'actions positifs des EOFs et également du noeud des anomalies en passant du climat actuel au LGM. Le noeud des anomalies de l'EOF de géopotentiel est généralement l'endroit où ses gradients sont les plus forts. Il y a donc un déplacement vers l'équateur des gradients méridiens de l'EOF dominant, c'est-à-dire en direction du coeur des jets. Cela signifie qu'au lieu de créer des fluctuations latitudinales des jets, l'EOF dominant est associé plus à des accélérations et des décélérations des jets.

Les résultats décrits précédemment pour l'AO restent qualitativement les mêmes pour la NAO (figure 4.11). La figure 4.11a montre bien la fluctuation latitudinale des courants-jets associée à la NAO dans les réanalyses ERA40. On note d'abord dans le cas des simulations préindustrielles un affaiblissement des variations latitudinales des jets par rapport aux réanalyses (l'écart de latitude entre les jets des phases opposées de l'EOF dominant est environ  $20^\circ$  pour ERA40,  $15^\circ$  pour l'IPSL et  $10^\circ$  pour le CNRM, voir les figures 4.11a, b et d). Cependant, ces variations sont plus fortes que celles du LGM qui sont pratiquement inexistantes (figures 4.11c et e). A l'inverse du climat actuel, la NAO du LGM se caractérise par des accélérations / décélérations ou plutôt des extensions / rétractions longitudinales du jet atlantique. Les simulations PMIP2 des modèles HadCM3 et MIROC montrent la même tendance, une diminution des fluctuations latitudinales du



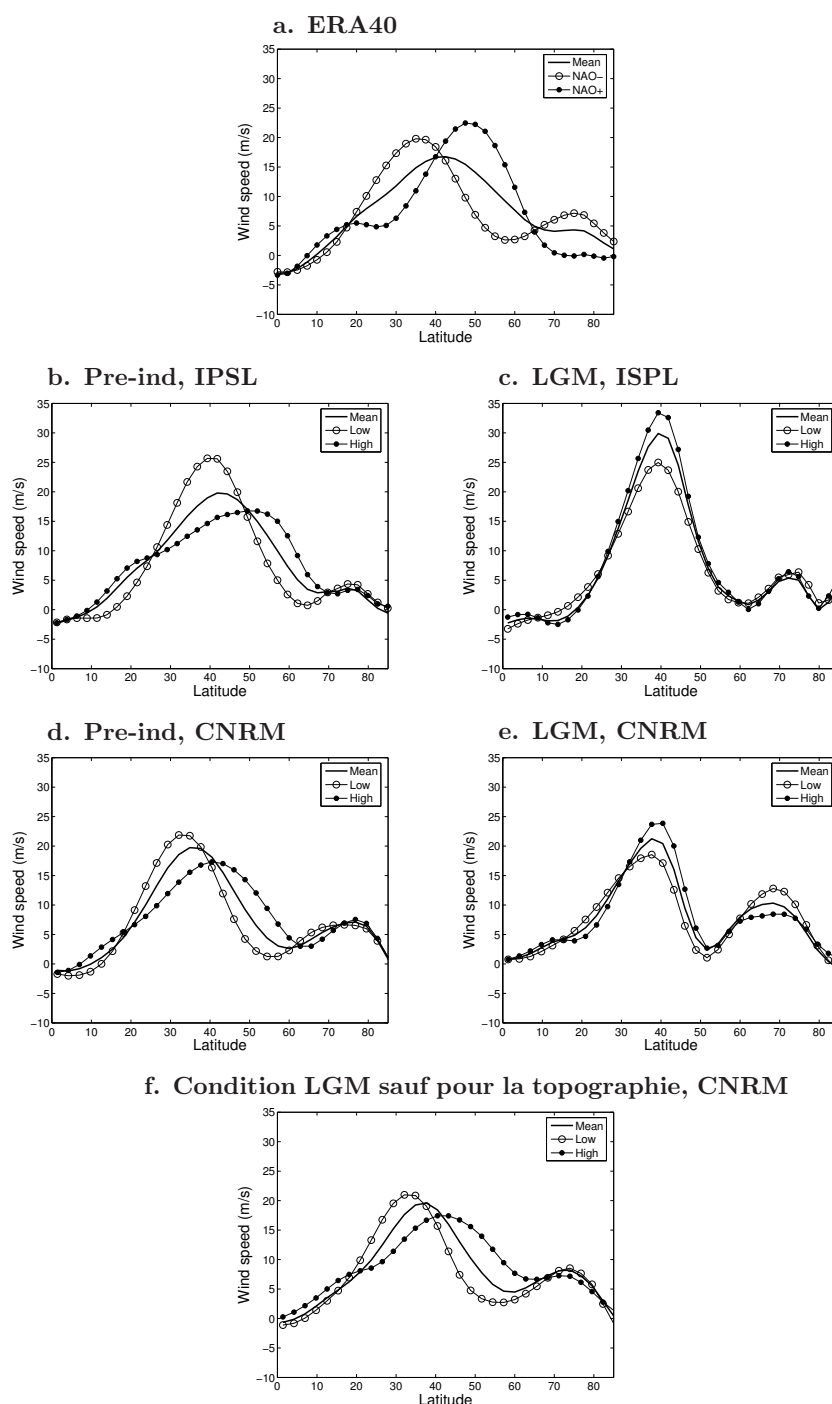


FIG. 4.11 – Composites du vent zonal à 500 hPa moyenné zonalement entre  $80^{\circ}\text{W}$  et  $0^{\circ}\text{W}$  pour tous les mois d’hiver (ligne pleine épaisse), pour les mois de phase positive de la NAO (ligne avec des cercles noirs) et les mois de phase négative (ligne avec des cercles blancs). L’indice NAO est défini comme la première composante principale du géopotentiel à 850 hPa sur l’Atlantique. (a) ERA40 (pourcentage de variance : 37.6%), (b) run IPSL préindustriel (29.8%), (c) run IPSL LGM (39.0%), (d) run CNRM préindustriel (31.8%), (e) run CNRM LGM (36.8%) et (f) run CNRM avec les conditions LGM sauf pour la topographie qui est celle du climat préindustriel. Tiré de Rivière et al. (2010a).

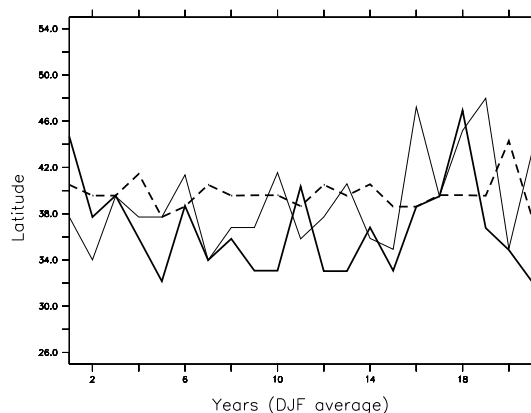


FIG. 4.12 – Latitude du maximum du gradient de température à 700 hPa moyenné longitudinalement à l’entrée du rail des dépressions atlantiques ( $80^{\circ}$ - $60^{\circ}$ W) en fonction des saisons hivernales pour les runs CNRM LGM (ligne tiretée), CNRM préindustriel (ligne pleine), CNRM avec les conditions LGM et la topographie préindustrielle (ligne pleine fine). Tiré de Rivière et al. (2010a).

jet atlantique au LGM même si celles-ci restent non négligeables (Rivière et al. 2010a).

La simulation qui consiste à utiliser la topographie du climat préindustriel et à garder tous les autres forçages du LGM (paramètres orbitaux, concentrations des gaz à effet de serre et albedo) montre une NAO similaire à la simulation préindustrielle (comparer les figures 4.11d,e et f). Ainsi la topographie est l’élément clé qui change la nature de la NAO au LGM ce qui est d’ailleurs consistant avec d’autres modifications de la circulation atmosphérique du LGM qui sont dominées par les effets de la topographie (Kageyama et Valdes 2000, Justino et al. 2005, Justino et al. 2006).

L’interprétation fournie par Rivière et al. (2010a) est la suivante. La topographie liée à la calotte Laurentide est responsable d’un maintien des gradients thermiques à la même latitude à l’entrée de l’Atlantique alors que sans cette topographie les gradients fluctuent beaucoup plus (figure 4.12). Les fluctuations de ces gradients sont quasi-nulles pour le run LGM (traits tiretés) tandis qu’ils sont plus importants quand on force avec la topographie industrielle (traits pleins fins et épais). Comme l’a montré l’étude de Rivière (2009) décrite dans le chapitre précédent, la latitude de la baroclinie détermine en grande partie la nature du déferlement plus en aval. Ainsi une latitude plus haute favorise-t-elle l’occurrence du déferlement anticyclonique et un jet orienté SO-NE comme dans la phase positive de la NAO actuelle. A l’inverse une baroclinie plus basse privilégie le déferlement cyclonique et un jet zonal comme dans la phase négative de la NAO actuelle. Sans cette variabilité latitudinale de la baroclinie à l’entrée des rails de dépressions, les déferlements ne changent pas beaucoup en nature et le ”eddy-driven“ jet se positionne plus ou moins à la même latitude mais connaît des extensions / rétractions. Tout comme pour la suppression de l’activité synoptique en plein hiver, il est intéressant de faire le parallèle entre le LGM et le Pacifique actuel. La variabilité dominante dans le Pacifique est associée à la PNA et

non pas à la NPO, c'est-à-dire à des extensions / rétractions de son jet plutôt qu'à des fluctuations latitudinales.

## 4.4 Les scénarios du climat futur

*Les résultats de cette section reposent sur l'article de Rivière (2011)*

### 4.4.1 Les changements dans la circulation générale atmosphérique dans les modèles de climat

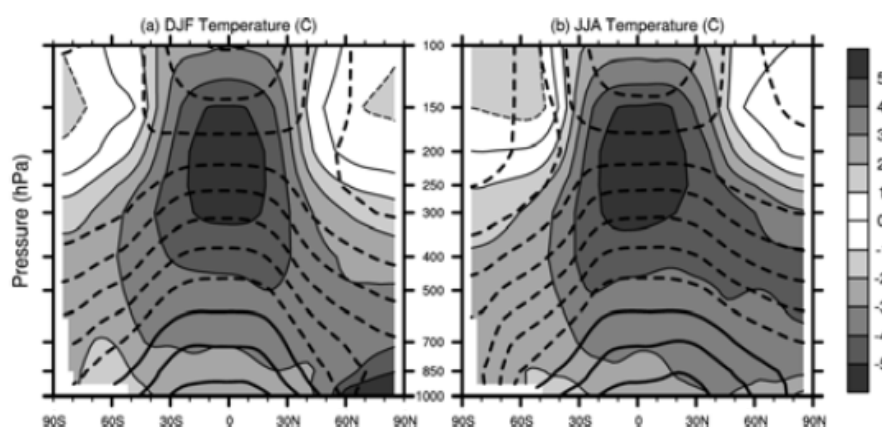


FIG. 4.13 – Moyenne d'ensemble multi-modèle comportant 15 membres de la température pour la période 1981-2000 (contours noirs, int :  $10^{\circ}\text{C}$ ) et de la différence de température entre 2081-2100 et 1981-2000 (plages grisées) pour des scénarios A1B. (a) DJF et (b) JJA. Tiré de Yin (2005).

Un certain nombre de changements dans la circulation générale se produisent dans les simulations des modèles couplés du climat futur :

- Une augmentation de la hauteur de la tropopause (Lorenz et DeWeaver 2007).
- Une plus forte augmentation des températures dans la haute troposphère tropicale due aux effets de condensation (figure 4.13) qui entraîne une augmentation de la stabilité statique sèche (Frierson 2006) et une augmentation des gradients de température horizontaux dans la haute troposphère (Hall et al. 1994, Yin 2005).
- Une diminution des gradients de température à la surface notamment pour l'hiver boréal en raison du réchauffement polaire à la surface (figure 4.13a).
- Un déplacement vers les pôles des jets troposphériques et des rails des dépressions qui est plus marqué dans l'hémisphère sud (Yin 2005, Lorenz et DeWeaver 2007). Cette caractéristique peut être directement reliée à une tendance vers la phase positive de l'AO et AAO (Fyfe et al. 1999).

- Un élargissement et un affaiblissement de la cellule de Hadley liée à une plus forte évaporation par rapport aux précipitations (Lu et al. 2008).
- Une augmentation des échelles spatiales des ondes (Kidston et al. 2010).

### Les changements en température et vent zonal

La plupart de ces changements ont été validés par différentes études utilisant toute la panoplie des simulations des modèles IPCC dont les plus récentes reposent sur les recommandations AR4 (Fourth Assessment Report), c'est-à-dire la phase 3 du projet d'intercomparaison entre modèles couplés (CMIP3). Malgré ces tendances d'ensemble, une grande variabilité existe au sein de ces modèles comme le montre la figure 4.14.

D'un côté, le modèle du CNRM met en évidence de faibles anomalies de température entre les scénarios futurs et le climat présent (figure 4.14a) et un déplacement des jets vers les pôles relativement faible (figure 4.14c). De l'autre côté, le modèle IPSL crée des anomalies de température proches de la moyenne d'ensemble des modèles (comparer les figures 4.14b et 4.13) avec un déplacement du jet austral vers le pôle sud bien marqué mais aucun déplacement n'est visible pour le jet boréal (figure 4.14d). Le résultat de la simulation IPSL présente donc une exception par rapport à la moyenne d'ensemble des sorties CMIP3.

### Intensités et échelles spatiales des ondes baroclines

Dans les moyennes d'ensemble multi-modèle, il y a une augmentation globale et un déplacement vers les pôles et vers le haut de l'énergie cinétique haute fréquence (Yin 2005). Cette augmentation globale et ce déplacement vers les pôles apparaît dans les simulations CNRM et IPSL comme le montrent les graphes latitude / longueur d'onde de l'amplitude du vent méridien haute fréquence de la figure 4.15.

Le cas de l'hémisphère nord pour l'IPSL est particulier en ce sens que l'augmentation est surtout visible au nord de 50°N dans une région qui n'est pas celle du maximum d'activité synoptique. A part pour ce cas particulier, on note en générale la présence d'anomalies dipolaires avec des valeurs négatives pour les petites longueurs d'onde et les basses latitudes et des valeurs positives pour les grandes longueurs et les hautes latitudes. Ceci est consistant avec l'augmentation de l'échelle spatiale des ondes décrite par Kidston et al. (2010) et suggère un lien potentiel avec le déplacement vers les pôles des jets puisque ce sont pour les cas marqués par un déplacement vers les pôles que l'augmentation de l'échelle spatiale est la plus visible. Le lien entre ces deux changements est analysé dans la section 4.4.3.

#### 4.4.2 Interprétations des changements d'échelle spatiale

L'augmentation des échelles spatiales peut être reliée à celle de la stabilité statique puisqu'une augmentation de la fréquence de Brunt-Vaisala  $N$  entraîne celle du rayon de dé-

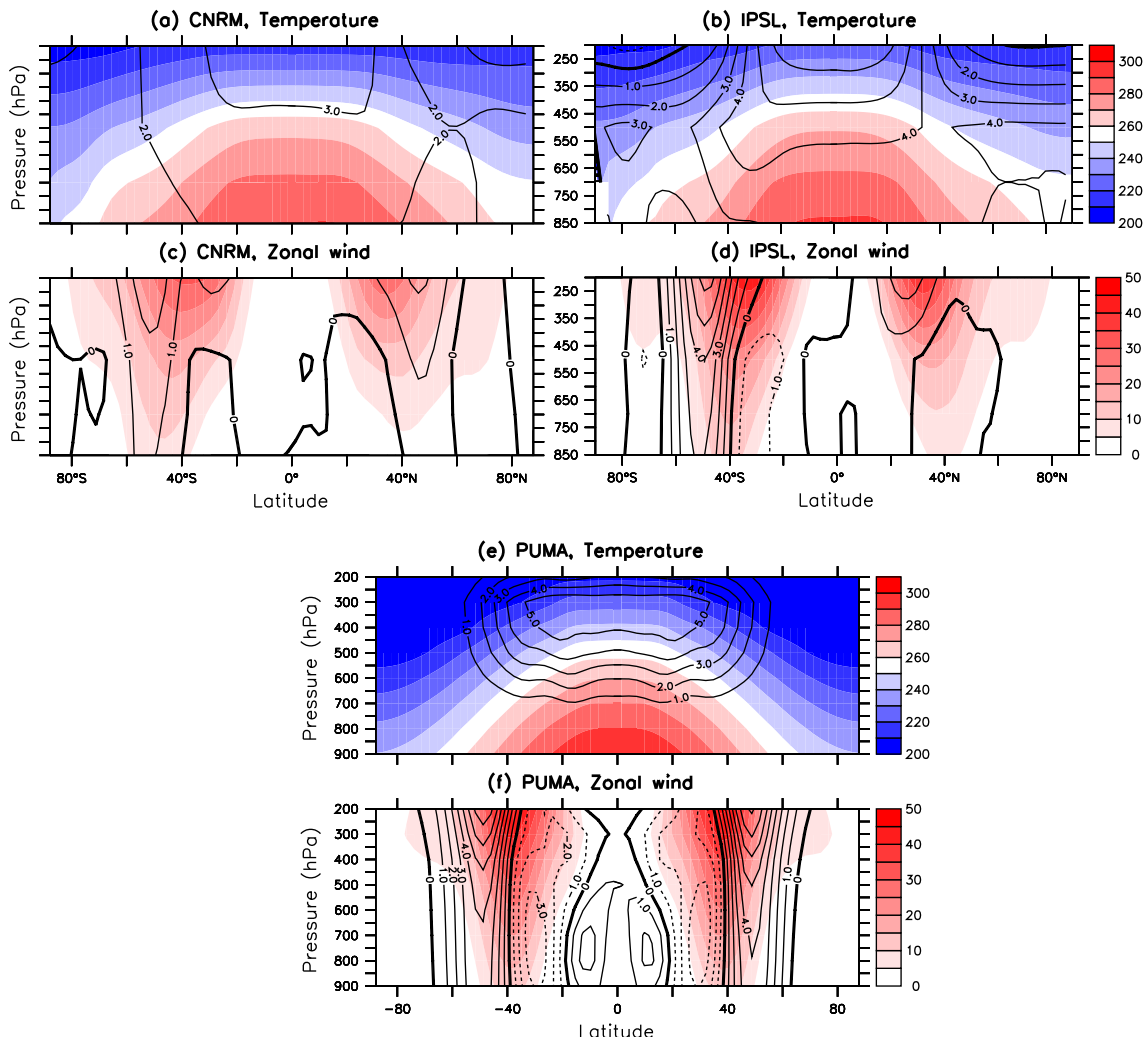


FIG. 4.14 – Moyenne zonale climatologique sur toutes les saisons pour la période 1980-1999 (plages colorées) et la différence entre 2080-2099 et 1980-1999 (contours noirs) pour les scénarios A1B du (a), (c) CNRM et de (b), (d) l'IPSL. (a), (b) température moyenne (int :  $10^{\circ}\text{C}$ ) et anomalies (int :  $1^{\circ}\text{C}$ ) ; (c), (d) vent zonal moyen (int :  $10\text{ m s}^{-1}$ ) et anomalies (int :  $1\text{ m s}^{-1}$ ). (e), (f) mêmes variables et mêmes contours que pour (a), (c) et (b), (d) mais simulations issues du modèle PUMA. (e) la température moyenne représentée est la température de rappel pour le run de contrôle et les anomalies correspondent à la différence de température de rappel du run modifié pour lequel on a augmenté la température dans la haute troposphère tropicale et le run de contrôle. (f) pareil qu'en (e) mais pour le vent zonal moyen obtenu à partir des deux simulations précédentes. Tiré de Rivière (2011).

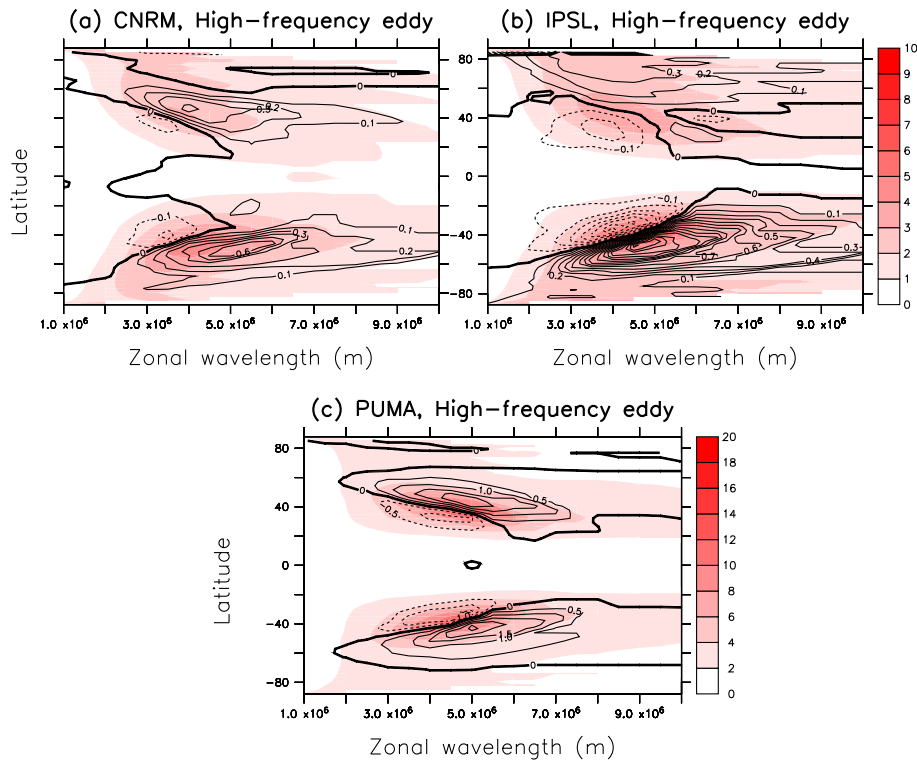


FIG. 4.15 – Amplitude du vent méridien haute fréquence moyennée entre 200 et 500 hPa (plages colorées) en fonction de la latitude et de la longueur d’onde zonale pour (a) la période 1980-1999 du run CNRM (int :  $1 \text{ m s}^{-1}$ ), (b) la période 1980-1999 du run IPSL (int :  $1 \text{ m s}^{-1}$ ) et (c) le run de contrôle de PUMA (int :  $2 \text{ m s}^{-1}$ ). Les anomalies sont représentées par les contours noirs pour (a) la différence entre 2080-2099 et 1980-1999 des runs CNRM (int :  $0.1 \text{ m s}^{-1}$ ), (b) la différence entre 2080-2099 et 1980-1999 des runs IPSL (int :  $0.1 \text{ m s}^{-1}$ ) et (c) la différence entre le run modifié avec augmentation de la température de la haute troposphère tropicale et le run de contrôle de PUMA (int :  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ ). Tiré de Rivière (2011).

formation  $NH/f$  (Kidston et al. 2010) qui correspond à l’échelle caractéristique des ondes baroclines. Pour appuyer leur argument, les auteurs de la précédente étude montrent qu’il y a une corrélation entre le pourcentage d’augmentation des échelles spatiales et celle de la stabilité statique dans les sorties CMIP3. A noter que l’augmentation de la hauteur de la tropopause entraîne également une augmentation des échelles spatiales (Williams 2006), qui là encore peut s’expliquer par l’augmentation du rayon de déformation qui est proportionnel à la hauteur de la troposphère  $H$ . Cependant, deux raisons peuvent émettre un doute sur l’un et l’autre des arguments. D’un côté, l’augmentation du rayon de déformation tend à rendre moins instables les ondes baroclines alors qu’il y a augmentation de l’activité synoptique dans les scénarios du réchauffement climatique. De l’autre, Yin (2005) montre que les changements dans la baroclinie sont largement dominés par l’augmentation

des gradients horizontaux de la haute troposphère et non pas par l'augmentation de  $N$ .

Le but de l'article de Rivière (2011) est précisément d'étudier le rôle joué par l'augmentation de la baroclinie du haut de la troposphère sur les ondes synoptiques puisque c'est le changement le plus important qui s'opère sur la baroclinie dans les scénarios. La première étape de l'article consiste à montrer que l'augmentation de la baroclinie d'altitude induit une déstabilisation des grandes échelles et une stabilisation des petites échelles tout en gardant la stratification et la hauteur de la tropopause inchangées.

La manière la plus simple d'approcher le problème est d'étudier l'instabilité barocline dans le cadre du modèle quasi-géostrophique à 3 niveaux (ou 3 couches) sur le plan  $f$  sans topographie et sans dissipation avec condition limite au toit rigide. Trois niveaux sont nécessaires pour séparer l'effet de la baroclinie de la haute troposphère de celle de la basse troposphère puisque la température est définie au milieu entre deux niveaux successifs et possède ainsi deux degrés de liberté. Les équations de conservation du PV linéarisées à chaque niveau  $i$  autour d'un écoulement de base zonal et constant  $U_i$  s'écrivent ainsi :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) (\nabla^2 \phi_1 - R_1^{-2}(\phi_1 - \phi_2)) + \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \frac{\partial Q_1}{\partial y} &= 0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) (\nabla^2 \phi_2 + R_1^{-2}(\phi_1 - \phi_2) - R_2^{-2}(\phi_2 - \phi_3)) + \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \frac{\partial Q_2}{\partial y} &= 0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) (\nabla^2 \phi_3 + R_2^{-2}(\phi_2 - \phi_3)) + \frac{\partial \phi_3}{\partial x} \frac{\partial Q_3}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \quad (4.8)$$

où  $\phi_i$  est la fonction de courant perturbée et  $Q_i$  est le PV de l'écoulement de base dont le gradient méridien peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_1}{\partial y} &= R_1^{-2}(U_1 - U_2), \\ \frac{\partial Q_2}{\partial y} &= -R_1^{-2}(U_1 - U_2) + R_2^{-2}(U_2 - U_3), \\ \frac{\partial Q_3}{\partial y} &= -R_2^{-2}(U_2 - U_3). \end{aligned} \quad (4.9)$$

$R_1, R_2$  sont respectivement les rayons de déformation de Rossby pour les couches entre les niveaux 1 et 2 et entre les niveaux 2 et 3. Ils peuvent différer dans le cas de stratifications différentes ce qui est d'ailleurs le cas dans la réalité. La troposphère des basses couches est moins stratifiée que celle des hautes couches ce qui a amené Marshall et Molteni (1993) dans un souci de réalisme à prendre  $R_1=700$  kms and  $R_2=450$  kms où les niveaux 1, 2 et 3 correspondent à 200, 500 et 800 hPa.

Bien que l'instabilité barocline ait été déjà étudiée dans ce modèle par Davey (1977) et Smeed (1988) pour raffiner les résultats classiques du modèle à 2 couches de Phillips (1951), les résultats qui suivent sont originaux à ma connaissance ainsi que leur interprétation en termes de PV. Dans la réalité, les cisaillements verticaux de la haute troposphère sont similaires à ceux de la basse troposphère tandis que les rayons de déformation diffèrent en raison d'une plus grande stabilité dans la haute troposphère. Cette situation qui

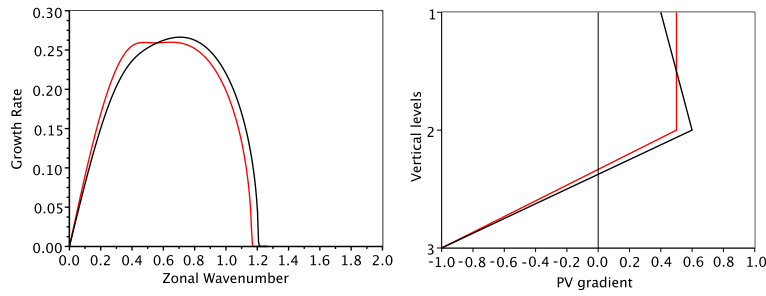


FIG. 4.16 – (a) taux de croissance adimensionnel  $kc_i/(UR_d^{-1})$  en fonction du nombre d’onde adimensionnel  $kR_d$  dans le cadre du modèle QG à 3 niveaux pour  $(U_1, U_3) = (U, -U)$  (ligne rouge) et  $(U_1, U_3) = (1.25U, -U)$  (ligne noire) avec  $\epsilon \equiv R_2^2/R_1^2 = 0.4$ . (b) valeur du gradient de PV adimensionnel  $\partial_y Q/(UR_d^{-2})$  sur les trois niveaux pour les deux cas précédents.  $U$  est l’échelle des vitesses et  $R_d = R_2$  l’échelle spatiale.  $U_2 = 0$  dans le cas présent et le nombre d’onde méridien est considéré comme nul. Tiré de Rivière (2011).

correspond à la courbe noire sur la figure 4.16b a un gradient de PV qui change de signe entre les deux niveaux les plus bas. Ceci est réaliste puisque le changement de signe du gradient de PV est proche du niveau critique (le niveau vertical où le vent zonal est égal à la vitesse de phase) qui dans les observations est généralement situé à 700 hPa. Le taux de croissance associé (courbe noire sur la figure 4.16a) possède un nombre d’onde de coupure au-delà duquel il n’y a pas d’instabilité. C’est le résultat bien connu des modèles d’instabilité barocline classique qui peut facilement s’interpréter ; deux anomalies de petites échelles situées de part et d’autre de la zone où le gradient de PV s’annule ayant de faibles extensions verticales, ne peuvent pas induire dans le niveau opposé des vitesses perturbées d’amplitude suffisamment grande pour advecter le PV de l’écoulement de base et ainsi se renforcer mutuellement (cf. le raisonnement en PV de la section 1.4.2). En d’autres termes, on dit que les ondes de petite échelle situées à différents niveaux verticaux ”ne se voient pas“ (Hoskins et al. 1985).

En augmentant le vent en altitude  $U_1$ , on augmente la baroclinie d’altitude, le gradient de PV devient plus fortement positif au niveau le plus haut tandis que celui du niveau intermédiaire décroît (cf. équation (4.9) ou la figure 4.16b). Les taux de croissance des deux cas (figure 4.16a), celui de contrôle (en noir) et celui pour lequel la baroclinie d’altitude est augmentée (en rouge) montrent que les plus grandes échelles sont plus instables et les petites échelles moins instables quand la baroclinie d’altitude augmente. Cela peut facilement s’interpréter en termes d’extension verticale. Les ondes de plus petite échelle ayant une faible extension verticale puisent leur énergie à partir des deux niveaux adjacents qui ont des gradients de PV de l’écoulement de base de signes opposés, c’est-à-dire 2 et 3. Elles voient ainsi leur taux de croissance diminuer puisque le gradient du niveau 2 diminue et celui du niveau 3 reste inchangé. En revanche, les plus grandes échelles n’étant pas limités par leur extension verticale, elles peuvent extraire l’ensemble de l’énergie potentielle disponible dans l’écoulement qui augmente avec l’augmentation de la baroclinie d’altitude et



deviennent donc plus instables. C'est donc l'augmentation de la distance moyenne entre des gradients de signes opposés qui stabilise les petites échelles. A l'inverse, si on augmente la baroclinie des basses couches, les deux gradients adjacents et de signes opposés augmentent et donc les petites échelles deviennent plus instables tandis que les grandes échelles deviennent également plus instables puisque là aussi on augmente l'énergie potentielle disponible. Les deux types de baroclinie jouent donc des rôles différents mais il est bon de rappeler que les rôles pourraient s'inverser dans le cas où le niveau critique serait situé entre les niveaux 1 et 2, ce qui bien entendu n'est pas le cas pour la troposphère actuelle.

Pour conclure, une augmentation de l'échelle spatiale des ondes peut se produire en raison de l'augmentation des gradients horizontaux de température dans la haute troposphère. Cette étude analytique fournit une nouvelle interprétation de l'augmentation de l'échelle spatiale des ondes diagnostiquée dans les scénarios du changement climatique qui diffère de l'argument reposant sur la stratification de Kidston et al. (2010) puisque les rayons de déformation sont constants dans notre modèle. A noter qu'une étude des modes normaux instables dans le cadre du GCM simple PUMA donne qualitativement les mêmes évolutions des taux de croissance en fonction des longueurs d'onde que dans le modèle QG à 3 niveaux.

#### 4.4.3 Interprétations du déplacement vers les pôles des jets

Deux études ont interprété dynamiquement le rôle joué par les plus grandes échelles dans le déplacement vers les pôles des jets (Kidston et al. 2011, Rivière 2011) mais les deux mécanismes proposés diffèrent largement. Dans le premier, l'argument repose sur l'identification des zones d'excitation effective des ondes baroclines, c'est-à-dire les zones où l'excitation des ondes est plus importante que leur dissipation. Les zones d'excitation effective sont les zones à partir desquelles l'énergie se propage et correspondent donc aux régions de convergence des flux de quantité de mouvement puisque la vitesse de groupe méridienne est du signe opposé au flux de quantité de mouvement pour les ondes de Rossby. L'accélération zonale a donc lieu aux latitudes où il y a excitation effective. Dans le cas du réchauffement climatique, on peut raisonnablement penser que les zones d'excitation (les zones baroclines) ne changent pas tandis que les zones de dissipation qui sont fortement conditionnées par la position des latitudes critiques vont s'écarter du coeur des jets puisque de plus grandes échelles ont des vitesses de phases  $c_\varphi - u = -\bar{q}_y/K^2$  plus fortement négatives qui entraînent un élargissement des zones où  $u - c_\varphi > 0$ . Il résulte un élargissement des zones d'excitation effective mais de manière plus importante du côté polaire des jets car c'est là où les zones d'excitation et de dissipation sont proches l'une de l'autre. Dit autrement, les zones de déferlement cyclonique devrait se déplacer plus vers les pôles et accélérer les jets plus vers les pôles.

L'argument fourni par Rivière (2011) repose quant à lui sur la différence dans la nature du déferlement en fonction des longueurs d'onde qui a été détaillée dans le chapitre

précédent. Avec l'accroissement de la baroclinie d'altitude, les grandes échelles deviennent plus instables, elles déferlent de manière anticyclonique plus fortement, c'est-à-dire que les flux de quantité de mouvement sont plus fortement positifs. A l'inverse, les plus petites échelles devenant moins instables, elles sont moins à même de pousser le jet vers l'équateur. Ceci a été vérifié pour l'évolution nonlinéaire des modes normaux instables du modèle PUMA. Il est bon de se rappeler que le modèle QG à 3 niveaux sur plan  $f$  ou  $\beta$  ne peut pas générer d'asymétrie dans les modes normaux et n'est donc pas utile dans l'analyse des déplacements latitudinaux des jets.

Toujours dans le but de vérifier le rôle de la baroclinie de la haute troposphère, des simulations longues (6 ans) de PUMA ont été effectuées et forcées par une relaxation en température. Les résultats de deux simulations sont présentées ici, l'une forcée par la température de rappel de Held et Suarez (1994) et dite simulation de contrôle et l'autre pour laquelle la température de rappel est augmentée dans la haute troposphère tropicale (figure 4.14e) et qu'on appelle la simulation modifiée. La figure 4.14f montre effectivement un net déplacement des jets vers les pôles dans le cas modifié puisque le noeud des anomalies de vent se trouve au niveau du maximum du vent de la simulation de contrôle. L'énergie des perturbations augmente globalement car les anomalies positives sur la figure 4.15c ont de plus fortes amplitudes que les anomalies négatives. Cependant, la structure dipolaire des anomalies indique une décroissance de l'énergie des petites ondes et une forte croissance de l'énergie des grandes ondes de manière similaire aux simulations des modèles couplés IPSL et CNRM (figures 4.15a et b).

Pour conforter l'interprétation, les flux de quantité de mouvement haute fréquence ont été calculés dans les régions de déferlement cyclonique et anticyclonique pondérés par leur fréquence d'occurrence pour les simulations couplées IPSL et CNRM ainsi que pour les deux simulations PUMA (figure 4.17). Les flux orientés vers les pôles dans les régions anticycloniques augmentent significativement de la simulation de contrôle à la simulation modifiée tandis que les flux vers l'équateur dans les régions cycloniques diminuent légèrement (figure 4.17c). Cette caractéristique est essentiellement liée à une augmentation des flux orientés vers les pôles pour chaque déferlement anticyclonique mais aussi à une baisse relative de fréquence d'occurrence des déferlements cycloniques par rapport aux déferlements anticycloniques ce qui supporte l'interprétation fournie par Rivière (2011) et moins celle proposée par Kidston et al. (2011). Dans les simulations couplées CNRM (figure 4.17a), il n'y a aucun changement dans les flux orientés vers l'équateur tandis que les flux vers les pôles augmentent. Dans les simulations couplées IPSL (figure 4.17b) et l'hémisphère nord, il n'y a pas de modification des flux ce qui est logique avec le non déplacement des jets. Dans l'hémisphère sud, il y a à la fois augmentation des flux vers les pôles et des flux vers l'équateur mais on montre que le pourcentage de croissance des flux vers les pôles est deux fois supérieur à celui des flux vers l'équateur. Ainsi, le biais vers le déferlement anticyclonique est marqué dans chaque cas où le jet se déplace vers les pôles.

D'autres simulations de PUMA montrent facilement qu'une diminution de la baroclinie

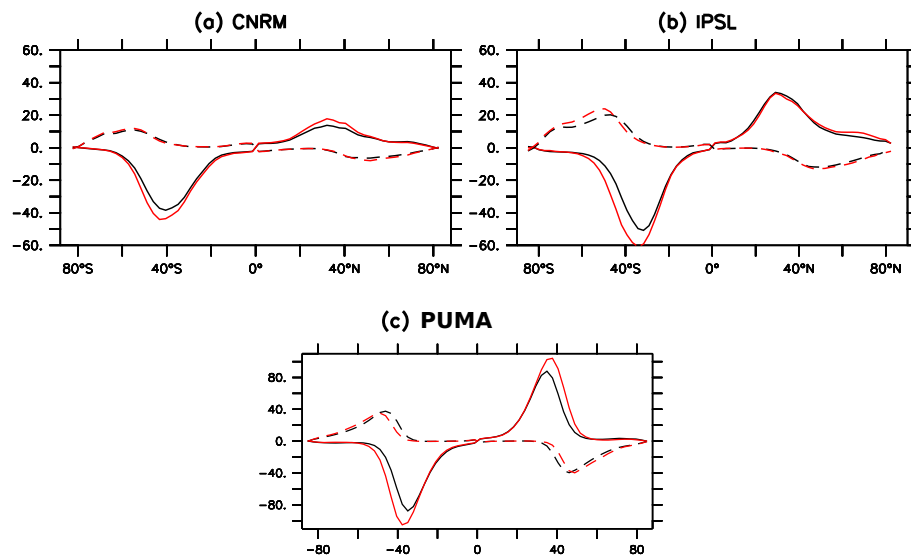


FIG. 4.17 – Flux de quantité de mouvement haute fréquence (périodes inférieures à 10 jours, unité :  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) moyennés dans les régions de déferlement anticyclonique (traits pleins) et cyclonique (traits tiretés) et pondérés par leurs fréquences de déferlements respectifs pour (a), (b) les périodes 1980-1999 (ligne noire) et 2080-2099 (ligne rouge) des runs CNRM et IPSL respectivement et (c) le run de contrôle de PUMA (ligne noire) et le run modifié de PUMA avec augmentation des températures de la haute troposphère tropicale (ligne rouge). Tiré de Rivière (2011).

des basses couches, qui rappelle ce qui se produit dans les scénarios de l'hiver boréal, induit un déplacement vers l'équateur des jets et une décroissance de l'énergie cinétique sans sélection d'échelle ce qui est consistant avec les simulations aquaplanètes de Kodama et Iwasaki (2009). Celle-ci s'accompagne d'une diminution des flux vers les pôles ainsi que des flux vers l'équateur mais comme les flux vers les pôles ont de plus forte amplitude en générale, leur diminution est plus forte que les flux vers l'équateur entraînant ainsi un déplacement vers l'équateur des jets. Pour conclure, l'étude de Rivière (2011) met en évidence le rôle séparé que joue la baroclinie d'altitude et la baroclinie des basses couches. L'augmentation des deux baroclinies induit chacune un déplacement vers les pôles des jets ; la baroclinie d'altitude crée une sélection d'échelle qui favorise le déferlement anticyclonique au détriment du déferlement cyclonique tandis que la baroclinie des basses couches augmente l'énergie cinétique de toutes les échelles mais, comme le déferlement anticyclonique domine en général, cela induit également un déplacement vers le pôle.

D'autres facteurs et mécanismes ont été proposés pour expliquer le déplacement des jets vers les pôles. Lorenz et DeWeaver (2007) montrent qu'une augmentation de la hauteur de la tropopause peut en être la cause sans pour autant proposer de mécanisme. Chen et al. (2008) et Lu et al. (2008) suggèrent que l'intensification des vents d'altitude pourrait engendrer une croissance des vitesses de phase et donc un déplacement vers les pôles des

latitudes critiques subtropicales. A noter que cette façon d’argumenter est très proche de celle de Kidston et al. (2011) mais aboutit pourtant à une conclusion bien différente. Enfin, l’augmentation de la stabilité statique dans les zones subtropicales pourrait diminuer la génération des ondes baroclines du côté équatorial des jets, poussant ainsi les zones d’excitation et les jets vers les pôles (Lu et al. 2008, Lu et al. 2010).

L’avantage de l’explication proposée par Rivière (2011) est qu’elle présente une théorie unifiée car elle fournit également une explication aux déplacements des jets troposphériques vers les pôles qui a eu lieu dans la seconde moitié du 20ème siècle dans l’hémisphère sud. Comme le montrent Polvani et al. (2011), c’est la décroissance de l’ozone dans la haute troposphère et la basse stratosphère polaire qui est le responsable principal du déplacement observé des jets austraux et non pas l’augmentation des gaz à effet de serre. Le trou d’ozone est responsable d’une décroissance de la température dans la haute troposphère polaire qui tend à augmenter la baroclinie d’altitude tout comme le réchauffement de la haute troposphère tropicale par les gaz à effet de serre. Ainsi l’augmentation de la baroclinie d’altitude pourrait-elle expliquer également le déplacement observé des jets austraux. En revanche, cela ne peut expliquer le déplacement plus marqué dans les scénarios du climat futur dans l’hémisphère sud puisqu’on s’attend à un recouvrement du trou d’ozone. De ce point de vue, il n’est pas sûr que la dynamique du recouvrement ait été bien simulée dans les scénarios CMIP3 et semble important à vérifier dans les futurs scénarios.

## 4.5 Synthèse et perspectives

Le but du présent chapitre était de montrer qu’une meilleure connaissance des différents facteurs influençant la nature du déferlement des ondes synoptiques permettait de mieux comprendre la variabilité basse fréquence de l’atmosphère du climat présent mais également les différences entre climat présent, passé et futur.

L’analyse de la dynamique des régimes de temps sur l’Atlantique nord a d’abord permis d’illustrer la rétroaction positive mise en évidence dans le chapitre 3 puisque un régime de temps se caractérise par un ”eddy-driven jet“ qui s’écarte de sa position climatologique à chaque longitude. Si celle-ci est plus au sud que d’habitude elle est renforcée par le déferlement cyclonique et si elle est plus au nord par le déferlement anticyclonique. Cette représentation est en quelque sorte la vision en termes de déferlement du maintien bien connu par les rails des dépressions des régimes de temps mis en évidence par Lau (1988) et Vautard et al. (1988) par exemple. En revanche, les déferlements peuvent être également à l’origine de transition entre régimes comme c’est le cas pour le passage de blocage en anticyclone groenlandais. L’une des raisons pour lesquelles cela n’avait pas été mis en évidence avant est que la plupart des études des années 80 et 90 sur la rétroaction des dépressions reposait sur les termes nonlinéaires produits de composante haute fréquence avec elles-mêmes. Or, il s’avère que lors d’un déferlement, les produits croisés basse fréquence sont même plus importants dans l’anticipation du futur régime que les

termes croisés haute fréquence. Ceci est d'autant plus déroutant qu'un déferlement est censé d'abord représenter une anomalie qui se projette sur la haute fréquence et ensuite sur la basse fréquence. Cet aspect reste à éclaircir dans de futures études.

Les facteurs influençant les différents types de déferlement ont été utilisés également pour étudier les différences de climatologies et de variabilité basse fréquence entre différents climats. L'amplification des variations latitudinales des jets dépend en grande partie de celle de la baroclinie à l'entrée des rails des dépressions. Une baroclinie de basse latitude favorise le déferlement cyclonique et la formation d'un jet zonal tandis qu'une baroclinie de haute latitude favorise le déferlement anticyclonique qui crée ainsi un jet orienté sud-ouest nord-est. En raison de la haute topographie des calottes glaciaires, les fluctuations de la baroclinie sont fortement diminuées au LGM ce qui expliquerait les plus faibles fluctuations latitudinales des "eddy-driven jets" et des oscillations plus caractérisées par des accélérations / décélérations des jets. Il sera bien évidemment important de confirmer ces résultats avec les nouvelles simulations couplées du LGM mais également en faisant des études systématiques idéalisées incorporant différents types de topographie. Il s'agira en particulier d'analyser le rôle de la topographie dans la perte d'efficacité des ondes à extraire de l'énergie potentielle disponible ainsi que dans les fluctuations basse fréquence plus en aval. Cela aura un intérêt non seulement pour le LGM mais également pour comprendre la différence de comportement entre le Pacifique nord et l'Atlantique nord du climat présent.

Les scénarios du climat futur nous ont permis d'illustrer l'importance de l'échelle spatiale des ondes dans la détermination du déferlement et son action sur les "eddy-driven jets". Cependant, le mécanisme proposé n'est pas censé être l'unique facteur participant au déplacement vers les pôles des jets. De plus, ce déplacement doit être pris avec prudence car comme le montre la simulation IPSL dans l'hémisphère nord, bien qu'il y ait une augmentation de la baroclinie d'altitude, elle ne se traduit pas forcément par un déplacement vers les pôles des jets. D'autres mécanismes pourraient être en compétition notamment, l'effet direct de la vapeur d'eau qui rappelle encore aurait tendance à amplifier les cyclones au détriment des anticyclones, donc à favoriser le déferlement cyclonique (Orlanski 2003, Laine et al. 2009) ce qui aboutirait à l'effet inverse sur les jets. Enfin, la prudence doit être de mise également quant à la capacité des modèles IPCC à représenter jusqu'à présent les effets liés à l'ozone et notamment le recouvrement du trou d'ozone dans l'hémisphère sud qui aurait tendance à ramener les jets vers l'équateur.



# Conclusions et perspectives

A l'heure du développement de modèles de plus en plus sophistiqués et de simulations climatiques comprenant de plus en plus d'interactions entre les différentes composantes du système terre, et à l'heure où la modélisation des phénomènes est devenue tristement prioritaire devant leur compréhension, l'objectif principal du présent manuscrit a été de montrer l'intérêt d'aborder les problèmes de processus par une hiérarchie de modèles allant du plus simple au plus complexe. Le modèle le plus simple possible est nécessaire pour savoir si tel paramètre est capable à lui tout seul de rendre compte du phénomène escompté et le modèle sophistiqué permet de valider si l'effet de ce même paramètre est bien le principal pour expliquer le phénomène en question lorsque toutes les autres composantes du système terre sont incluses.

Les études d'instabilités, qu'elles soient modales ou non, sont caduques pour rendre compte de la complexité du cycle de vie des dépressions réelles. Celui-ci dépend en grande partie de l'interactions nonlinéaires entre des anomalies d'amplitude finie évoluant dans un environnement de grande échelle spatialement complexe. Le chapitre 2 a montré que le modèle QG à deux couches de Phillips (ou tout autre équivalent comme le modèle d'Eady) était le modèle le plus simple pour reproduire en grande partie ces interactions nonlinéaires et notamment la phase de traversée du courant-jet par les dépressions. Si il est vrai que les études d'instabilité ont donc fait leur temps pour un certain nombre de problèmes, il ne faut pas généraliser trop vite et rejeter systématiquement cette approche par pur dogmatisme. Avec l'apparition de nouvelles problématiques, notamment celles liées au réchauffement climatique, on s'aperçoit que certaines études simples de modes normaux n'ont pas été abordées. L'effet de la baroclinie d'altitude étudié dans le cadre du modèle QG à 3 couches sur plan  $f$  en est une parfaite illustration. Ou encore les différences de structures entre modes normaux créées par des jets localisés à différentes latitudes dans le cadre des équations primitives sont également révélatrices de certaines asymétries fines qui existent déjà dans le cadre linéaire. Ces nuances dans les structures des petites perturbations s'accroissent au cours de leur évolution nonlinéaire et permettent ainsi de mieux comprendre la rétroaction des ondes baroclines sur l'écoulement de base au cours des différentes phases des téléconnexions. Les modes normaux peuvent donc être encore utiles pour comprendre l'influence d'un paramètre donné et sont sans aucun doute le premier niveau de compréhension et de vérification du rôle joué par ce dit paramètre.

Suivant le même état d'esprit qui consiste à vouloir reproduire un phénomène observé dans le cadre numérique le plus simple possible, voici les différentes perspectives ouvertes par le présent travail :

- Reproduire dans un cadre idéalisé certaines régions de forte croissance des dépressions comme les régions baroclines critiques. Le modèle le plus simple devrait être le modèle semi-géostrophique à tourbillon potentiel uniforme en présence de régions confluentes et diffluentes. Cette approche permettrait notamment de reproduire de la manière la plus simple possible le scénario de la phase de croissance explosive des

tempêtes de Noël 1999.

- Aborder un certain nombre de processus internes aux dépressions qui restent encore mal connus comme la redistribution d'énergie cinétique au sein même des tempêtes. Il s'agit d'analyser le lien qui pourrait exister entre l'accumulation d'énergie cinétique à l'échelle synoptique décrite dans le chapitre deux et l'occurrence de rafales de vent à méso-échelle. Quels sont les effets purement adiabatiques et ceux intrinsèquement liés aux processus humides ? L'approche menée consistera à manipuler un modèle numérique à échelle fine (MESO-NH ou AROME) dans des configurations idéalisées.
- En lien avec le précédent point, il s'agira également d'aborder l'impact des processus humides dans la propagation des erreurs le long des trains d'ondes de Rossby. Ceci fait l'objet d'un axe de recherche privilégié de THORPEX et permettra une collaboration accrue avec les équipes européennes notamment dans le cadre d'une future campagne de mesure (T-NAWDEX).
- Etudier l'effet des forts gradients de SSTs sur le cycle de vie des dépressions. Depuis quelques années, les interactions air-mer aux latitudes moyennes connaissent un regain d'intérêt. Il a été récemment montré (Minobe et al. 2008) que les fronts de SST des latitudes moyennes (comme les courants océaniques de bord Ouest) ont une influence substantielle dans la troposphère, en localisant spatialement le rail des dépressions. Dans le cadre de l'ANR ASIV coordonnée par Guillaume Lapeyre et financée de 2012 à 2014, des simulations numériques couplées océan-atmosphère à haute résolution seront effectuées dans des configurations idéalisées. Un point particulier à analyser sera le rôle de ces fronts de SSTs dans leur capacité à stimuler l'activité des bandes transporteuses chaudes au sein des dépressions.
- Aborder certains aspects de la variabilité basse fréquence de l'atmosphère encore mal connus dans un cadre QG ou PE sec comme par exemple, l'impact du Pacifique nord sur la NAO. Un facteur clé qui détermine en grande partie la façon dont vont déferler les ondes sur l'Atlantique est lié à l'effet amont qu'exerce les ondes venant du Pacifique comme cela a été suggéré par Rivière et Orlanski (2007). Ce sont les propriétés des ondes venant du Pacifique et entrant dans le bassin Atlantique qui déterminent leur déferlement et ensuite la rétroaction sur l'écoulement de grande échelle dans ce domaine. Ce couplage entre les rails de dépressions Pacifique et Atlantique a parallèlement été décrit par Chang et al. (2002b) ou Franzke et al. (2004) mais sa nature exacte est encore mal connue. Le but de la thèse de Marie Drouard, qui a commencé en octobre 2011 et encadrée par moi-même et Philippe Arbogast de l'équipe RECYF, consiste donc à mieux comprendre cette interaction complexe entre les deux rails de dépressions Pacifique et Atlantique.
- Mieux comprendre la différence entre l'Atlantique nord et le Pacifique nord en période hivernale sur plusieurs aspects. Le Pacifique a une baroclinie plus forte mais une activité synoptique finalement de même amplitude voire plus faible que l'Atlantique. De plus, le Pacifique est caractérisé par des accélérations / décélérations de



son jet, tandis que l'Atlantique par des fluctuations latitudinales. Cette différence semble provenir en grande partie de la différence d'intensité des cellules de Hadley dans les deux domaines océaniques comme cela a été suggéré par Eichelberger et Hartmann (2007). Ces différents aspects sont actuellement revisités par Clio Michel dans des simulations d'une version aquaplanète du modèle ARPEGE.

- Approfondir notre compréhension du cadre dans lequel les ondes synoptiques permettent la transition d'un régime à un autre. L'article de Michel et Rivière (2011) issu de la thèse de Clio Michel suggère qu'il existe des précurseurs de grande échelle, comme les trains d'ondes planétaires déclenchés par la convection tropicale, qui favoriseraient ensuite l'occurrence d'un certain type de déferlement pour aboutir à la transition de régime. Mais d'autres précurseurs de grande échelle n'ont pas été abordés comme celui de la stratosphère. Le stage de master de Stéphane Beck suggère que le passage rapide en phase négative de la NAO en décembre 2009, qui a abouti à un hiver 2009-2010 très froid en Europe, est lié à un ou deux déferlements cycloniques qui seraient eux-même favorisés par des réchauffements stratosphériques soudains. Ce type de scénario en deux temps, d'abord un précurseur de grande échelle qui favoriserait ensuite l'occurrence d'un précurseur synoptique pour terminer la transition, devrait être abordé dans des configurations numériques simples à l'avenir.
- Enfin, étudier différents aspects du réchauffement climatique à partir d'une hiérarchie de modèles. L'interprétation dynamique proposée par Rivière (2011) reste à être confirmée. Il sera important de déterminer pourquoi El Nino qui tend également à réchauffer la haute troposphère tropicale aboutit à un déplacement vers l'équateur des jets alors que le réchauffement de la haute troposphère tropicale dans les scénarios du 21ème siècle s'accompagne d'un déplacement vers les pôles. L'explication semble résider dans la largeur du réchauffement ; pour El Nino, les gradients de température s'accroissent dans les régions subtropicales alors que pour le réchauffement climatique cela se passe aux moyennes latitudes. Cette hypothèse reste en tous les cas à confirmer. De plus, pour conforter le mécanisme proposé, il faudra vérifier un certain nombre de corrélations dans les simulations CMIP5, notamment entre l'augmentation de la baroclinie d'altitude, l'augmentation de la distance verticale entre gradients de PV de signes opposés, l'augmentation de l'échelle spatiale des ondes baroclines et enfin le déplacement vers les pôles des jets.



# Liste des acronymes

**AAO** Antarctic Oscillation

**ANR** Agence Nationale de la Recherche

**AO** Arctic Oscillation

**ARPEGE** Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle (modèle global de Météo-France)

**BcCR** “Baroclinic critical region” ou Région Barocline Critique

**BtCR** “Barotropic critical region” ou Région Barotrope Critique

**CEPMMT** Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme

**CMIP3** or **CMIP5** Coupled Model Intercomparison Project Phase 3 or 5

**CNRM/GAME** Centre National de Recherches Météorologiques / Groupe d’études de l’Atmosphère Météorologique

**DJF** Décembre-Janvier-Février

**EGU** European Geophysical Union

**ENM** Ecole Nationale de la Météorologie

**ENSO** El Nino Southern Oscillation

**EOF** Empirical Orthogonal Functions

**FASTEX** Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment

**GCM** General Circulation Model

**GFDL** Geophysical Fluid Dynamics Laboratory

**GFD** Geophysical Fluid Dynamics

**INSU** Institut National des Sciences de l’Univers

**IPCC** Intergovernmental Panel on Climate Change

**IPSL** Institut Pierre Simon Laplace

**JJA** Juin-Juillet-Août

**LEFE/IDAO** Les Enveloppes Fluides et l’Environnement/Interactions et Dynamique de l’Atmosphère et l’Océan

**LGM** Last Glacial Maximum

**LMD** Laboratoire de Météorologie Dynamique

**M2OASC** Master 2ème année Océan, Atmosphère et Surfaces Continentales

**MJO** Madden-Julian Oscillation

<b>NAO</b>	North Atlantic Oscillation
<b>NCAR</b>	National Center for Atmospheric Research
<b>NCEP</b>	National Centers for Environmental Prediction
<b>NPO</b>	North Pacific Oscillation
<b>OLR</b>	Outgoing Long-wave Radiation.
<b>PE</b>	“Primitive Equations” ou équations primitives.
<b>PMIP</b>	Paleoclimate Modelling Intercomparison Project.
<b>PNA</b>	Pacific North-American teleconnexion
<b>POI</b>	Période d’Observation Intensive
<b>PUMA</b>	Portable University Model of the Atmosphere
<b>PV</b>	“Potential Vorticity” ou tourbillon potentiel.
<b>QG</b>	Quasi-Géostrophique
<b>SG</b>	Semi-Géostrophique
<b>SST</b>	Sea Surface Temperature
<b>SW</b>	“Shallow Water” ou équations de Saint Venant
<b>THORPEX</b>	The Observing System Research and Predictability Experiment
<b>T-NAWDEX</b>	THORPEX-North Atlantic Waveguide and Downstream impact Experiment
<b>WKBJ</b>	Wentzel, Kramers, Brillouin, Jeffreys

# Liste des notations

## Paramètres

$a$  rayon de la terre

$f$  paramètre de Coriolis

$\beta = \partial_y f$  paramètre beta

$N$  fréquence de Brunt Väisälä

$R_d$  rayon de déformation de Rossby

$R$  constante spécifique de l'air sec

$C_p$  chaleur spécifique de l'air sec à pression constante

$\theta_R$  température potentielle de référence (fonction de la pression)

$p_s$  pression de surface

$h = R/p(p/p_s)^{R/C_p}$  paramètre variant avec la pression

$s = \sqrt{-h \frac{\partial \theta_R}{\partial p}}$  paramètre de stratification

## Opérateurs

$\bar{x}$  moyenne temporelle de  $x$  ou champ  $x$  de l'écoulement de base pour les simulations.

$x'$  anomalie temporelle de  $x$  ou champ  $x$  de la perturbation dans les simulations

$[x]$  moyenne zonale de  $x$

$x^*$  anomalie zonale de  $x$

$x_m$  composante basse fréquence de l'écoulement (typiquement périodes supérieures à une semaine)

$x_L$  anomalie basse fréquence (typiquement périodes supérieures à une semaine), c'est-à-dire la composante basse fréquence de l'écoulement moins la climatologie ( $x_L = x_m - \bar{x}$ )

$x_H$  composante haute fréquence de l'écoulement (typiquement périodes inférieures à une semaine), i.e  $x_H = x - x_m$

## Variables

$\varphi$  latitude

$\lambda$  longitude

$q$  vorticité potentielle

$\psi$  fonction de courant

$\Phi$  géopotentiel

$\theta$  température potentielle

$T$  température

$u$  vitesse zonale

$v$  vitesse méridienne

$\omega$  vitesse oméga (coordonnées pression)

$\eta$  vorticité absolue

# Liste des modèles et données météorologiques utilisées

*Entre parenthèses, les articles utilisant le modèle ou le type de donnée en question.*

## Modèles

- Modèle quasi-géostrophique barotrope sur plan  $f$  ou plan  $\beta$  (Gilet et al. 2009, Oruba et al. 2011).
- Modèle quasi-géostrophique barotrope sur la sphère (Rivière 2008).
- Modèle quasi-géostrophique à 2 niveaux sur plan  $f$  ou plan  $\beta$  (Gilet et al. 2009).
- Modèle quasi-géostrophique à 3 niveaux sur plan  $f$  ou plan  $\beta$  (Rivière 2011).
- Modèle quasi-géostrophique à 3 niveaux sur la sphère de Marshall et Molteni (1993) (Rivière 2009).
- Modèle régional nonhydrostatique du GFDL (ZETAC) adapté à un domaine atlantique étendu (Rivière et Orlanski 2007).
- Modèle simple aux équations primitives sur la sphère PUMA de Fraedrich et al. (2005) (Rivière 2009, Rivière 2011).
- Sorties de modèles de climat (ARPEGE et LMDZ essentiellement) (Rivière et al. 2010a, Rivière 2011).
- Modèle global ARPEGE opérationnel (Rivière et al. 2010b).

## Données météorologiques analysées ou réanalysées

- Données réanalysées de FASTEX avec le modèle ARPEGE (Rivière et Joly 2006a).
- Données issues de l'analyse ARPEGE opérationnelle (Rivière et Joly 2006b, Rivière et al. 2010b)
- Données ERA40 (Rivière 2008, Rivière et al. 2010a, Rivière 2010, Michel et Rivière 2011).
- Données ERAinterim.
- Données NCEP-NCAR (Rivière et Orlanski 2007).

## Références

- Adem, J., 1956** : A series solution for the barotropic vorticity equation and its application in the study of atmospheric vortices. *Tellus*, **8**, 364–372.
- Akahori, K. et S. Yoden, 1997** : Zonal flow vacillation and bimodality of baroclinic eddy life cycles in a simple global circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2349–2361.
- Altenhoff, A. M., O. Martius, M. Croci-Maspoli, C. Schwierz, et H. C. Davies, 2008** : Linkage of atmospheric blocks and synoptic-scale Rossby waves : a climatological study. *Tellus*, **60A**, 1053–1063.
- Andrews, D. G. et M. E. McIntyre, 1976** : Planetary waves in horizontal and vertical shear : the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031–2048.
- Arbogast, P., K. Maynard, et F. Crepin, 2008** : Ertel potential vorticity inversion using a digital filter initialization method. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1287–1296.
- Arbogast, Ph.**, “L’inversion du tourbillon potentiel : méthodologie, application à l’étude des interactions non-linéaires dans la formation des dépressions météorologiques.” Thèse de doctorat, Doctorat de l’Université P. Sabatier, Toulouse **1998**. 229pp.
- , **2004** : Frontal wave development by interaction between a front and a cyclone : application to the FASTEX IOP 17. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 1675–1696.
- Ayrault, F.**, “Environnement, structure et évolution des dépressions météorologiques : réalité climatologique et modèles types.” Thèse de doctorat, Doctorat de Université P. Sabatier, Toulouse **1998**. 328pp.
- **et A. Joly, 2000a** : L’origine des dépressions météorologiques sur l’Atlantique : nouvelle perspective climatologique. *Compte-Rendus à l’Académie des Sciences, Sciences de la Terre et des planètes*, **330**, 173–178.
- **et** ———, **2000b** : Une nouvelle typologie des dépressions météorologiques : classification des phases de maturation. *Compte-Rendus à l’Académie des Sciences, Sciences de la Terre et des planètes*, **330**, 167–172.
- Baehr, Ch., B. Pouponneau, F. Ayrault, et A. Joly, 1999** : Dynamical characterization and summary of the FASTEX cyclogenesis cases. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 3469–3494.
- Balasubramanian, G. et S.T. Garner, 1997a** : The equilibration of short baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2850–2871.
- **et** ———, **1997b** : The role of momentum fluxes in shaping the life cycle of a baroclinic wave. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 510–533.
- Barnston, A. G. et R. E. Livezey, 1987** : Classification, seasonality, and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1083–1126.
- Benedict, J.J., S. Lee, et S.B. Feldstein, 2004** : Synoptic view of the North



- Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 121–144.
- Bishop, C.H. et A.J. Thorpe, 1994a** : Frontal wave stability during moist deformation frontogenesis. Part I. Linear wave dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **51** (6), 852–873.
- et ———, **1994b** : Frontal wave stability during moist deformation frontogenesis. Part II. The suppression of non-linear wave development. *J. Atmos. Sci.*, **51** (6), 874–888.
- Bjerknes, J., 1937** : Theorie der aussertropischen Zyklonenbildung. *Meteorologische Zeitschrift*, **54**, 462–466.
- et **E. Palmén, 1937** : Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents. Case 4 : February 15-17, 1935. *Geofys. Publikasjoner*, **12** (2), 1–62.
- et **H. Solberg, 1922** : Life cycle of cyclones and the polar front theory of atmospheric circulation. *Geofys. Publikasjoner*, **3**, 1.
- Black, R.X. et R.M. Dole, 2000** : Storm-tracks and barotropic deformation in climate models. *J. of Climate*, **13** (15), 2712–2728.
- Blackmon, M.L., 1976** : A climatological spectral study of the 500 mb geopotential height of the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1607–1623.
- , **J.M. Wallace, N.C. Lau, et S.L. Mullen, 1977** : An observational study of the northern hemisphere wintertime circulation. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1040–1053.
- Braconnot, P., B. Otto-Bliesner, S. Harrison, S. Joussaume, J. Y. Peterchmitt, A. Abe-Ouchi, M. Crucifix, E. Driesschaert, Th. Fichefet, C. D. Hewitt, M. Kageyama, A. Kitoh, A. Lâiné, M. F. Loutre, O. Marti, U. Merkel, G. Ramstein, P. Valdes, S. L. Weber, Y. Yu, et Y. Zhao, 2007** : Results of PMIP2 coupled simulations of the Mid-Holocene and Last Glacial Maximum - Part1 : experiments and large-scale features. *Clim. Past*, **3**, 261–277.
- Branstator, G., 1987** : A striking example of the atmosphere's leading travelling pattern. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2310–2323.
- , **1992** : The maintenance of low-frequency atmospheric anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1924–1945.
- , **1995** : Organization of storm track anomalies by recurring low-frequency circulation anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 207–226.
- Brayshaw, D.J., B.J. Hoskins, et M. Blackburn, 2009** : The basic ingredients of the North Atlantic storm track. Part I : land-sea contrast and orography. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 2539–2558.
- Bretherton, F. P., 1966a** : Baroclinic instability and the short wavelength cut-off in terms of potential instability. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **92**, 335–345.
- , **1966b** : Critical layer instability in baroclinic flows. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **92**, 325–334.
- Browning, K. A., Organization of clouds and precipitation in extratropical cyclones**, Vol. : extratropical cyclones, Erik Palmén memorial volume, American Meteorological

- Society,
- \_\_\_\_\_, **2004** : The sting at the end of the tail : Damaging winds associated with extratropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 375–399.
- Buizza, R. et T. N. Palmer, 1995** : The singular-vector structure of the atmospheric global circulation. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1434–1456.
- Cai, M. et H. M. van den Dool, 1994** : Dynamical decomposition of low-frequency tendencies. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2086–2100.
- \_\_\_\_\_, **et M. Mak, 1990** : On the basis of regional cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1417–1442.
- Cassou, C., 2008** : Intraseasonal interaction between the Madden-Julian Oscillation and the North Atlantic Oscillation. *Nature*, **455**, 523–527.
- Chaboureau, J.P. et A.J. Thorpe, 1999** : Frontogenesis and the development of secondary wave cyclones in FASTEX. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 925–940.
- Chang, E.K.M., 1993** : Downstream development of baroclinic waves as inferred from regression analysis. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2038–2053.
- \_\_\_\_\_, **S. Lee, et K.L. Swanson, 2002a** : Storm Track dynamics. *J. of Climate*, **15**, 2163–2183.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, **et Y. Fu, 2002b** : Interdecadal Variations in Northern Hemisphere Winter Storm Track Intensity. *J. of Climate*, **15**, 642–658.
- Charney, J. G., 1947** : The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135–162.
- \_\_\_\_\_, **et D. M. Straus, 1980** : Form-drag instability, multiple equilibria and propagating planetary waves in baroclinic, orographically forced, planetary systems. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1157–1176.
- \_\_\_\_\_, **et J. G. DeVore, 1979** : Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205–1216.
- Charney, J. G. et M.E. Stern, 1962** : On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 159–162.
- Charney, J. G. et P. G. Drazin, 1961** : Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 83–109.
- Chen, G., I.M. Held, et W.A. Robinson, 2007** : Sensitivity of the latitude of the surface westerlies to surface friction. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2899–2915.
- \_\_\_\_\_, **J. Lu, et D.M.W. Frierson, 2008** : Phase speed spectra and the latitude of surface westerlies : interannual variability and global warming trend. *J. of Climate*, **21**, 5942–5959.
- Clark, P. A., K.A. Browning, et C. Wang, 2005** : The sting at the end of the tail : Model diagnostics of fine-scale three-dimensional structure of the cloud head. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 2263–2292.
- Colucci, S. J., 1985** : Explosive cyclogenesis and large-scale circulation changes : implications for atmospheric blocking. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2701–2717.

- \_\_\_\_\_ et T. L. Alberta, 1996 : Planetary-scale climatology of Explosive cyclogenesis and blocking. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2509–2520.
- Croci-Maspoli, M., C. Schwierz, et H. C. Davies, 2007 : Atmospheric blocking : space-time links to the NAO and PNA. *Clim. Dyn.*, **29**, 713–725.
- \_\_\_\_\_ et H. C. Davies, 2009 : Key dynamical features of the 2005/2006 European winter. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 664–678.
- Crum, F. X. et D. E. Stevens, 1988 : A case study of atmospheric blocking using isentropic analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 223–241.
- Dacre, H. F. et S. L. Gray, 2006 : Life-cycle simulations of shallow frontal waves and the impact of deformation strain. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **132**, 2171–2190.
- Danard, M. B., 1964 : On the influence of released latent heat on cyclone development. *J. Appl. Met.*, **3**, 27–37.
- Davey, M.K., 1977 : Baroclinic instability in a fluid with three layers. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1224–1234.
- Davies, H. C., Ch. Schär, et H. Wernli, 1991 : The palette of fronts and cyclones within a baroclinic wave development. *J. Atmos. Sci.*, **48** (14), 1666–1689.
- Descamps, L., D. Ricard, A. Joly, et P. Arbogast, 2007 : Is a real cyclogenesis case explained by generalized linear baroclinic instability? *J. Atmos. Sci.*, **64** (12), 4287–4308.
- Desroziers, G., G. Hello, et J.N. Thépaut, 2003 : A 4D-Var re-analysis of the FASTEX experiment. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129** (589), 1301–1316.
- Deveson, C. L., K. A. Browning, et T. D. Hewson, 2002 : A classification of FASTEX cyclones using a height-attributable quasi-geostrophic vertical-motion diagnostic. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128**, 93–117.
- Donohoe, A. et D. S. Battisti, 2009 : Causes of reduced North Atlantic storm activity in a CCSM3 simulation of the Last Glacial Maximum. *J. of Climate*, **22**, 4793–4808.
- Eady, E.T., 1949 : Long-waves and cyclone waves. *Tellus*, **1** (3), 33–52.
- Eckhardt, S., A. Stohl, H. Wernli, P. James, C. Fortster, et N. Spichtinger, 2004 : A 15-year climatology of warm conveyor belts. *Journal of Climate*, **17**, 218–237.
- Edmon, H. J., B. J. Hoskins, et M. E. McIntyre, 1980 : Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616.
- Eichelberger, S. J. et D.L. Hartmann, 2007 : Zonal jet structure and the leading mode of variability. *J. of Climate*, **20**, 5149–5150.
- Eliassen, A. et E. Kleinschmidt, *Dynamic Meteorology*, Vol. 48 of *Handbuch der physic*, Berlin : Springer-Verlag,
- \_\_\_\_\_ et E. Palm, 1961 : On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, **22**, 1–23.
- Emanuel, K. A., M. Fantini, et A. J. Thorpe, 1987 : Baroclinic instability in an

- environment of small stability to slantwise moist convection. Part I : two-dimensional models. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1559–1573.
- Ertel, H., 1942** : Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Meteorologische Zeitschrift*, **59**, 271–281.
- Espy, J.P., 1841** : *The philosophy of storms*.
- Farrell, B.F., 1982** : The initial growth of disturbances in a baroclinic flow. *J. Atmos. Sci.*, **39** (8), 1663–1686.
- , **1984** : Modal and non-modal baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **41** (4), 668–673.
- , **1989** : Transient development in confluent and diffluent flow. *J. Atmos. Sci.*, **46** (21), 3279–3288.
- **et P.J. Ioannou, 1996a** : Generalized stability theory. Part I : autonomous operators. *J. Atmos. Sci.*, **53** (14), 2025–2040.
- **et** ———, **1996b** : Generalized stability theory. Part II : nonautonomous operators. *J. Atmos. Sci.*, **53** (14), 2041–2053.
- Feldstein, S., 2000** : The timescale, power spectra, and climate noise properties of teleconnection patterns. *J. of Climate*, **13**, 4430–4440.
- , **2002** : Fundamental mechanisms of the growth and decay of the PNA teleconnection pattern. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128**, 775–796.
- , **2003** : The dynamics of NAO teleconnection pattern growth and decay. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 901–924.
- Fraedrich, K., E. Kirk, U. Luksh, et F. Lunkeit, 2005** : The Portable University Model of the Atmosphere (PUMA) : Storm track dynamics and low-frequency variability. *Meteorologische Zeitschrift*, **14** (6), 735–745.
- Franzke, C., S. Lee, et S.B. Felstein, 2004** : Is the North Atlantic Oscillation a breaking wave? *J. Atmos. Sci.*, **61**, 145–160.
- , **S.B. Felstein, et S. Lee, 2011** : Synoptic analysis of the Pacific-North American teleconnection pattern. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 329–346.
- Frederiksen, J. S., 1983** : Disturbances and eddy fluxes in Northern Hemisphere flows : Instability of three-dimensional January and July flows. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 836–855.
- Frierson, D. M. W., 2006** : Robust increases in midlatitude static stability in simulations of global warming. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L24816.
- Fyfe, J.C., G.J. Boer, et G.M. Flato, 1999** : The Arctic and Antarctic Oscillations and their projected changes under global warming. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1601–1604.
- Gall, R., 1976** : Structural changes of growing baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **33** (3), 374–390.
- , **1977** : Some non-quasigeostrophic effects in linear baroclinic waves. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1039–1051.

- Gilet, J-B., M. Plu, et G. Rivière, 2009** : Nonlinear baroclinic dynamics of a surface cyclone crossing a zonal jet. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 3021–3041.
- Gray, S. L. et H.F. Dacre, 2006** : Classifying dynamical forcing mechanisms using a climatology of extratropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **132**, 1119–1137.
- Hall, N.M.J., B. Dong, et P.J. Valdes, 1996** : Atmospheric equilibrium, instability and energy transport at the last glacial maximum. *Clim. Dyn.*, **12**, 497–511.
- , **B. J. Hoskins, P.J. Valdes, et C. A. Senior, 1994** : Storm-tracks in a high-resolution GCM with doubled carbon dioxide. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1209–1230.
- Harrold, T.W., 1973** : Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99**, 232–251.
- Hartmann, D.L., 2000** : The key role of lower-level meridional shear in baroclinic wave life cycles. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 389–401.
- **et P. Zuercher, 1998** : Response of baroclinic life cycles to barotropic shear. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 297–313.
- Held, I.M. et D.G. Andrews, 1983** : On the direction of the eddy momentum flux in baroclinic instability. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 2220–2231.
- **et 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.
- Hello, G. et P. Arbogast, 2004** : Two different methods to correct the initial conditions, potential vorticity modifications and perturbations with sensitivities : an application to the 27 December storm over south of France. *Meteorol. Appl.*, **11**, 1–17.
- Helmholtz, H. Von, 1888** : Über atmosphärische Bewegungen I. *Sitzungsberichte Akad. Wissenschaften Berlin*, **3**, 647–663.
- Hodges, K., 1994** : A general method for tracking analysis and its application to meteorological data. *Mon. Wea. Rev.*, **122** (11), 2573–2586.
- Holland, G., 1983** : Tropical cyclone motion : environmental interaction plus a beta effect. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 328–342.
- Hollingsworth, A., 1975** : Baroclinic instability of a simple flow on the sphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 495–528.
- Hoskins, B. J., 1975** : The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 233–242.
- , **1976** : Baroclinic waves and frontogenesis. Part I : introduction and Eady waves. *J. Atmos. Sci.*, **102**, 103–122.
- , **A. J. Simmons, et D. G. Andrews, 1977** : Energy dispersion in a barotropic atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **103**, 553–567.
- **et N. V. West, 1979** : Baroclinic waves and frontogenesis. Part II : Uniform potential vorticity jet flows - cold and warm fronts. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1663–1680.
- , **I. Draghici, et H. C. Davies, 1978** : A new look at the  $\omega$ -equation. *Quart.*

- J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 31–38.
- , **I. N. James**, et **G. H. White**, **1983** : The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems. *J. Atmos. Sci.*, **40** (7), 1595–1612.
- , **M. E. Mc Intyre**, et **R. W. Robertson**, **1985** : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877–946.
- Hoskins, B.J.** et **M.M. Coutinho**, **2005** : Moist singular vectors and the predictability of some high impact European cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 581–601.
- Hurrell, J. W.**, **1995** : Decadal trends in the North Atlantic Oscillation : regional temperatures and precipitation. *Science*, **269**.
- Illari, L.** et **J. C. Marshall**, **1983** : On the interpretation of eddy fluxes during a blocking episode. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 2232–2242.
- James, I.N.**, **1987** : Suppression of baroclinic instability in horizontally sheared flows. *J. Atmos. Sci.*, **44** (24), 3710–3720.
- et **L.J. Gray**, **1986** : Concerning the effect of surface drag on the circulation of a baroclinic planetary atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 1231–1250.
- Joly, A.** et **A.J. Thorpe**, **1990** : Frontal instability generated by tropospheric potential vorticity anomalies. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **116**, 525–560.
- , **F. Ayrault**, et **S. Malardel**, *Cyclones, Extra-tropical cyclones*, Vol. Encyclopedia of Atmospheric Sciences, Academic Press, vol. 2.
- , **K. A. Browning**, **P. Bessemoulin**, **J.P. Cammas**, **G. Caniaux**, **J.P. Chalon**, **S.A. Clough**, **R. Dirks**, **K. A. Emanuel**, **L. Eymard**, **R. Gall**, **T.D. Hewson**, **P.H. Hildebrand**, **D. Jorgensen**, **F. Lalaurette**, **R.H. Langland**, **Y. Lemaitre**, **P. Mascart**, **J.A. Moore**, **P.O.G. Persson**, **F. Roux**, **M.A. Shapiro**, **C. Snyder**, **Z. Toth**, et **R.M. Wakimoto**, **1999** : Overview of the field phase of the Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment (FASTEX) project. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 3131–3164.
- Joussaume, S.** et **K. Taylor**, **1995** : Status of the Paleoclimate Modeling Intercomparison Project (PMIP). In “Proc. First International AMIP Scientific Conference,” Monterey, CA, WRCF, pp. 425–430.
- Justino, F.**, **A. Timmermann**, **U. Merkel**, et **E. P. Souza**, **2005** : Synoptic reorganization of atmospheric flow during the Last Glacial Maximum. *J. of Climate*, **18**, 2826–2846.
- , ———, ———, et **W. R. Peltier**, **2006** : An initial intercomparison of atmospheric and oceanic climatology for the ICE-5G and ICE-4G models of LGM paleotopography. *J. of Climate*, **19**, 3–14.
- et **W. R. Peltier**, **2005** : The glacial North Atlantic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L21803.

- \_\_\_\_\_ et \_\_\_\_\_, **2008** : Climate anomalies induced by the Arctic and Antarctic Oscillations : Glacial Maximum and Present-Day perspectives. *J. of Climate*, **21**, 459–475.
- Kageyama, M., A. Laine, A. Abe-Ouchi, P. Braconnot, E. Cortijo, M. Crucifix, A. de Vernal, J. Guiot, C. D. Hewitt, A. Kitoh, M. Kucera, O. Marti, R. Ohgaito, B. Otto-Bliesner, W. R. Peltier, A. Rosell-Melé, G. Vettoretti, S. L. Weber, Y. Yu, et MARGO Project Members, 2006** : Last Glacial Maximum temperatures over the North Atlantic, Europe and western Siberia : a comparison between PMIP models, MARGO sea-surface temperatures and pollen-based reconstructions. *Quaternary Sci. Rev.*, **25**, 2082–2102.
- \_\_\_\_\_ et **P.J. Valdes, 2000** : Impact of the North American ice-sheet orography on the Last Glacial Maximum eddies and snowfall. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1515–1518.
- \_\_\_\_\_, **F. D’Andrea, G. Ramstein, et P.J. Valdes, 1999a** : Weather regimes in past climate atmospheric general circulation model simulations. *Climate Dyn.*, **15**, 773–793.
- \_\_\_\_\_, **P.J. Valdes, G. Ramstein, C. Hewitt, et U. Wyputta, 1999b** : Northern hemisphere storm tracks in present day and Last Glacial Maximum climate simulations : a comparison of the European PMIP models. *J. of Climate*, **12**, 742–760.
- Kida, S., 1981** : Motion of an elliptic vortex in a uniform shear flow. *J. Phys. Soc. Japan*, **50**, 3517–3520.
- Kidston, J., G. K. Vallis, S.M. Dean, et J.A. Renwick, 2011** : Can the increase in the eddy length scale under global warming cause the poleward shift of the jet streams? *J. of Climate*, p. in press.
- \_\_\_\_\_, **S.M. Dean, J.A. Renwick, et G. K. Vallis, 2010** : A robust increase in the eddy length scale in the simulation of future climates. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L03806.
- Kodama, C. et T. Iwasaki, 2009** : Influence of the SST rise on baroclinic instability wave activity under an aquaplanet condition. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 2272–2287.
- Kug, J.-S. et F.-F. Jin, 2009** : Left-hand rule for synoptic eddy feedback on low-frequency flow. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L05709.
- Kunz, T., K. Fraedrich, et F. Lunkeit, 2009** : Synoptic scale wave breaking and its potential to drive NAO-like circulation dipoles : a simplified GCM approach. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **135**, 1–19.
- Kushnir, Y., 1987** : Retrograding wintertime low-frequency disturbances over the North Pacific Ocean. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2727–2742.
- Lacarra, J.F. et O. Talagrand, 1988** : Short-range evolution of small perturbations in a barotropic model. *Tellus*, **40A**, 81–95.
- Lackmann, G.M., D. Keyser, et L. F. Bosart, 1997** : A characteristic life cycle of upper-tropospheric cyclogenetic precursors during the experiment on rapidly intensifying cyclones over the Atlantic (ERICA). *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2729–2758.

- Lainé, A., G. Lapeyre, et G. Rivière, 2011** : A quasi-geostrophic model for moist storm-tracks. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 1306–1322.
- , **M. Kageyama, D. Salas-Mélia, A. Voltaire, G. Rivière, G. Ramstein, S. Planton, S. Tyteca, et Y. J. Peterschmitt, 2009** : Northern hemisphere storm tracks during the Last Glacial Maximum in the PMIP2 ocean-atmosphere coupled models : energetic study, seasonal cycle, precipitation. *Climate Dyn.*, **32**, 593–614.
- Lapeyre, G. et I. M. Held, 2004** : The Role of Moisture in the Dynamics and Energetics of Turbulent Baroclinic Eddies. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1693–1710.
- , **P. Klein, et B.L. Hua, 1999** : Does the traceur gradient vector align with the strain eigenvectors in 2D turbulence? *Phys. Fluids A*, **11**, 3729–3737.
- Lau, N.-C., 1988** : Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2718–2743.
- Lee, S., 2000** : Barotropic effects on atmospheric storm-tracks. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1420–1435.
- **et H.-K. Kim, 2003** : The dynamical relationship between subtropical and eddy-driven jets. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1490–1503.
- **et S. Feldstein, 1996** : Two types of wave breaking in an aquaplanet GCM. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 842–857.
- Legras, B. et D. Dritschel, 1993** : Vortex stripping and the generation of high vorticity gradients in two-dimensional flows. *Appl. Sci. Res.*, **51**, 445–455.
- **et M. Ghil, 1985** : Persistent anomalies, blocking and variations in atmospheric predictability. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1164–1181.
- , **T. Desponts, et B. Piguet, 1987** : Cluster analysis and weather regimes. In “Proc. Workshop on the Nature and prediction of extratropical weather systems,” Vol. 2 ECMWF, Reading, Shinfield Park, UK, pp. 123–149.
- Li, C. et D. S. Battisti, 2008** : Reduced Atlantic Storminess during Last Glacial Maximum : Evidence from a Coupled Climate Model. *J. of Climate*, **21**, 3561–3579.
- Lin, S. J. et R. T. Pierrehumbert, 1993** : Is the midlatitude zonal flow absolutely unstable? *J. Atmos. Sci.*, **50**, 505–517.
- Linkin, M.E. et S. Nigam, 2008** : The North Pacific Oscillation - west Pacific teleconnection pattern : mature-phase structure and winter impacts. *J. of Climate*, **21**, 1979–1997.
- Lorenz, D. J. et D. L. Hartmann, 2003** : Eddy-zonal flow feedback in the Northern Hemisphere winter. *J. of Climate*, **16**, 1212–1227.
- **et E. T. DeWeaver, 2007** : Tropopause height and zonal wind response to global warming in the IPCC scenario integrations. *J. Geophys. Res.*, **112**, D10119.
- Lu, J., G. Chen, et D.M.W. Frierson, 2008** : Response of the zonal mean atmospheric circulation to El Nino versus Global Warming. *J. of Climate*, **21**, 5835–5851.



- , ———, et ———, **2010** : The position of the midlatitude storm track and eddy-driven westerlies in aquaplanet AGCMs. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3984–4000.
- Lü, J.-M., S.-J. Kim, A. Abe-Ouchi, Y. Yu, et R. Ohgaito, 2010** : Arctic oscillation during the Mid-Holocene and Last Glacial Maximum from PMIP2 coupled model simulations. *J. of Climate*, **23**, 3792–3813.
- Mak, M. et M. Cai, 1989** : Local barotropic instability. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3289–3311.
- Margules, M., 1903** : Die energie der Stürm. *Jahrbücher der K.-K. Zentralanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus*, pp. 1–26.
- Marshall, J. et F. Molteni, 1993** : Toward a dynamical understanding of planetary-scale flow regimes. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1792–1818.
- Martinez-Alvarado, O., F. Weidle, et S. L. Gray, 2010** : Sting Jets in Simulations of a Real Cyclone by Two Mesoscale Models. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 4054–4075.
- Martius, O., C. Schwierz, et H.C. Davies, 2007** : Breaking waves at the tropopause in the wintertime northern hemisphere : climatological analyses of the orientation and the theoretical LC1/2 classification. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2576–2592.
- Massacand, A.C., H. Wernli, et H.C. Davies, 2001** : Influence of upstream diabatic heating upon an Alpine event of heavy precipitation. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2822–2828.
- Matsuno, T., 1970** : Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871–883.
- McIntyre, M.E. et T.N. Palmer, 1983** : Breaking planetary waves in the stratosphere. *Nature*, (305), 593–600.
- et ———, **1984** : The ‘surf zone’ in the stratosphere. *J. Atmos. Terrest. Phys.*, **46** (9), 825–849.
- McWilliams, J.C. et G.R. Flierl, 1979** : On the evolution of isolated nonlinear vortices. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 1155–1182.
- Merkine, L., 1977** : Convective and absolute instability of baroclinic eddies. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **9**, 129–157.
- Michel, C. et G. Rivière, 2011** : The link between Rossby wave breakings and weather regime transitions. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 1730–1748.
- Michelangeli, P-A. et R. Vautard, 1998** : The dynamics of Euro-Atlantic blocking onsets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 1045–1070.
- , ———, et **B. Legras, 1995** : Weather regimes : recurrence and quasi stationarity. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1237–1256.
- Minobe, S., A. Kuwano-Yoshida, N. Komori, S-P. Xie, et R.J. Small, 2008** : Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature*, **452**, 206–209.
- Mo, K.C. et M. Ghil, 1988** : Cluster analysis of multiple planetary flow regimes. *J. Geophys. Res.*, **93**, 10927–10951.
- Moore, R. W. et M. T. Montgomery, 2005** : Analysis of an Idealized,

- Three-Dimensional Diabatic Rossby Vortex : A Coherent Structure of the Moist Baroclinic Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2703–2725.
- Morel, Y. et J. McWilliams, 1997** : Evolution of isolated interior vortices in the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 727–748.
- Moura, A. D. et P. H. Stone, 1976** : The effects of spherical geometry in baroclinic instability. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 602–616.
- Nakamura, H., M. Nakamura, et J. L. Anderson, 1997** : The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2074–2093.
- Nakamura, N., 1992** : Midwinter Suppression of Baroclinic Wave Activity in the Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **49** (17), 1629–1642.
- , **1993** : Momentum flux, flow symmetry, and the nonlinear barotropic governor. *J. Atmos. Sci.*, **50** (14), 2159–2179.
- **et R.A. Plumb, 1994** : The effects of flow asymmetry on the direction of Rossby wave breaking. *J. Atmos. Sci.*, **51** (14), 2031–2045.
- Namias, J., 1964** : Seasonal persistence and recurrence of European blocking during 1958-1960. *Tellus*, **16**, 394–407.
- Okubo, A., 1970** : Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. *Deep-Sea Res.*, **17**, 445–454.
- Orlanski, I., 1968** : Instability of frontal waves. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 178–200.
- , **2003** : Bifurcation in eddy life cycles : implication for storm-track variability. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 993–1023.
- , **2005** : A new look at the Pacific storm track variability : sensitivity to tropical SSTs and to upstream seeding. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 1367–1390.
- **et E.K.M. Chang, 1993** : Ageostrophic geopotential fluxes in downstream and upstream development of baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 212–225.
- **et J. Sheldon, 1995** : Stages in the energetics of baroclinic systems. *Tellus*, **47A**, 605–628.
- Orr, W. M. F., 1907** : Stability or instability of the steady motions of a perfect liquid. *Proc. Roy. Irish. Acad.*, **27**, 9–69.
- Oruba, L., G. Lapeyre, et G. Rivière, 2011** : On the northward motion of midlatitude cyclones in a barotropic meandering jet. *J. Atmos. Sci.*, p. soumis.
- Otto-Bliesner, B.L., E. C. Brady, G. Clauzet, R. Tomas, S. Levis, et Z. Kothavala, 2006** : Last Glacial Maximum and Holocene Climate in CCSM3. *J. of Climate*, **19**, 2526–2544.
- Palmén, E. et C. Newton, 1969** : *Atmospheric circulation systems*, Academic press. 603 pp.
- Palmer, T.N., 1982** : Properties of the Eliassen-Palm flux for planetary scale motions. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 992–997.
- Parker, D. J. et A. J. Thorpe, 1995** : Conditional convective heating in a baroclinic atmosphere : a model of convective frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **52** (10), 1699–1711.

- Peltier, W.R., 1994** : Ice age paleotopography. *Science*, **265**, 195–201.
- , **2004** : Global glacial isostasy and the surface of the ice-age Earth. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **32**, 111–149.
- Peters, D. et D.W. Waugh, 2003** : Rossby wave breaking in the southern hemisphere wintertime upper troposphere. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 2623–2634.
- Petterssen, S., 1956** : *Weather analysis and forecasting*, Vol. I, McGraw-Hill. 428pp.
- **et S.J. Smebye, 1971** : On the development of extratropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **97**, 457–482.
- Pfeffer, R. L., 1987** : Comparison of conventional and transformed Eulerian diagnostics in the troposphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 237–254.
- , **1992** : A study of eddy-induced fluctuations of the zonal-mean wind using conventional and transformed Eulerian diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1036–1050.
- Phillips, N.A., 1951** : A simple three-dimensional model for the study of large-scale extratropical flow patterns. *J. Meteorol.*, **8**, 381–394.
- Pierrehumbert, R.T., 1984** : Local and global baroclinic instability of zonally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2141–2162.
- Pinto, J.G., S. Zacharias, A. H. Fink, G.C. Leckebusch, et U. Ulbrich, 2009** : Factors contributing to the development of extreme North Atlantic cyclones and their relationship with the NAO. *Clim. Dyn.*, **32**, 711–737.
- Plumb, R. A., 1986** : Three-dimensional propagation of transient quasi-geostrophic eddies and its relationship with the eddy forcing of the time-mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1657–1678.
- Polvani, L.M., D.W. Waugh, G.J.P. Correa, et S-W Son, 2011** : Stratospheric ozone depletion : the main driver of 20th Century atmospheric circulation changes in the Southern Hemisphere. *J. of Climate*, **24**, 795–812.
- Pondeca, M. S. F. V. De, A. Barcion, et X. Zou, 1998** : The role of wave breaking, linear instability, and PV transports in model block onset. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2852–2873.
- Randel, W.J. et I.M. Held, 1991** : Phase speed spectra of transient eddy fluxes and critical layer absorption. *J. Atmos. Sci.*, **48** (5), 688–697.
- Rayleigh, Lord, 1880** : On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proc. Lond. Math. Soc.*, **11**, 57–70.
- Reinhold, B. et S. Yang, 1993** : The role of transients in weather regimes and transitions. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1173–1180.
- Reinhold, B.J. et R. T. Pierrehumbert, 1982** : Dynamics of weather regimes : quasi-stationary waves and blocking. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1105–1145.
- Renfrew, I.A., A.J. Thorpe, et C.H. Bishop, 1997** : The role of environmental flow in the development of secondary frontal cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 1653–1675.
- 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.
- Rivière, G., 2008** : Barotropic regeneration of upper-level synoptic disturbances in different configurations of the zonal weather regime. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3159–3178.
- , **2009** : Effect of latitudinal variations in low-level baroclinicity on eddy life cycles and upper-tropospheric wave-breaking processes. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1569–1592.
- , **2010** : The role of Rossby wave-breaking in the West Pacific teleconnection. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L11802.
- , **2011** : A dynamical interpretation of the poleward shift of the jet streams in global warming scenarios. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 1253–1272.
- , **A. Laîné, G. Lapeyre, D. Salas-Mélia, et M. Kageyama, 2010a** : Links between Rossby wave breaking and the North Atlantic Oscillation - Arctic Oscillation in present-day and Last Glacial Maximum climate simulations. *J. of Climate*, **23**, 2987–3008.
- , **B. L. Hua, et P. Klein, 2001** : Influence of the beta-effect on nonmodal baroclinic instability. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 1375–1388.
- , ———, et ———, **2003** : Perturbation growth in terms of barotropic alignment properties. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 2613–2635.
- et **A. Joly, 2006a** : Role of the low-frequency deformation field on the explosive growth of extratropical cyclones at the jet exit. Part I : barotropic critical region. *J. Atmos. Sci.*, **63** (8), 1965–1981.
- et ———, **2006b** : Role of the low-frequency deformation field on the explosive growth of extratropical cyclones at the jet exit. Part II : baroclinic critical region. *J. Atmos. Sci.*, **63** (8), 1982–1995.
- et **I. Orlanski, 2007** : Characteristics of the Atlantic storm-track eddy activity and its relation with the North Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 241–266.
- , **P. Arbogast, K. Maynard, et A. Joly, 2010b** : The essential ingredients leading to the explosive growth stage of the European wind storm “Lothar” of Christmas 1999. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **136**, 638–652.
- Rivière, O., G. Lapeyre, et O. Talagrand, 2008** : Nonlinear generalization of singular vectors in baroclinic unstable flows. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1896–1911.
- Robinson, W.A., 1997** : Dissipation dependence of the jet latitude. *J. of Climate*, **10**, 176–182.
- , **2000** : A baroclinic mechanism for the eddy feedback on the zonal index. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 415–422.
- Rossby, C. G., 1939** : Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. Marine Res.*, **2** (1), 38–55.
- , **1948** : On displacements and intensity changes of atmospheric vortices. *J. Mar. Res.*, **7**, 175–187.

- Sanders, F., 1988** : Life history of mobile troughs in the upper westerlies. *Mon. Wea. Rev.*, **116** (12), 2629–2648.
- **et J.R. Gyakum, 1980** : Synoptic-dynamic climatology of the “Bomb”. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1589–1606.
- Sardeshmukh, P. D. et B.J. Hoskins, 1988** : The generation of global rotational flow by steady idealized tropical divergence. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1228–1251.
- Schär, C. et H. C. Davies, 1990** : An instability of mature cold front. *J. Atmos. Sci.*, **47** (8), 929–950.
- Schultz, D.M., 2001** : Reexamining the cold conveyor belt. *Mon. Wea. Rev.*, pp. 2205–2225.
- , **D. Keyser, et L.F. Bosart, 1998** : The effect of large-scale flow on low-level frontal structure and evolution in midlatitude cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 1767–1791.
- **et F. Sanders, 2002** : Upper-level frontogenesis associated with the birth of mobile troughs in northwesterly flow. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2593–2610.
- Shapiro, M.A. et D. Keyser, 1990**, *Fronts, jet streams and the tropopause*, Vol. Extratropical cyclones, Newton and Holopainen eds, American Meteorological Society,
- , **H. Wernli, N. A. Bond, et R. Langland, 2001** : The influence of the 1997-1999 ENSO on extratropical baroclinic life cycles over the eastern North Pacific. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 331–342.
- Shutts, G.J., 1983** : The propagation of eddies in diffluent jetstreams : eddy vorticity forcing of blocking flow fields. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 737–761.
- , **1986** : A case study of eddy forcing during an Atlantic blocking episode. *Adv. in Geophysics*, **29**, 135–162.
- Simmons, A. J. et B. J. Hoskins, 1976** : Baroclinic instability on the sphere : normal modes of the primitive and quasi-geostrophic equations. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1454–1477.
- **et ———, 1978** : The life cycles of some non-linear baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 414–432.
- Sinclair, M.R., 1994** : An objective cyclone climatology for the southern hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 2239–2256.
- Smeed, D.A., 1988** : Baroclinic instability of three-layer flows. *J. Fluid Mech.*, **194**, 217–234.
- Snyder, C., W.C. Skamarock, et R. Rotunno, 1991** : A comparison of primitive-equation and semi-geostrophic simulations of baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **48** (19), 2179–2194.
- Stephenson, D.B., 1994** : The northern hemisphere tropospheric response to changes in the gravity-wave drag scheme in a perpetual January GCM. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 699–712.

- Strong, C. et G. Magnusdottir, 2008** : Tropospheric Rossby wave breaking and the NAO/NAM. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2861–2876.
- Sutcliffe, R. C., 1939** : Cyclonic and anticyclonic development. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **65**, 518–524.
- Sutcliffe, R.C., 1947** : A contribution to the problem of development. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **73**, 370–383.
- Takaya, K. et H. Nakamura, 2001** : A formulation of a phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasigeostrophic eddies on a zonally varying basic flow. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 608–627.
- Thompson, D. W. J. et J. M. Wallace, 1998** : The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25** (9), 1297–1300.
- Thorncroft, C. D., B. J. Hoskins, et M.E. McIntyre, 1993** : Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 17–55.
- Trenberth, K.E., 1986** : An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070–2087.
- Uccellini, L. W.**, *Processes contributing to the rapid development of extratropical cyclones*, Vol. Extratropical cyclones, Newton and Holopainen eds, American Meteorological Society,
- Ulbrich, U., A.H. Fink, M. Klawe, et J.G. Pinto, 2001** : Three extreme storms over Europe in December 1999. *Weather*, **56**.
- Vallis, G.K. (ed.), 2006** : *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*, Cambridge University Press. 745pp.
- Vautard, R., 1990** : Multiple weather regimes over the North-Atlantic : analysis of precursors and successors. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 2056–2081.
- , **B. Legras, et M. Déqué, 1988** : On the source of midlatitude low-frequency variability. Part I : a statistical approach to persistence. *J. Atmos. Sci.*, **45** (20), 2811–2843.
- **et** ———, **1988** : On the source of midlatitude low-frequency variability. Part II : Nonlinear equilibration of weather regimes. *J. Atmos. Sci.*, **45** (20), 2845–2867.
- Walker, G.T. et E.W. Bliss, 1932** : World Weather. *Mem. Roy. Meteor. Soc.*, **4**, 53–84.
- Wallace, J.M., 2000** : North Atlantic Oscillation/annular mode : two paradigms - one phenomenon. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 791–805.
- **et D.S. Gutzler, 1981** : Teleconnections in the geopotential height field during the northern hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784–812.
- Wang, B., X. Li, et L. Wu, 1997** : Direction of Hurricane Beta Drift in Horizontally Sheared Flows. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1462–1471.

- Weiss, J., 1991** : The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional turbulence. *Physica D*, **48**, 273–294.
- Wernli, H., 1997** : A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. II : A detailed case-study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 1677–1706.
- **et C. Schwierz, 2006** : Surface cyclones in the ERA40 dataset (1958-2001). Part I : novel identification method and global climatology. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2486–2507.
- **et T. Sprengler, 2007** : Identification and ERA-15 climatology of potential vorticity streamers and cutoffs near the extratropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1569–1586.
- , **R. Fehlmann, et D. Lüthi, 1998** : The effect of barotropic shear on upper-level induced cyclogenesis : semigeostrophic and primitive equation numerical simulations. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2080–2094.
- , **S. Dirren, M. A. Liniger, et M. Zillig, 2002** : Dynamical aspects of the life cycle of the winter storm 'Lothar' (24-26 December 1999). *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128**, 405–429.
- Whitaker, J. S. et C. Snyder, 1993** : The effects of spherical geometry on the evolution of baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 597–612.
- Whitaker, J.S. et A. Barcilon, 1992** : Type B cyclogenesis in a zonally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **49** (20), 1877–1892.
- Williams, G.P., 2006** : Circulation sensitivity to tropopause height. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1954–1961.
- Wittman, M.A.H., A.J. Charlton, et L.M. Polvani, 2007** : The effect of lower stratospheric shear on baroclinic instability. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 479–496.
- Woollings, T., B. Hoskins, M. Blackburn, et P. Berrisford, 2008** : A new Rossby wave-breaking interpretation of the North Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 609–626.
- Yin, J. H., 2005** : A consistent poleward shift of the storm-tracks in simulations of 21st century climate. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L18701.