
A propos de processus nonlinéaires associés à la sous-mésoéchelle dans l'océan et à l'échelle synoptique dans l'atmosphère

Mémoire présenté par

Guillaume Lapeyre

pour l'obtention de

l'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité

Sciences de la Terre et de l'Univers

Université Pierre et Marie Curie

soutenue le 12 juillet 2010

devant le jury composé de :

M. Vladimir Zeitlin	Président
M. Alain Colin de Verdière	Rapporteur
M. David Dritschel	Rapporteur
M. Philippe Fraunié	Rapporteur
M. Alain Joly	Examineur
M. Patrice Klein	Examineur
M. Patrick Mascart	Examineur

Table des matières

Résumés	5
Remerciements	7
Introduction	9
Curriculum Vitae	11
1 Dynamique des couches supérieures de l'océan	17
1.1 Identification d'une dynamique propre à la surface	20
1.1.1 Désaccord entre observations et théorie classique	20
1.1.2 Inversion de la PV et existence de deux dynamiques	25
1.1.3 Dynamique SQG : résultats antérieurs	29
1.1.4 Confirmation de la dynamique SQG pour l'océan	34
1.1.5 Pourquoi la balance SQG est valide	39
1.1.6 Décomposition surface/intérieur	43
1.2 Propriétés liées à la frontogenèse océanique	44
1.2.1 Frontogenèse SQG	46
1.2.2 Cascades turbulentes forcées par la frontogenèse	50
1.2.3 Impact sur la restratification	52
1.2.4 Transport vertical de traceurs	56
1.2.5 Impact sur la biologie	61
1.3 Discussion, perspectives	64
1.3.1 Impact de la couche de mélange sur la dynamique de surface .	64
1.3.2 Sous mésoéchelle à partir du satellite	66
1.3.3 Application à l'atmosphère	67
1.3.4 Liens dynamique intérieur-surface	69
1.3.5 Vers une théorie unifiée des cascades turbulentes	70
1.3.6 Agéostrophie	71
1.3.7 Turbulence stratifiée en rotation	74
2 Dynamique, variabilité et prévisibilité du rail des dépressions atmosphériques	77
2.1 Turbulence en présence de vapeur d'eau	77
2.2 Prévisibilité des dépressions atmosphériques	82
2.2.1 Effet des nonlinéarités sur la prévisibilité	83
2.2.2 Effet de la vapeur d'eau sur la prévisibilité	89
2.3 Variabilité humide des rails des dépressions	95
2.3.1 Un modèle idéalisé de la variabilité humide	97
2.3.2 Cycle de vie des perturbations et rétroaction sur la grande échelle	99
2.4 Dynamique des fronts de précipitation	104

2.5	Discussion, perspectives	106
2.5.1	Interaction du storm-track avec les fronts de SST	106
2.5.2	Régionalisation de la cyclogenèse	110
Conclusions		113

Résumés

Ce manuscrit s'intéresse aux processus nonlinéaires associés à la sous-mésoéchelle (1-50km) dans l'océan et à l'échelle synoptique (500-5000km) dans l'atmosphère.

Dans une première partie, on examine le rôle des fronts de densité à la surface de l'océan générés par l'interaction entre les tourbillons. Il est montré que les couches supérieures de l'océan sont régies par des processus de méso et sous-mésoéchelle liés à ces fronts de surface (bien expliqués par le modèle quasi-géostrophique de surface). Ceux-ci sont essentiels aussi bien pour la dynamique de mésoéchelle que pour les échanges verticaux avec l'intérieur (qui lui est décrit par la phénoménologie classique de la turbulence quasi-géostrophique de Charney). Ce résultat permet de développer une méthode originale, fondée sur la théorie de la vorticité potentielle, pour déterminer les courants océaniques à partir de cartes instantanées de température de surface de la mer.

Dans une deuxième partie, on examine le rôle de la vapeur d'eau (à travers le dégagement de chaleur latente) dans la dynamique, la variabilité et la prévisibilité des dépressions atmosphériques. Tout d'abord, des simulations de turbulence barocline humide montrent que de fortes nonlinéarités peuvent subvenir lorsqu'on fait varier la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Ensuite, des méthodes nouvelles de prévisibilité et de sensibilité nonlinéaire sont développées afin de mesurer l'effet de la distribution spatiale de la vapeur d'eau dans le développement dépressionnaire dans un modèle aux équations primitives. Enfin, un modèle quasi-géostrophique tenant compte des processus humides est décrit pour étudier la variabilité du rail des dépressions ainsi que les interactions entre l'échelle planétaire et l'échelle synoptique et l'influence de la vapeur d'eau sur celles-ci.

This manuscript is devoted the study of nonlinear processes associated with oceanic submesoscales on one hand and with atmospheric synoptic scales on the other hand.

In the first part, I examine the role of density fronts at the ocean surface that are generated by the interaction between eddies. It is shown that the upper oceanic layers are driven by processes of meso and submesoscales linked to these surface fronts (well explained by the surface quasi-geostrophic model). These are essential for mesoscale dynamics as well as for vertical exchanges with the ocean interior (which is well explained by standard phenomenology of quasi-geostrophic turbulence of Charney). This result allows to develop an original method, based on potential vorticity theory, to reconstruct oceanic currents from instantaneous maps of sea surface temperature.

In the second part, I examine the role of water vapor (through latent heat release) in the dynamics, the variability and the predictability of atmospheric perturbations. First, simulations of moist baroclinic turbulence show that strong nonlinearities can arise when water vapor is varied in the atmosphere. Then, new techniques of predictability and nonlinear sensitivity are developed in order to measure the effect of water vapor spatial distribution in the development of synoptic systems in a primitive equation model. Finally, a quasi-geostrophic model which takes into account moist processes is described to study the variability of the storm track and the interactions between the planetary scale and the synoptic scale, and the effect of water vapor on these.

Remerciements

Un travail de recherche est un travail collectif. Je remercierai donc tout particulièrement les différents étudiants ou post-doctorants que j'ai coencadrés (Jordi Isern-Fontanet, Olivier Rivière, Alexandre Laine, Coralie Perruche, Bruno Deremble, Julien Lambaerts). Merci aussi à Olivier Talagrand, Vladimir Zeitlin et Pascal Rivière qui m'ont permis de pouvoir avoir une expérience en coencadrement de thèse.

J'exprime ma gratitude aux différents membres du jury, en particulier à Patrick Mascart qui a affronté les aléas de la mécanique automobile pour venir à ma soutenance, à Alain Joly pour ses remarques pertinentes sur des éléments bibliographiques et aux rapporteurs pour avoir accepté cette tâche.

Je tiens à remercier aussi Patrice Klein dont la collaboration fructueuse nous a permis de découvrir un nouveau pan insoupçonné de la dynamique de l'océan. Sans son soutien, son implication dans les simulations numériques et nos échanges d'idées, une bonne partie de ce travail n'aurait pas pu avoir lieu.

Enfin, je souhaite témoigner toute mon affection envers ma femme, Céline, qui a dû me supporter pendant les longs mois où cette HDR a pris forme. Ce manuscrit n'existera pas sans toi.

Introduction

L'océan et l'atmosphère aux latitudes moyennes se caractérisent par la présence de structures tourbillonnaires cycloniques et anticycloniques à l'échelle du rayon de déformation (c'est-à-dire autour de 200 km dans l'océan et de 3000 km dans l'atmosphère). Ces structures sont responsables de la présence de fronts et de filaments (structures fines et allongées) que l'on peut voir sur les images satellite de chlorophylle dans l'océan ou de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Pour étudier les propriétés associées à ces différentes structures, on peut utiliser le fait que ce sont des fluides stratifiés en rotation (avec des nombres de Rossby inférieurs à 1) et que les structures qui nous intéressent (fronts, tourbillons) ont des nombres de Burger autour de 1 (échelle horizontale dépendant de l'échelle verticale à travers la stratification et la rotation).

Mes principales activités de recherche depuis ma thèse concernent deux domaines de la dynamique des fluides géophysiques :

- la dynamique des fronts océaniques et son impact sur les échanges verticaux de traceurs.
- l'effet des nonlinéarités et de la vapeur d'eau (à travers le dégagement de chaleur latente) sur les tempêtes extratropicales.

Comme on le verra par la suite, une différence importante entre l'océan et l'atmosphère est que l'océan est fortement nonlinéaire à l'échelle des tourbillons (ce qu'on appelle la mésoéchelle océanique entre 50 et 500 km). On peut considérer qu'à l'échelle des gyres océaniques, on a un champ de turbulence mésoéchelle (Hurlburt et Hogan, 2000; Siegel et al., 2001). D'un autre côté, l'atmosphère peut être vue comme faiblement nonlinéaire à l'échelle des tourbillons (échelle synoptique, entre 1000 et 10000 km) comme le montrent O'Gorman et Schneider (2008b). Ceci résulte en une variabilité haute fréquence (échelle de temps entre 1 et 10 jours) et basse fréquence (entre 10 jours et 1 mois) associée à l'activité des ondes synoptiques, qui peut donner lieu aux régimes de temps.

Le manuscrit se décompose en deux parties. Tout d'abord, je mettrai en perspectives mes travaux sur la dynamique des couches supérieures de l'océan et l'importance des anomalies de densité de méso et sous-mésoéchelle pour celle-ci. Cette partie fait la synthèse des articles que j'ai écrit ou co-écrit entre 2006 et aujourd'hui sur le sujet. La deuxième partie du manuscrit fera ensuite le point sur les résultats que j'ai obtenus sur le rôle de la vapeur d'eau dans la dynamique, la prévisibilité et la variabilité de l'atmosphère des latitudes moyennes.

Curriculum Vitae

Guillaume Lapeyre, né le 12 février 1975 à Bayonne. Marié, sans enfant.

Diplômes et récompenses

- 1995-1999 E. N. S. Ulm, section C/S (mathématiques).
1997-2000 Doctorat en Océanologie, Météorologie et Environnement,
effectué au Laboratoire de Physique des Océans (IFREMER, Brest)
et au Laboratoire de Météorologie Dynamique (ENS, Paris).
Titre : Topologie du mélange dans un fluide turbulent géophysique.
soutenu le 10 juillet 2000 à l'université Paris 6.
Mention très honorable avec félicitations du jury.
Directeurs de thèse : Patrice Klein et Bach Lien Hua.
2009 AMS Editor's Award for excellence as a reviewer for J. Physical Oceanography.

Activités professionnelles

- 2000-2002 Postdoctorant à l'université de Princeton (GFDL, Etats-Unis).
Responsable : Isaac Held
2002-2004 Postdoctorant IFREMER au LPO (Brest).
Responsable : Patrice Klein
depuis oct. 04 Chargé de Recherche CNRS 1^{ère} classe (section 19)
au Laboratoire de Météorologie Dynamique (UMR 8539, DR 5)

25 articles parus

Activités d'enseignement

- 1999-2000 Allocataire Moniteur Normalien à l'université Paris 5
1997 et 2000 20 h de Travaux Dirigés à Paris 6 et à Brest
aux DEA Océanologie Météorologie et Environnement
2008 Préceptorat en Mécanique des Fluides
pour les élèves de 2^{ème} année de l'ESPCI
depuis 2008 Cours de traitement du signal et méthodes numériques (30 h)
au L3 du département de Géosciences de l'ENS
2009 Cours de Météorologie Dynamique (15 h)
au M1 du département de Géosciences de l'ENS

Activités de vulgarisation

- Site web : <http://www.lmd.ens.fr/glapeyre>
juin 2006 Bar des Sciences de Meudon sur les catastrophes naturelles
juin 2007 Article du Monde du 21 juin 2007 repris dans les dossiers thématiques
du Monde (Août 2007) sur mes travaux sur l'Earth Simulator
oct. 2007 Interview et reportage sur ces mêmes travaux pour France 24
oct. 2008 Bar des Sciences de Meudon sur les changements climatiques

Activités d'encadrement

- 2004 Encadrement de stage de deux élèves de 2ème année de l'ENSIETA (Brest).
Gilles Louis : Instabilité explosive des tourbillons océaniques
Xavier Perrot : Identification de tourbillons dans une couche de mélange
- 2007 Co-encadrement de stage de M2 Océan-Atmosphère (avec Vladimir Zeitlin)
Alberto Casado : Etude numérique d'un modèle Shallow Water humide
- 2008 Encadrement de stage de L3 de Sciences de la Terre (ENS Lyon)
Pauline Philippe : Propriétés spectrales de la troposphère
- 2004-2007 Co-encadrement d'une thèse (avec Olivier Talagrand)
Olivier Rivière : Prévisibilité de l'écoulement atmosphérique aux échelles synoptiques. Influence des nonlinéarités et de l'humidité.
2 articles parus (Rivière et al. 2008, 2009).
- 2004-2009 Co-encadrement (à 20%) d'une thèse (avec Pascal Rivière)
Coralie Perruche : Influence de la dynamique mésoéchelle et submésoéchelle sur la compétition au sein d'un écosystème planctonique au LEMAR (Brest). 1 article soumis (Perruche et al. 2010).
- 2008- Co-encadrement du stage de M2 et de la thèse (avec Vladimir Zeitlin)
Julien Lambaerts : Fronts de précipitation en région tropicale.
1 article paru (Bouchut et al. 2009).
- depuis 2009 Co-encadrement à 40% d'une thèse (avec Michael Ghil)
Bruno Deremble : Régimes de temps, variabilité basse-fréquence et interactions océan-atmosphère
- 2005-2008. Co-encadrement à 40% de postdoctorat au LPO : Jordi Isern-Fontanet avec Patrice Klein (LPO) et Bertrand Chapron (LOS).
3 articles parus (Isern-Fontanet et al. 2006, 2008, Klein et al. 2009).
Thème : Reconstruction des courants océaniques à partir de la SST
- 2008-2009 Encadrement d'un postdoctorant ANR : Alexandre Lainé. 1 article paru
Thème : Variabilité du rail des dépressions humides
- Depuis 2004 Participation à 5 comités de thèse
- 2005-2008 Tuteur d'étudiants de L3/M1 des Sciences de la Planète Terre de l'ENS
- Nov. 2006 Examineur au jury de thèse d'Aurélien Garcia (CORIA, Rouen)
- Avr. 2007 Examineur au jury de thèse d'Eric Danioux (LPO, Brest)
- Nov. 2009 Examineur au jury de thèse de Jean-Baptiste Gilet (CNRM, Toulouse)

Contrats de recherche

- Responsable d'une ANR Jeune Chercheur (2006-2009)
Rôle de l'environnement grande échelle sur la dynamique des tempêtes
- Responsable d'un projet LEFE (INSU/CNRS) 2006-2008
sur les dépressions humides et leur prévisibilité
- Responsable d'un projet sur 3 ans financé par la fondation MAIF depuis juin 2008
sur la régionalisation et la variabilité des événements extrêmes

Responsabilités dans la recherche

- Referee pour J. Atmos. Sci., J. Climate, J. Phys. Oceanog, Mon. Wea. Rev., Geophys. Res. Letters, J. Geophys. Res., Ocean Dyn., Ocean Modelling, Phys. Fluids
- Referee pour la National Science Fondation (USA), pour le NSERC (Canada) et le NERC (R.-U.)
- Chairman d’une partie de la session “Theoretical Advances in Dynamics” au congrès MOCA-09, Montréal, Canada.
- Co-organisateur de la session “Submesoscales : From Space to the Ocean Interior” au congrès Ocean Sciences, AGU, Portland, USA, 2010.
- 2006-2009, membre du Conseil de Laboratoire du LMD
- Depuis mars 2008, membre du Conseil Scientifique de l’université Paris 6
- 2004-2008, responsable des séminaires du LMD-ENS
- Depuis octobre 2004, responsable Hygiène et Sécurité (ACMO) du LMD-ENS et du département de Géosciences de l’ENS

Résumé de mes activités de recherche

Mes recherches depuis ma thèse m’ont amené étudier la dynamique des tourbillons océaniques et atmosphériques sur deux aspects différents.

Pour l’océan, je me suis intéressé au rôle des fronts de petite échelle (10 km) associés aux structures filamenteuses entre les tourbillons, en particulier pour les transports verticaux de traceur, mais aussi pour mieux comprendre les propriétés de la turbulence de type quasi-géostrophique. J’ai montré que les couches supérieures de l’océan étaient pilotées par une dynamique différente des couches intérieures (Lapeyre et Klein, 2006a, Lapeyre 2009). J’ai de plus développé une méthode originale, fondée sur la théorie de la vorticité potentielle, pour déterminer les courants océaniques à partir de carte instantanée de température de surface de la mer, SST, (Lapeyre et Klein, 2006a, Isern-Fontanet et al. 2006). En effet, j’ai mis en évidence que les 500 premiers mètres de l’océan sont régis par des processus de méso et sous-mésoéchelle liés aux fronts de surface et ceux-ci sont essentiels aussi bien pour la dynamique de mésoéchelle que pour les échanges verticaux avec l’intérieur. Ceci a permis de pouvoir interpréter les simulations effectuées sur l’Earth Simulator au Japon par Patrice Klein (Klein et al. 2008).

En ce qui concerne l’atmosphère, j’ai caractérisé comment les nonlinéarités modifiaient la dynamique et la prévisibilité des dépressions en présence de vapeur d’eau, alors que jusqu’à présent on ne considérait que le cas d’une atmosphère sèche. Le principal papier concernant cet effet est Lapeyre et Held (2004). Le développement de nouvelles techniques de sensibilité à la vapeur d’eau pour la prévisibilité a été effectué (Rivière et al. 2009).

Mes travaux se sont insérés dans des programmes nationaux. J’ai été responsable principal d’un projet financé par l’INSU (AO-LEFE) entre 2006 et 2008, en collaboration avec l’équipe d’Alain Joly au CNRM    Toulouse. J’ai été porteur principal d’une ANR Jeune-Chercheur entre 2006 et 2009, toujours en collaboration avec le CNRM sur l’effet de l’environnement de grande échelle (vapeur d’eau et structure spatiale du courant-jet) sur la dynamique des dépressions atmosphériques. Je suis

co-porteur d'une ANR blanche qui vient de démarrer sur la reconstitution de la circulation tridimensionnelle océanique de mésoéchelle (50 à 300 km) et sous-mésoéchelle (5 à 50 km) à partir d'images satellite de SST (PI : Bertrand Chapron, LOS, IFREMER). Je viens de soumettre comme porteur principal un projet d'ANR blanche sur les interactions océan-atmosphère et le rôle de la méso et sous-mésoéchelle océanique en collaboration avec Patrice Klein (LPO), Laurent Terray (CERFACS) et Michael Ghil (LMD).

Mes travaux de recherche sur les dépressions atmosphériques s'insèrent dans le programme international THORPEX sur la prévision des événements extrêmes des latitudes moyennes. J'ai aussi des collaborations internationales aux Etats-Unis avec l'équipe de Jim McWilliams à UCLA (Los Angeles), au JAMSTEC au Japon sur l'Earth Simulator (Hideharu Sasaki), au NCAR (Bill Large et Matthew Hecht) pour la dynamique océanique.

Participation à des encadrements

J'ai été l'encadrant principal de la thèse d'Olivier Rivière, soutenue en décembre 2007, en collaboration avec Olivier Talagrand. Ces travaux ont concerné l'effet des nonlinéarités et de la vapeur d'eau sur la prévisibilité des dépressions atmosphériques et ont donné lieu à deux articles (O. Rivière et al. 2008, 2009). J'ai participé à 20% à l'encadrement de la thèse de Coralie Perruche au LEMAR à Brest, soutenue en décembre 2009, sous la responsabilité de Pascal Rivière. Le sujet de sa thèse est la cohabitation de différentes catégories de phytoplancton dans un champ de tourbillons et en présence de dynamique de type frontale. Un article est en révision sur ce thème (Perruche et al. 2010).

J'ai co-encadré à 40% un postdoctorant (Jordi Isern-Fontanet) au LPO à Brest entre 2005 et 2008 avec Patrice Klein et Bertrand Chapron (LOS, IFREMER). Trois articles sont parus sur nos travaux (Isern-Fontanet et al. 2006, 2008, Klein et al. 2010). J'ai encadré un postdoctorant (Alexandre Lainé) entre 2008 et 2009 sur le rail des dépressions atmosphériques. Un article est paru (G. Rivière et al. 2010) et deux en cours de rédaction (Lainé et al 2010a, b).

Je co-encadre (à 50%) depuis octobre 2008 (en fait depuis le début de son stage de M2 en mars 2008) la thèse de Julien Lambaerts avec Vladimir Zeitlin. Ses travaux (dont un article, Bouchut et al. 2009, publié) concernent l'effet de la vapeur d'eau et des nonlinéarités mais cette fois ci dans le contexte de la dynamique équatoriale (et de ce qu'on appelle les fronts de précipitations associés aux ondes équatoriales). Je co-encadre aussi à 40% la thèse de Bruno Deremble au LMD, sous la responsabilité de Michael Ghil. Une partie des travaux de thèse concernent l'effet des fronts de SST des latitudes moyennes sur la dynamique du storm-track atmosphérique humide. Une publication est en cours de rédaction. Enfin j'encadre la thèse de Ludvine Oruba, débutée en septembre 2009 sur la croissance localisée des dépressions atmosphériques.

J'ai aussi fait partie de jurys de thèse comme examinateurs (Aurélien Garcia, CORIA, Rouen, en novembre 2006, Eric Danioux, LPO, Brest, en avril 2007, Jean-Baptiste Gilet, CNRM, Toulouse, en novembre 2009).

Publications

1. **G. Lapeyre**, P. Klein et B. L. Hua, 1999, "Does the tracer gradient align with the strain eigenvectors in 2D turbulence?", *Physics of Fluids*, 11, 3729-3737.
2. P. Klein, B. L. Hua et **G. Lapeyre**, 2000, "Alignment of tracer gradient vectors in 2D turbulence", *Physica D*, 146, 246-260.
3. **G. Lapeyre**, B. L. Hua et P. Klein, 2001a, "Dynamics of the orientation of active and passive scalars in two-dimensional turbulence", *Physics of Fluids*, A 13, 251-264.
4. **G. Lapeyre**, B. L. Hua et B. Legras, 2001b, "Comments on "Finding finite-time invariant manifolds in two-dimensional velocity fields"", *Chaos*, 11, 426-430.
5. **G. Lapeyre**, 2002, "Characterization of Lyapunov exponents and vectors in 2-D turbulence", *Chaos*, 12, 688-698.
6. **G. Lapeyre** et I. M. Held, 2003, "Diffusivity, kinetic energy dissipation, and closure theories for the poleward eddy heat flux", *Journal of Atmospheric Sciences*, 60, 2907-2916.
7. **G. Lapeyre** et I. M. Held, 2004, "The role of moisture in the dynamic and energetics of turbulent baroclinic eddies". *Journal of Atmospheric Sciences*, 61, 1693-1710.
8. P. Klein et S. Llewellyn-Smith et **G. Lapeyre**, 2004a, "Organization of inertial energy by an eddy field". *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130, 1153-1166.
9. P. Klein, **G. Lapeyre** et W. Large, 2004b, "Wind ringing of the ocean in presence of mesoscale eddies". *Geophysical Research Letters*, 31, L15306.
10. G. Maze, X. Carton et **G. Lapeyre**, 2004, "Dynamics of a 2D vortex doublet under external deformation", *Random and Chaotic Dynamics*, 9, 477-497.
11. **G. Lapeyre** et P. Klein, 2006a, "Dynamics of the upper oceanic layers in terms of surface quasigeostrophy theory". *Journal of Physical Oceanography*, 36, 165-176.
12. **G. Lapeyre** et P. Klein, 2006b, "Impact of the small-scale elongated filaments on the oceanic vertical pump", *Journal of Marine Research*, 64, 835-851.
13. **G. Lapeyre**, P. Klein et B. L. Hua, 2006, "Oceanic restratification forced by surface frontogenesis". *Journal of Physical Oceanography*, 36, 1577-1590.
14. J. Isern-Fontanet, B. Chapron, **G. Lapeyre** et P. Klein, 2006, "Potential use of microwave Sea Surface Temperatures for the estimation of ocean currents", *Geophysical Research Letters*, 33, L24608.
15. A. M. Doglioli, B. Blanke, S. Speich et **G. Lapeyre**, 2007, "Tracking Coherent Structures in a Regional Ocean Model with Wavelet Analysis : Application to Cape Basin Eddies", *Journal of Geophysical Research*, 112, C05043.
16. P. Klein, B. L. Hua, **G. Lapeyre**, X. Capet, S. Le Gentil, et H. Sasaki, 2008, "Upper ocean turbulence from high 3-D resolution simulations", *Journal of Physical Oceanography*, 38, 1748-1763.
17. X. Capet, P. Klein, B. L. Hua, **G. Lapeyre** et J. C. McWilliams, 2008, "Surface kinetic energy transfer in SQG flows", *Journal of Fluid Mechanics*, 604, 165-

- 174.
18. J. Isern-Fontanet, **G. Lapeyre**, P. Klein, B. Chapron et M. W. Hecht, 2008, "Three-dimensional reconstruction of oceanic mesoscale currents from surface information" , *Journal of Geophysical Research. Oceans*, 113, C09005.
 19. O. Rivière, **G. Lapeyre** et O. Talagrand, 2008, "Nonlinear generalization of singular vectors : Behavior in a baroclinic unstable flow", *Journal of Atmospheric Sciences*, 65, 1896-1911.
 20. **G. Lapeyre**, 2009, "What mesoscale signal does the altimeter reflect ? On the decomposition in baroclinic modes and on a surface-trapped mode", *Journal of Physical Oceanography*, 39, 2857-2874.
 21. P. Klein et **G. Lapeyre**, 2009, "The oceanic vertical pump induced by mesoscale eddy turbulence", *Annual Reviews of Marine Sciences*, 1, 351-375.
 22. P. Klein, J. Isern-Fontanet, **G. Lapeyre**, G. Roullet, E. Danioux, B. Chapron, S. Le Gentil et H. Sasaki, 2009, "Diagnosis of vertical velocities in the upper ocean from high resolution sea surface height", *Geophysical Research Letters*, 36, L12603.
 23. O. Rivière, **G. Lapeyre** et O. Talagrand, 2009, "A novel technique for nonlinear sensitivity analysis : application to moist predictability", *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 135, 1520-1537.
 24. F. Bouchut, J. Lambaerts, **G. Lapeyre** et V. Zeitlin, 2009, "Fronts and nonlinear waves in a simplified shallow-water model of the atmosphere with moisture and convection", *Physics of Fluids*, 21, 116604.
 25. G. Rivière, A. Laîné, **G. Lapeyre**, D. Salas-Méla, M. Kageyama, 2010, "Links between Rossby wave breaking and the North Atlantic Oscillation - Arctic Oscillation in present-day and Last Glacial Maximum climate simulations", *Journal of Climate*, 23, 2987-3008.

Publications soumises :

- C. Perruche, P. Rivière, **G. Lapeyre** et X. Carton, 2010, "Effects of Surface Quasi-Geostrophic turbulence on phytoplankton competition and coexistence", *Journal of Marine Research*, en révision.
- P. Klein, **G. Lapeyre**, G. Roullet, S. Le Gentil et H. Sasaki, 2010, "Ocean turbulence at meso and submesoscales : connection between surface and interior dynamics", *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, en révision.
- J. Lambaerts, **G. Lapeyre** et V. Zeitlin, 2010, "Moist vs dry barotropic instability in a shallow water-type atmospheric model with moist convection", en révision.
- A. Laîné, **G. Lapeyre** et G. Rivière, 2010a, "A moist version of a three-level quasi-geostrophic model to study the role of humidity processes in the mid-latitudes. Part I : general characteristics", soumis à *Journal of Atmospheric Sciences*.

Chapitre 1

Dynamique des couches supérieures de l'océan

Comment sont caractérisées les couches supérieures de l'océan, c'est-à-dire les 500 premiers mètres ? Pour répondre à cette question, il suffit de regarder une carte instantanée d'anomalie de hauteur de la mer (SSH) mesurée par altimétrie (figure 1.1). On s'aperçoit que l'océan extratropical est peuplé d'un nombre très élevé de tourbillons (correspondant à des anomalies importantes positives ou négatives de hauteur de la mer). Ces tourbillons sont des structures quasi-horizontales de la taille du rayon de déformation (autour de 200 km dans l'océan, la mésoéchelle) et cohérentes dans le temps (c'est-à-dire pouvant persister plusieurs mois). Leur énergie cinétique est en moyenne 50 fois plus importante que celle du courant moyen (Wyrski et al., 1975; Wunsch, 2001). Depuis une vingtaine d'années, on prend conscience que ces tourbillons ne sont pas seulement concentrés là où les courants moyens sont forts mais dans toutes les régions océaniques (cf. figure 1.1). Différentes études ont essayé de déterminer les caractéristiques de la population de ces tourbillons (Brown et al., 1986; Isern-Fontanet et al., 2003; Morrow et al., 2004; Stegmann et Schwing, 2007; Chelton et al., 2007; Beron-Vera et al., 2008). En particulier, les résultats de Chelton et al. (2007), obtenus à partir des données d'altimétrie, permettent de dire qu'il y a en permanence **cinq mille** tourbillons avec une durée de vie supérieure à 1 mois et de taille supérieure à 100 km dans l'océan mondial. Comme l'altimètre ne voit pas les tourbillons sous la surface de la mer, ni les tourbillons d'échelle horizontale inférieure à 100 km, le nombre réel de tourbillons dans l'océan pourrait être fortement sous-estimé. Seuls les modèles de circulation générale à très haute résolution (qui ont des mailles horizontales de moins de 6 km) sont capables de représenter l'énergie et l'intermittence de l'activité mésoéchelle (Paiva et al., 1999; Hurlburt et Hogan, 2000; Smith et al., 2000; Siegel et al., 2001; Oschlies, 2002; Tréguier et al., 2005; Ohfuchi et al., 2007).

Si ces tourbillons sont étudiés depuis plusieurs décennies, on les considère le plus souvent comme isolés les uns des autres (Armi et al., 1989; McWilliams, 1985; Carton, 2004), c'est-à-dire menant une vie paisible entre leur lieu de formation et leur destruction, étant essentiellement transportés par les courants marins de grande échelle. D'un autre côté, les études de turbulence de type quasi-géostrophique (avec des échelles horizontales beaucoup plus grandes que les échelles verticales et avec une balance au premier ordre entre la force de Coriolis et le gradient de pression) montrent qu'il doit y avoir une forte interaction entre les tourbillons (McWilliams, 1984, 1989, 1990). Ce n'est que depuis l'avènement de satellites à plus haute résolution spatiale (et temporelle) que l'on s'est aperçu que les tourbillons océaniques étaient dans un régime

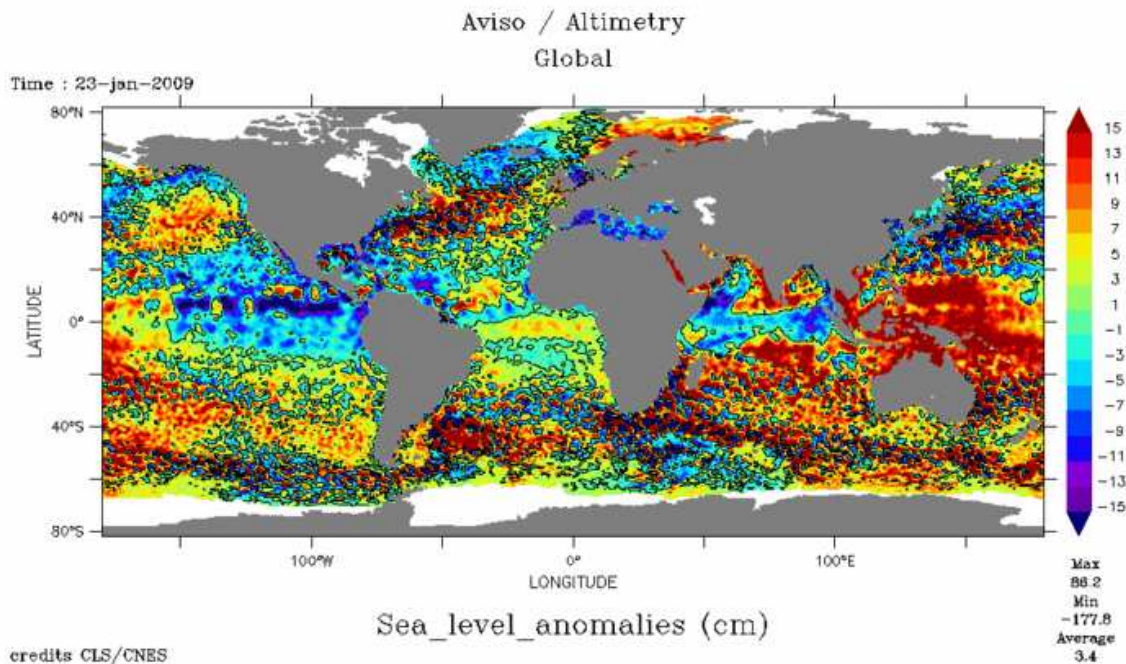


FIGURE 1.1 – Carte d’anomalie de hauteur de la mer pour le 23 janvier 2009. Les structures à petite échelle avec de fortes anomalies de SSH correspondent à des tourbillons.

proche de la turbulence (Stammer, 1997). Ces tourbillons ne sont pas isolés les uns des autres mais interagissent très fortement entre eux (Isern-Fontanet et al., 2003; Chelton et al., 2007). Des études comme Lilly et al. (2003) pour les tourbillons de la mer du Labrador, Paillet et al. (1999), Le Cann et al. (2005), ou Doglioli et al. (2007) qui a fait un suivi de tourbillons dans le courant des Aiguilles dans une simulation numérique à haute résolution ont montré que ceux-ci menaient une vie très “agitée” (j’ai d’ailleurs participé à ces derniers travaux).

Ceci met en évidence que l’océan des latitudes moyennes peut être considéré comme une véritable “mer” de tourbillons en interaction, c’est-à-dire comme un champ de turbulence de type quasi-géostrophique. Des études de processus à très haute résolution sont donc nécessaires pour comprendre l’effet de ces “mers” de tourbillons sur le transport de traceurs et leur rétroaction sur les courants moyens.

Ma thèse (Lapeyre, 2000) a concerné un aspect important de l’effet de ces mers de tourbillons : la production de petites échelles horizontales par l’interaction entre tourbillons. En effet, lorsque deux tourbillons sont suffisamment proches l’un de l’autre, ils vont essayer de déformer, étirer ou allonger leur partenaire. Ces différents processus de déformation sont à l’origine de la formation de filaments (structures d’une largeur typique de 10 km et de plusieurs centaines de kilomètres de longueur, comme on peut le voir sur la figure 1.2). Ces filaments sont des structures de sous-mésoéchelle (c’est-à-dire d’échelle inférieure au rayon de déformation, soit entre 1 et 50 km) et sont une réponse du tourbillon qui lui permet de préserver sa cohérence et de se maintenir dans le temps. Par exemple, un tourbillon placé dans un champ d’étirement expulse des

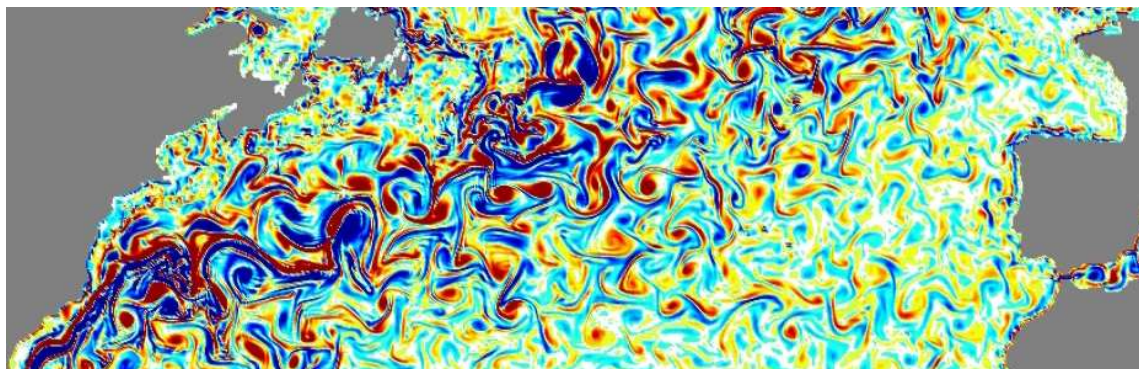


FIGURE 1.2 – Carte de vorticité relative dans une simulation numérique (modèle POP) au $1/10^\circ$ de l’Atlantique Nord. On peut voir la présence de nombreux tourbillons cycloniques (en rouge) et anticycloniques (en bleu) d’une centaine de kilomètres de diamètre, correspondant à de fortes valeurs de la vorticité relative. On note aussi qu’entre ces tourbillons, il y a des filaments de plusieurs centaines de kilomètres de longueur et de quelques dizaines de kilomètres de largeur, avec de fortes valeurs de vorticité. Tiré de Isern-Fontanet et al. (2008).

filaments afin de s’adapter au champ de déformation (Mariotti et al., 1994). Ma thèse a permis de mettre en évidence les mécanismes de formation de ces petites échelles pour des fluides gouvernés par la turbulence de type bidimensionnelle (Lapeyre et al., 1999, 2001; Lapeyre, 2002). Ces filaments ont un rôle dynamique car ils gèrent le transport au niveau des bords des tourbillons. Comme je l’ai montré, ce transport est localisé dans des régions particulières (qui dépendent à la fois des champs de vorticité et de déformation). Il en résulte l’existence de barrières au mélange très efficaces qui empêchent le mélange entre l’intérieur et l’extérieur des tourbillons et à travers les courants-jets. Les filaments sont alors responsables de forts gradients horizontaux aussi bien en traceurs passifs qu’actifs. Mes travaux depuis ma thèse ont concerné la dynamique propre de ces structures en examinant leurs propriétés non plus d’un point de vue dynamique des fluides générale mais d’un point de vue dynamique océanique. On va voir que les forts gradients associés à ces filaments ont une dynamique propre tridimensionnelle très importante pour déterminer les propriétés de la circulation à méso et sous-mésoéchelle océanique.

Un aspect important de l’océan est que les filaments et les tourbillons sont présents dans les couches supérieures (c’est-à-dire dans les mille premiers mètres). La raison essentielle est la présence de la stratification qui crée une thermocline vers mille mètres de profondeur et qui sépare ce qui se passe au dessus et en dessous. Hua et Haidvogel (1986) et Smith et Vallis (2001) ont montré dans des simulations de turbulence quasi-géostrophique que la présence de la thermocline était responsable de l’intensification des tourbillons dans les couches supérieures.

Comme on le verra par la suite, le papier fondateur de mes travaux sur l’océan depuis ma thèse est Lapeyre et Klein (2006a). Dans ce papier, différentes idées sont introduites qui ont conduit à une nouvelle vision de la dynamique océanique. Cette vision est fondée sur l’idée que la densité de surface de l’océan joue un rôle analogue à

la vorticité potentielle à l'intérieur de l'océan. A cause de cela, les couches supérieures de l'océan (les 500 premiers mètres) ont une dynamique très différente des couches intérieures. Elles sont régies par une dynamique liée à la frontogenèse de surface (la formation de fronts à la surface de l'océan) qui intensifie l'énergie près de la surface. Cette dynamique n'avait pas été prise en compte jusqu'à présent et mes travaux ont ouvert la voie vers une nouvelle interprétation de la dynamique de méso et sous-mésoéchelle océanique.

Dans la suite, je montrerai d'abord que les couches supérieures de l'océan ont une dynamique très différente de l'intérieur et que l'on peut interpréter cette dynamique à l'aide du modèle quasi-géostrophique de surface. Cette dynamique des couches de surface est en fait à l'origine de la frontogenèse, c'est-à-dire de forts gradients horizontaux de densité à sous-mésoéchelle accompagnés de fortes vitesses verticales. Ensuite, je m'intéresserai à l'impact de la frontogenèse sur les cascades turbulentes, les flux verticaux de traceurs. Enfin différentes perspectives seront données sur les suites possibles de ce travail.

1.1 Identification d'une dynamique propre à la surface

Comme on l'a dit plus haut, la surface de l'océan est caractérisée par des structures à mésoéchelle (les tourbillons et les fronts de grande échelle) ainsi que par des filaments de 10 km de largeur et de plusieurs centaines de kilomètres de longueur, s'étendant sur quelques centaines de mètres de profondeur. Ces filaments sont associés à des forts gradients horizontaux de température, de salinité ou d'autres traceurs.

1.1.1 Désaccord entre observations et théorie classique

Jusqu'à présent, la théorie quasi-géostrophique classique pour expliquer la nature turbulente de l'océan à mésoéchelle était celle développée par Charney (1971), Gill et al. (1974), puis Salmon (1978). Des modifications de cette théorie avaient été proposées par Hua et Haidvogel (1986), Larichev et Held (1995), Held et Larichev (1996) et Smith et Vallis (2001). Quels en sont les principaux résultats ?

- Les écoulements océaniques sont forcés par l'instabilité barocline qui injecte de l'énergie potentielle dans des échelles plus grandes que le rayon de déformation R_d (de l'ordre de 200 km dans l'océan des latitudes moyennes).
- Cette énergie potentielle (proportionnelle à la variance de la densité) est transférée vers les petites échelles par l'action du mode barotrope (Salmon, 1978; Larichev et Held, 1995). Le spectre d'énergie potentielle est en $k^{-5/3}$ (où k est le nombre d'onde horizontal) pour les échelles supérieures au rayon de déformation (Hoyer et Sadourny, 1982; Held et Larichev, 1996; Smith et Vallis, 2001, 2002).
- Au niveau du rayon de déformation, il y a transfert d'énergie potentielle en énergie cinétique, de type barotrope, avec un effet agrégatif des modes baroclines élevés vers le premier mode barocline (Smith et Vallis, 2001).
- En dessous du rayon de déformation, il y a equipartition de l'énergie entre énergie cinétique et énergie barocline avec un spectre d'énergie cinétique en

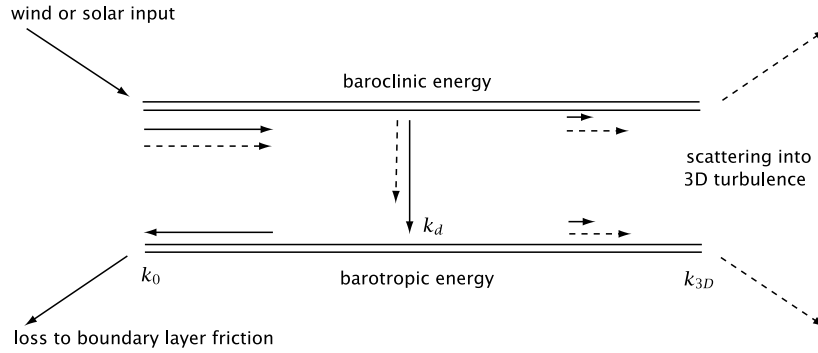


FIGURE 1.3 – Diagramme de cascades d'énergies pour la théorie quasi-géostrophique classique, d'après Salmon (1978).

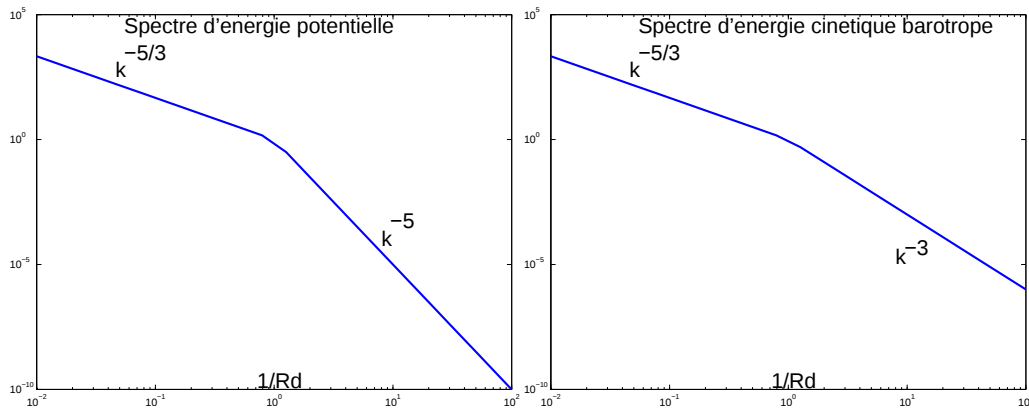


FIGURE 1.4 – Spectres (a) d'énergie potentielle et (b) cinétique barotrope dans la théorie de Charney. On a redimensionné le nombre d'onde associé au rayon de Rossby R_d à $k = 1$.

k^{-3} et un spectre d'énergie potentielle en k^{-5} (Charney, 1971; Hoyer et Sourdouny, 1982; Hua et Haidvogel, 1986). Cela correspond au régime de la cascade d'énstrophie potentielle vers les petites échelles.

- Au dessus du rayon de déformation, l'énergie cinétique barotrope est transférée vers les grandes échelles. Son spectre est en $k^{-5/3}$ (Charney, 1971; Larichev et Held, 1995; Smith et Vallis, 2001). Cela correspond au régime de la cascade d'énergie barotrope vers les grandes échelles.
- Éventuellement, à grande échelle, l'énergie cinétique est dissipée par la friction au fond de l'océan et le pic d'énergie barotrope est à une échelle contrôlée par la friction et l'effet β planétaire qui crée des jets zonaux (Held et Larichev, 1996; Thompson et Young, 2006).

La figure 1.3 synthétise ces différentes cascades et transferts d'énergie et la figure 1.4 montre les spectres correspondants pour l'énergie potentielle et énergie cinétique barotrope.

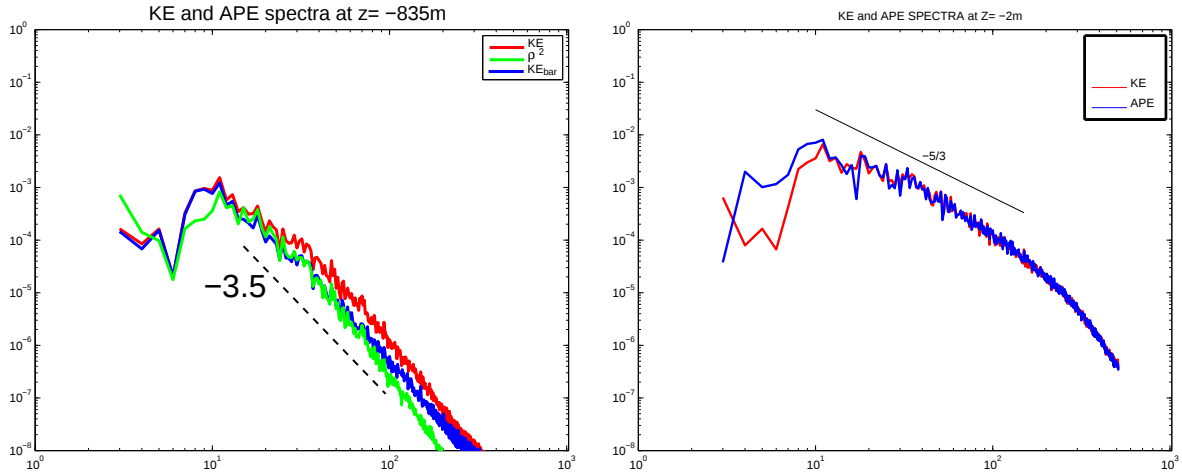


FIGURE 1.5 – Spectres d'énergie cinétique (en rouge) et de densité (en bleu), en fonction du nombre d'onde horizontal, à 835m (a) et à la surface (b), dans une simulation à très haute résolution sur l'Earth Simulator. Le spectre de densité a été ajusté afin d'avoir la même valeur que le spectre d'énergie pour un nombre d'onde donné (ceci est aussi vrai pour les autres figures). Le nombre d'onde $k = 10$ correspond à une longueur d'onde de 300 km. Tiré de Klein et al. (2008).

A l'heure actuelle, nous disposons de modèles et d'observations à la surface de l'océan à des résolutions suffisamment élevées pour confirmer ou infirmer cette théorie. J'ai en particulier participé à l'analyse de simulations à très haute résolution dans un projet mené par Patrice Klein sur l'Earth Simulator au Japon (on reviendra dans la section 1.2 sur la description de ces simulations). Que montrent ces résultats ?

A l'intérieur de l'océan,

- Les simulations aux équations primitives en canal périodique à très haute résolution (Klein et al., 2008) indiquent que le spectre d'énergie potentielle est bien plus pentu que celui de l'énergie cinétique à l'intérieur de l'océan pour des échelles inférieures à 100 km (fig. 1.5a). Dans cette simulation, le premier rayon interne de déformation est de l'ordre de 190 km. Le spectre d'énergie cinétique est proche de celui du mode barotrope, en $k^{-3.5}$, correspondant au régime de cascade directe de l'enstrophie potentielle.
- Les simulations quasi-géostrophiques qui résolvent aussi la cascade d'enstrophie potentielle¹ permettent aussi d'observer un spectre d'énergie barotrope proche de k^{-3} et barocline plus pentu (Hua et Haidvogel, 1986; Smith et Vallis, 2001) comme le montre la figure 1.6a.
- Les simulations de modèle réaliste de l'Atlantique Nord avec le modèle POP au dixième de degré montrent aussi que le spectre d'énergie cinétique est plus pentu que celui de la densité, avec des spectres de l'ordre de $k^{-3.8}$ (figure 1.7a).

1. Les simulations océaniques utilisent en général des rayons de déformation de Rossby de l'ordre de 180 km. Le choix classique est d'examiner ce qui se passe vers les échelles plus fines, sachant que le pic d'énergie cinétique barotrope se situe au niveau de l'échelle de Rhines, autour de 500 km pour des vitesses typiques de 10 cm/s, et donc que la cascade inverse est limitée.

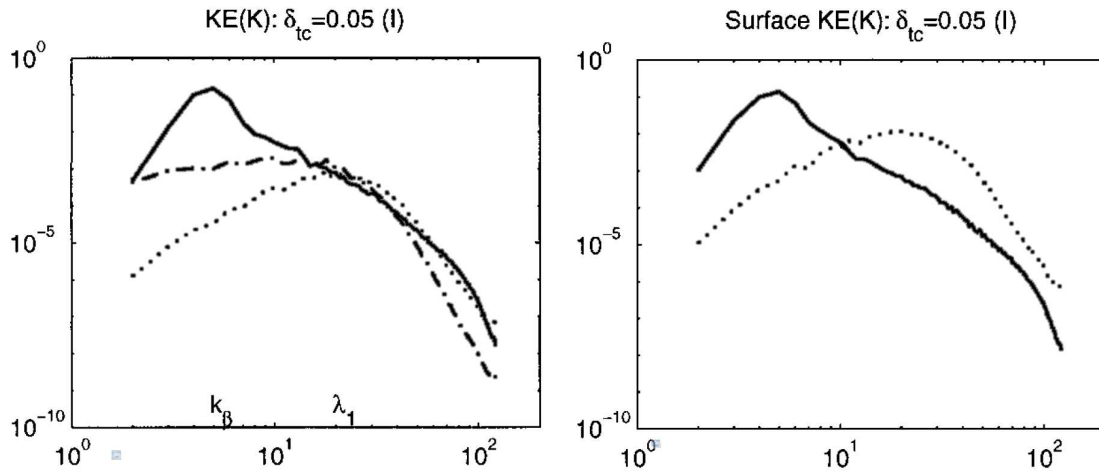


FIGURE 1.6 – (a) Spectre d'énergie barotrope (trait continu), d'énergie du premier mode barocline (tirets) et énergie potentielle (pointillés). (b) Spectre d'énergie cinétique en surface du mode barotrope (traits continus) et du premier mode barocline (tirets). Le spectre d'énergie potentielle s'obtiendrait en multipliant par k^{-2} le spectre d'énergie cinétique du mode barocline. Tiré de Smith et Vallis (2001).

- Nous ne possédons pas d'observations suffisantes pour déterminer les spectres à l'intérieur de l'océan. Seule l'analyse de mouillages faite par Wunsch (1997) indique que l'énergie intérieure est dominée par le mode barotrope et le premier mode barocline. En général, l'énergie est relativement bien répartie entre ces deux modes.

A la surface de l'océan,

- Les simulations de l'Earth Simulator (Klein et al., 2008) montrent des spectres quasiment identiques pour l'énergie cinétique et potentielle avec une pente proche de $k^{-5/3}$ (figure 1.5b). Ceci est aussi observé par Capet et al. (2008a) pour des simulations aux équations primitives du courant de Californie.
- Tandis qu'Hua et Haidvogel (1986) ne discutent pas de ceci, les simulations quasi-géostrophiques de Smith et Vallis (2001) indiquent un spectre d'énergie potentielle plus pentu que celui d'énergie cinétique (figure 1.6b).
- Les simulations du modèle réaliste POP (Isern-Fontanet et al., 2008) montrent aussi des spectres identiques, avec une pente de l'ordre de -2.8 (on peut penser que cette forte pente est liée à la dissipation numérique et à un manque de résolution, comme le montrent Capet et al. (2008a)).
- Les observations satellite de SSH montrent une pente d'énergie cinétique en $k^{-5/3}$ (Le Traon et al., 2008) et la même pente pour la SST (Viehoff, 1989). Ce résultat a aussi été obtenu par Isern-Fontanet et al. (2006) dans la région du Gulf Stream (figure 1.7b) même si les pentes sont plus fortes². Enfin, les données in situ de Rudnick et Ferrari (2000, communication personnelle) in-

2. On peut penser que cela pourrait être causé par l'interpolation optimale nécessaire pour obtenir des cartes bidimensionnelles

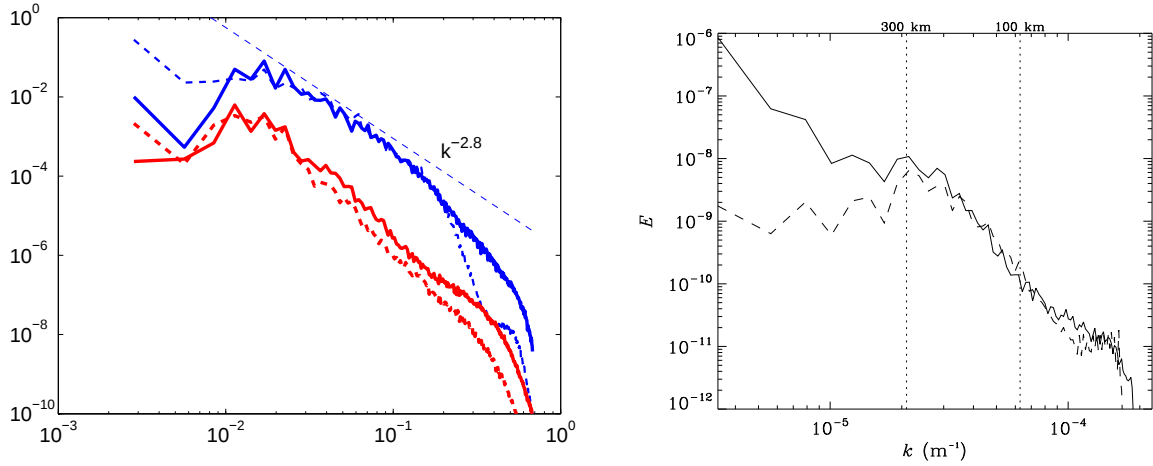


FIGURE 1.7 – (a) Spectres d'énergie cinétique (traits continus) et de densité (tirets) à la surface de l'océan (en bleu) et à 920 m de profondeur (en rouge) pour la région du Gulf Stream dans une simulation numérique utilisant le modèle POP au $1/10^\circ$. (b) Spectres d'énergie cinétique à partir des vitesses géostrophiques de l'altimètre (trait continu) et de température de surface de la mer (tirets) dans la région du Gulf Stream. Tiré de Isern-Fontanet et al. (2006).

dique aussi une pente en k^{-2} pour l'énergie potentielle (figure 1.8).

- Scott et Wang (2005) montrent qu'en surface on observe une cascade inverse d'énergie cinétique pour les échelles entre 150 et 500 km et une cascade directe pour les plus grandes échelles. Ceci est confirmé dans une simulation numérique de l'Atlantique Nord par Schlosser et Eden (2007). Si le champ de surface correspond au premier mode barocline (Stammer, 1997; Wunsch, 1997), cela signifierait que l'énergie barocline aurait une cascade inverse entre 150 et 500 km.
- LaCasce (2008) dans une revue sur les flotteurs lagrangiens dans l'océan montre que la plupart des observations proches de la surface indiquent une diffusivité turbulente en $\kappa = d\overline{y^2}/dt/2 \approx y^{4/3}$ cohérent avec un spectre d'énergie cinétique en $k^{-5/3}$.

Nous voyons qu'aussi bien les modèles idéalisés, réalistes ou les observations indiquent qu'à la surface de l'océan, la théorie classique est en défaut (excepté pour les simulations quasi-géostrophiques et nous y reviendrons plus tard). Pour expliquer cela, il faut revenir au papier original de Charney (1971) et aussi comparer les simulations de l'Earth Simulator avec les simulations quasi-géostrophiques de Hua et Haidvogel (1986) et Smith et Vallis (2001). Un point important est que toutes les études antérieures quasi-géostrophiques font l'hypothèse qu'il n'y a *pas d'anomalies de densité à la surface de la mer*, ce qui n'est pas le cas dans le modèle aux équations primitives et qui n'est manifestement pas le cas dans l'océan réel. Ces théories antérieures prenaient seulement en considération *les anomalies de vorticité potentielle à l'intérieur de l'océan*. Ceci n'est cependant valable que pour décrire l'intérieur de l'océan.

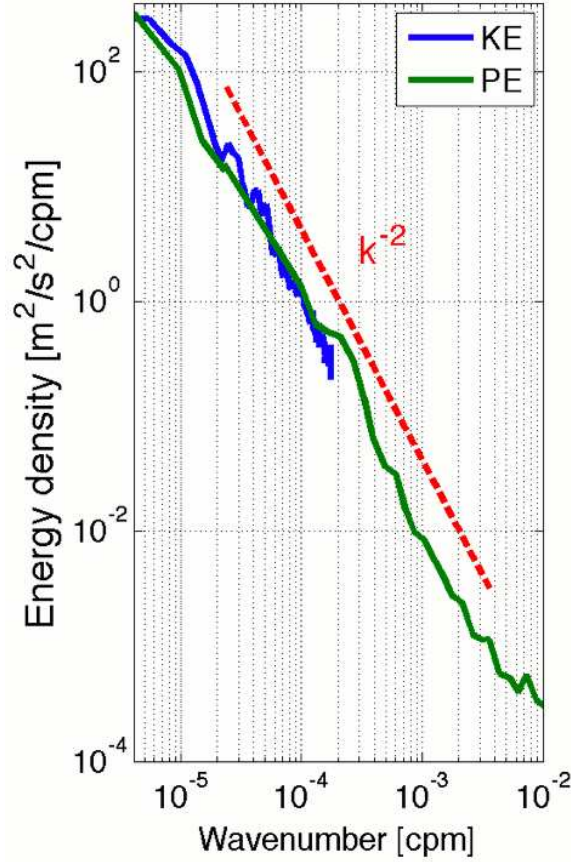


FIGURE 1.8 – Spectres d'énergie cinétique (en bleu) et de densité (en vert) dans la couche de mélange océanique mesurés par Seasor (Rudnick et Ferrari 2000, communication personnelle).

1.1.2 Inversion de la PV et existence de deux dynamiques

Dans le papier original de Charney (1971), celui-ci fait mention de l'existence de ces anomalies de densité de surface (en plus des anomalies de PV) mais préfère s'en affranchir pour obtenir les propriétés de la turbulence QG. On peut tout d'abord rappeler la théorie classique quasi-géostrophique.

Considérons un écoulement en balance quasi-géostrophique. La vorticité potentielle quasi-géostrophique (notée PV par la suite) s'écrit

$$PV = f + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \quad (1.1)$$

On rappelle que la fonction de courant est liée aux anomalies de densité par

$$\rho = -\frac{\rho_0 f_0}{g} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (1.2)$$

(cette relation s'obtient à partir de l'équilibre géostrophique et de la relation hydro-

statique). En particulier, la densité de surface ρ_s s'écrit

$$\rho_s = -\frac{\rho_0 f_0}{g} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (1.3)$$

On ne parlera pas ici de la condition au fond de l'océan. En pratique, on aurait le même genre de condition (mais pour des profondeurs assez grandes, cette condition de fond ne joue qu'un rôle mineur, d'autant plus que les anomalies de densité sont généralement faibles au fond de l'océan³). En l'absence de forçage et de dissipation, la PV et la densité de surface sont conservées le long de l'écoulement géostrophique

$$\frac{\partial PV}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla PV = 0 \quad (1.4a)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \vec{u}|_{z=0} \cdot \nabla \rho_s = 0 \quad (1.4b)$$

On s'est placé dans le cas d'un toit rigide, c'est-à-dire, $w = 0$ à $z = 0$. Ici, $\vec{u}$ est la vitesse géostrophique $\vec{u} = (u, v)$.

Nous allons maintenant faire appel à la théorie de l'inversion de la vorticité potentielle (Hoskins et al., 1985). En quoi consiste l'inversion ? Comme la vorticité potentielle est conservée le long des trajectoires de l'écoulement géostrophique, c'est un marqueur dynamique qui permet de caractériser les propriétés dynamiques des masses d'eau. L'inversion consiste à déterminer les champs de vitesse et de densité à partir d'un champ tridimensionnel de la vorticité potentielle (à un instant donné) et d'un système d'équations de balance (par exemple, l'équilibre géostrophique ou les équations quasi-géostrophiques). Mathématiquement, comme la vorticité potentielle est une fonction de la vitesse et de la densité, $PV = F(u, v, \rho)$, on doit pouvoir inverser cette relation pour obtenir la vitesse ou la densité, $(u, v, \rho) = F^{-1}(PV)$. Comme l'ont montré Hoskins et al. (1985) et Bishop et Thorpe (1994), on peut décomposer les quantités dynamiques en contribution due aux différentes régions qui contiennent de la PV. Ceci avait été envisagé d'abord par Kleinschmidt (1950a,b, 1951) qui interprétait certaines cyclogenèses de surface comme induites par des anomalies de PV d'altitude.

En effet, une région donnée de l'espace qui contient de la PV induit autour d'elle un champ de vitesse (figure 1.9). Ce champ de vitesse peut être à plus ou moins longue portée. On voit alors une analogie avec l'électrostatique (Bishop et Thorpe, 1994) : en électrostatique, on peut décomposer le champ électrique en charges élémentaires. De même, les régions qui contiennent des anomalies de PV sont les "charges" du champ de vitesse.

A partir de ces remarques, regardons plus attentivement les équations de la PV. L'anomalie⁴ de vorticité potentielle s'écrit en fonction de la fonction de courant ψ comme

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = PV' \quad (1.5)$$

3. excepté peut-être près des sources hydro-thermales.

4. On ne considère pas le terme de Coriolis dans l'inversion de PV.

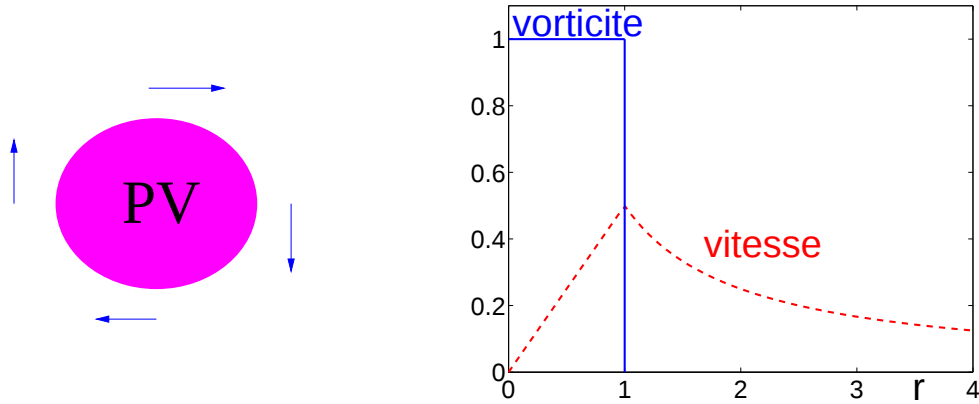


FIGURE 1.9 – (a) Un tourbillon avec une PV localisée induit un champ de vitesse autour de lui. (b) Exemple pour le tourbillon de Rankine. En abscisse, la distance r au centre du tourbillon. La vitesse radiale décroît lentement à l'infini alors que la vorticité est nulle pour $r > 1$.

L'équation (1.5) est une équation elliptique si $N^2 > 0$ partout dans l'écoulement (condition de stabilité statique). Si on veut inverser cette équation afin d'obtenir ψ , on voit que l'on a besoin d'avoir des conditions aux limites du domaine (latérales et verticales). Mettons de côté les conditions latérales. Il nous faut alors une condition à la surface de l'océan et une condition au fond. Au fond de l'océan, on peut faire l'hypothèse que les anomalies de densité sont faibles car il y a peu de sources pour la température et la salinité et que l'activité à mésoéchelle est faible. Ceci n'est plus vrai à la surface. Au contraire, nous savons que de fortes anomalies de densité y sont observées à cause des forçages solaires et air-mer.

L'idée de Bretherton (1966) est de montrer que *la densité à la surface de l'océan* joue le même rôle que la vorticité potentielle à l'intérieur du fluide⁵. Pour cela, on peut montrer mathématiquement⁶ (voir Bretherton, 1966; Lapeyre et Klein, 2006a) que l'on peut remplacer la condition à la surface

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial z} \right|_{z=0} = -\frac{g}{\rho_0 f_0} \rho_s \quad (1.6)$$

par

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (1.7)$$

5. Cette idée a été étendue dans le contexte des équations primitives par Schneider et al. (2003).

6. L'idée est d'ajouter une couche entre $z = 0$ et $z = h > 0$, au dessus de l'océan, hauteur à laquelle on décide d'annuler $\partial_z \psi$. En intégrant, la PV sur cette couche, on obtient une contribution qui va donner le Dirac en PV quand h tend vers zéro.

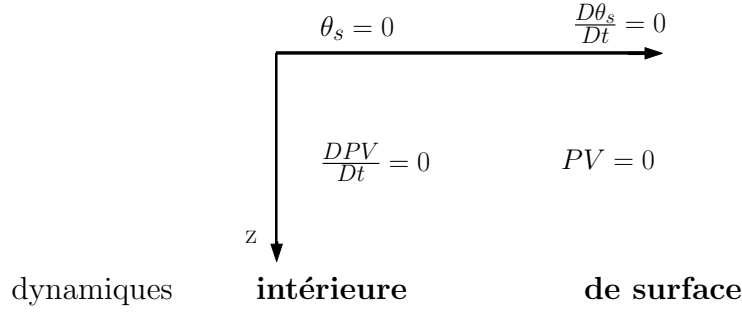


FIGURE 1.10 – Schéma décrivant les dynamiques intérieure et de surface. La dynamique intérieure est associée aux anomalies de PV à l'intérieur du fluide qui sont transportées par le courant géostrophique. Il n'y a pas d'anomalies de densité de surface. La dynamique de surface est associée aux anomalies de densité de surface qui sont transportées par le courant géostrophique. Il n'y a pas d'anomalie de PV à l'intérieur du fluide.

mais en remplaçant (1.5) par

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = PV' + \frac{gf_0}{\rho_0} \rho_s \delta(z) \quad (1.8)$$

La densité de surface joue alors le rôle d'un Dirac en PV. Cette idée avait aussi été utilisée dans le critère d'instabilité barocline de Charney et Stern (1962). En effet, pour ce critère, il y a trois conditions d'instabilité :

- changement de signe du gradient méridien de vorticité potentielle à l'intérieur du fluide ;
- même signe du gradient méridien de densité aux interfaces (à la surface et à la tropopause pour l'atmosphère, à la surface et au fond pour l'océan) ;
- changement de signe entre le gradient méridien de PV et le gradient de densité de la surface, ou même signe entre le gradient méridien de PV et le gradient de densité du fond.

On voit que les deuxième et troisième conditions correspondent au fait que la densité aux interfaces joue le même rôle que la PV intérieure.

Utilisons maintenant le principe de superposition des régions de PV. Suivant le schéma de la figure 1.10, on va séparer la dynamique en deux parties :

- la dynamique QG intérieure, qui est associée aux anomalies de PV intérieure, mais pas d'anomalie de densité de surface. Dans ce contexte, la PV intérieure est conservée le long de l'écoulement géostrophique. C'est le modèle classique de la théorie quasi-géostrophique, tel qu'utilisé par Charney (1971), Hua et Haidvogel (1986) ou Smith et Vallis (2001). Ce modèle explique les spectres obtenus à l'intérieur de l'océan. Les caractéristiques de cette dynamique QG intérieure sont relativement bien connues (cf. Pedlosky, 1987; Vallis, 2006).
- la dynamique QG de surface, qui est associée aux anomalies de densité de surface, mais pas d'anomalie de PV intérieure. Dans ce contexte, la densité de surface est conservée le long de l'écoulement géostrophique de surface. Ce

modèle a été considéré, entre autres, par Blumen (1978); Held et al. (1995); Smith et al. (2002). Nous allons en détailler certaines de ses propriétés.

1.1.3 Dynamique SQG : résultats antérieurs

Le modèle Quasi-Géostrophique de Surface (ou SQG) correspond à un modèle à vorticité potentielle QG uniforme à l'intérieur du fluide. Il est par contre forcé par (ou associé à) des anomalies de densité de surface (correspondant aux fronts de densité de sous-mésoéchelle).

Rappelons les études antérieures sur cette dynamique QG de surface. Hormis les études sur le modèle d'Eady (1949) qui considère l'interaction entre deux interfaces (ce qui n'est pas le cas pour l'océan), le premier papier qui décrit ce modèle remonte à Blumen (1978). Les potentialités de ce modèle pour la dynamique océanique ont été mises en avant tout d'abord par Lesieur et Sadourny (1981) qui proposent d'expliquer les spectres observés de phytoplancton par une cascade SQG. Held et al. (1995) font une étude assez détaillée de certaines caractéristiques de ce modèle. Ils mentionnent à la fin de leur conclusion que ce modèle pourrait être intéressant pour l'océan mais sans spécifier en quoi. Par ailleurs, Juckes (1994) fait le rapprochement avec la dynamique de la tropopause, travaux qui seront repris par Wirth et al. (1997) et Tulloch et Smith (2006). Le lien clair à l'océan a été fait par LaCasce et Mahadevan (2006) et indépendamment par Lapeyre et Klein (2006a). On peut penser que le papier de Hakim et al. (2002) qui a étudié ce modèle pour la tropopause et regardé l'impact de l'agéostrophie a stimulé la communauté des océanographes physiciens intéressés par la dynamique des fluides géophysiques.

Des études plus théoriques sur la turbulence de ce modèle ont été faites par Pierrehumbert et al. (1994); Schorghofer (2000); Lim et Majda (2001); Smith et al. (2002); Celani et al. (2004); Scott (2006); Sukhatme et Smith (2009). On peut citer aussi les travaux de Constantin et al. (1996, 1999) sur les propriétés de singularité de ce modèle, travaux qui ont connu un regain d'intérêt récemment (Cordoba et al., 2004; Rodrigo, 2004; Wu, 2007), car pouvant être utilisé comme une voie pour attaquer le problème des singularités des équations de Navier-Stokes tridimensionnelles.

Rappelons tout d'abord les équations :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=0} + \vec{u}_s \cdot \nabla \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0 \quad (1.9a)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = 0 \quad (1.9b)$$

$$\vec{u}_s = \left(- \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{z=0}, \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{z=0} \right) \quad (1.9c)$$

La première équation concerne seulement la surface et représente l'advection de la densité de surface par le courant géostrophique horizontal. La deuxième équation représente l'équation de vorticité potentielle uniforme. La dernière est la relation entre la vitesse et la fonction de courant en surface. On rappelle que les équations quasi-géostrophiques classiques sont respectées à n'importe quelle profondeur pour le modèle SQG.

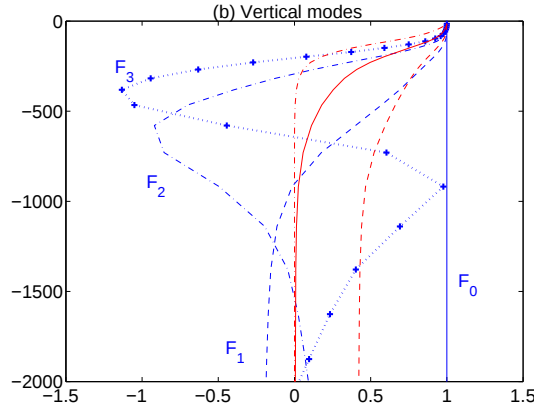


FIGURE 1.11 – Modes baroclines et SQG pour une stratification typique du Gulf Stream. En bleu, les quatre premiers modes baroclines. En rouge, les solutions SQG pour une longueur d'onde $l = 100$ km (trait continu), $l = 550$ km (traits discontinus) et $l = 30$ km (tirets-points). Les différentes solutions SQG ont été redimensionnées pour valoir 1 en surface. D'après Lapeyre (2009).

La condition de PV uniforme (1.9b), la relation (1.3) et l'hypothèse $N = \text{constante}$ donnent dans l'espace spectral

$$\widehat{\psi}(\vec{k}, z) = -\frac{g}{\rho_0 N} \frac{\widehat{\rho}_s(\vec{k})}{k} \exp\left(\frac{kNz}{f_0}\right) \quad (1.10)$$

avec $k = |\vec{k}|$ le module du nombre d'onde. $\widehat{\psi}(\vec{k}, z)$ est la transformée de Fourier horizontale à la profondeur z de la fonction de courant ψ , et $\widehat{\rho}_s(\vec{k})$ est la transformée de la densité de surface. La fonction de courant ainsi que la densité sont alors complètement déterminées par la condition de surface, puisque

$$\widehat{\rho}(\vec{k}, z) = \widehat{\rho}_s(\vec{k}) \exp\left(\frac{kNz}{f_0}\right) \quad (1.11)$$

Les transformées de Fourier de la fonction de courant, de la densité et de la vitesse horizontale décroissent exponentiellement avec la profondeur, pour la solution SQG. Ce résultat reste valable même dans le cas d'une stratification réaliste (Lapeyre, 2009). On observe en particulier que la décroissance est d'autant plus rapide que l'on considère des petites échelles horizontales (cf. figure 1.11). Cette solution (que l'on peut aussi appelée *mode SQG* par analogie aux modes baroclines) correspond à une dynamique intensifiée et piégée près de la surface.

Le modèle d'instabilité d'Eady (1949) consiste à adjoindre au modèle SQG une deuxième surface (la tropopause pour l'atmosphère) et à linéariser les équations autour d'un cisaillement vertical de vent moyen. Ce dernier modèle a connu beaucoup d'attention de la part des météorologues dynamiciens pour expliquer la cyclogenèse atmosphérique mais le modèle SQG a, lui, peu intéressé la communauté Océan-Atmosphère.

Quels sont les éléments connus sur le modèle quasi-géostrophique de surface ?

- concernant la cascade turbulente : Blumen (1978) a étudié les cascades associées à la turbulence SQG. Pour ce système, il y a deux invariants : l'énergie potentielle de surface

$$\iint \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=0} \right)^2 dx dy$$

et l'énergie totale

$$\iiint \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 dx dy dz = \iint \psi \Big|_{z=0} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=0} dx dy$$

(la dernière égalité vient de l'uniformité de la PV).

L'énergie potentielle de surface est proportionnelle à l'énergie cinétique de surface dans l'espace spectral puisque

$$E_c(z=0) = \frac{1}{2}(|\hat{u}|^2 + |\hat{v}|^2) = \frac{1}{2}k^2|\hat{\psi}|^2 = \frac{g^2}{2\rho_0^2 N^2}|\hat{\rho}|^2 \quad (1.12)$$

Ces deux quantités ont donc le même spectre à toutes les profondeurs. Dans ce système, on a deux quantités conservées : la variance de la densité de surface (ou $\int E_c dk$) et l'énergie totale (intégrée sur z , ce qui donne $\int k^{-1} E_c dk$).

Blumen (1978) montre théoriquement qu'il existe deux régimes, un régime de cascade inverse de l'énergie totale, associée à un spectre de densité de surface en k^{-1} et un régime de cascade directe de densité de surface avec un spectre de densité en $k^{-5/3}$. Hoyer et Sadourny (1982) ont examiné les pentes des spectres par une approche EDQNM pour le problème d'Eady (mais sans cisaillement moyen) et obtiennent bien les deux régimes. Pierrehumbert et al. (1994) montrent, dans des simulations numériques de turbulence, que dans le régime de cascade directe, la pente de la densité de surface est légèrement supérieure à $-5/3$, de l'ordre de -1.9 . Constantin (2002) a montré qu'en turbulence SQG forcé, le spectre d'énergie était inférieur à Ck^{-2} pour k inférieur à l'échelle du forçage, en supposant une relaxation linéaire de la température.

- concernant les propriétés de localité spatiale : à $z = 0$, l'équation (1.10) montre que pour passer du traceur actif ρ_s à la fonction de courant ψ , il faut diviser par k . En turbulence bidimensionnelle classique, pour obtenir la fonction de courant il faudrait diviser la vorticité (qui est le traceur actif) par k^2 . Cela signifie qu'en SQG, les petites échelles vont jouer un rôle dans l'advection de la densité (alors que ce n'est pas le cas en turbulence barotrope). Une autre façon de le voir (Held et al., 1995) est que, pour une fonction Dirac en densité $\rho(\vec{x}) = \delta(\vec{x} - \vec{x}_0)$, la fonction de courant associée est $\psi(\vec{x}) = -|\vec{x} - \vec{x}_0|/2\pi$ et le champ de vitesse est en $1/|\vec{x} - \vec{x}_0|^2$. Cette forte décroissance de la vitesse (on rappelle qu'en barotrope, la vitesse décroît en $1/|\vec{x} - \vec{x}_0|$ pour un Dirac en vorticité) implique des interactions beaucoup plus locales en SQG qu'en turbulence barotrope (Held et al., 1995). Associé à cela, les filaments tendent à être plus instables (figure 1.12) comme l'ont montré Held et al. (1995). En effet, la conservation de

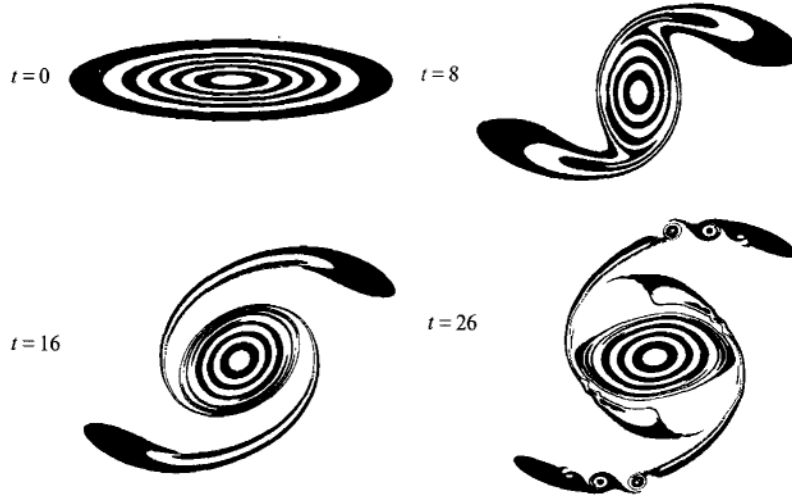


FIGURE 1.12 – Instabilité de filaments en SQG. Tiré de Held et al. (1995).

la densité implique que la vorticité n'est pas conservée : si un filament devient plus fin, il verra sa vorticité augmenter (celle-ci est proportionnelle à ρ/L avec L la largeur du filament). Comme le champ de déformation des tourbillons voisins décroît très vite, il ne peut stabiliser les filaments par le mécanisme d   à l'effet inhibiteur de la déformation (Dritschel et al., 1991).

- concernant la singularité des équations : Constantin et al. (1994) fait le lien entre le modèle SQG et la dynamique de la vorticité en turbulence tridimensionnelle. En effet, le gradient de température peut être considéré comme l'analogue du vecteur vorticité tridimensionnelle car ils obéissent formellement à la même dynamique (forcé par le gradient de vitesse) et sont reliés de la même façon au champ de vitesse. En effet, pour le modèle SQG, on a

$$\frac{D\nabla_H^\perp \rho}{Dt} = [\nabla_H \vec{u}] \nabla_H^\perp \rho$$

avec $\nabla_H^\perp \rho = (-\partial_y \rho, \partial_x \rho)$ et D/Dt l'advection lagrangienne. Pour la vorticité tridimensionnelle, on a

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = [\nabla \vec{u}] \vec{\omega}$$

avec $\vec{\omega}$ le vecteur vorticité tridimensionnel. Comme l'opérateur qui permet de passer du vecteur actif ($\nabla_H^\perp \rho$ ou $\vec{\omega}$)    la vitesse est le même en SQG et en turbulence tridimensionnelle (Constantin et al., 1994), on peut s'attendre à ce que les propriétés du modèle SQG (en terme de singularité) soient transposables à la turbulence tridimensionnelle. Cordoba (1997) a montré qu'une singularité en SQG ne pouvait arriver en temps fini pour un point selle hyperbolique. Des solutions locales sans singularité dans certains espaces de Sobolev peuvent exister en présence de dissipation (voir par exemple Ju, 2007). Il a été montré que si la dissipation était en $-\kappa\psi$, alors les solutions sont lisses pour tous les temps (voir la revue de Constantin, 2008a). D'autres théorèmes de régularité

existent pour d'autres types de dissipation (Wu, 2007). Dans le cas du problème forcé, en présence d'une dissipation grande échelle, on peut s'attendre à ce que la dissipation d'énergie tende vers 0 quand le coefficient de dissipation à petite échelle tend vers 0. Cependant, l'approche SQG ne peut être transposée au problème des singularité en 3 dimensions car les preuves ne reposent pas sur le même type de structure des opérateurs 3D et 2D (Constantin, 2008b).

- Le modèle SQG peut donner lieu à une étude de dynamique de contours (entourant des régions à densité uniforme) comme l'ont montré Cordoba et al. (2004), Rodrigo (2004) et Dritschel et Saravanan (1994). Il faut supposer alors (Cordoba et al., 2004; Rodrigo, 2004) que ces contours sont associés à des fronts presque droits (c'est-à-dire, sans discontinuité sur la densité mais avec une région étroite de transition), ce qui correspond à une solution faible du problème.
- concernant le transport horizontal de traceur : le spectre de traceur advecté horizontalement doit être en k^{-2} dans le régime de la cascade inverse et en $k^{-5/3}$ dans la cascade directe (Lesieur et Sadourny, 1981; Smith et al., 2002). Or les simulations de turbulence dans le régime de la cascade directe montrent que le traceur est moins pentu que $k^{-5/3}$ dans la cascade directe (Celani et al., 2004; Scott, 2006). De plus, Scott (2006) montre qu'un traceur advecté par un écoulement SQG à différentes profondeurs voit une transition de pente : pour des nombres d'onde plus bas que $k_c \sim 1/2z$, le spectre de traceur est en $k^{-5/3}$ dénotant un régime local; pour des nombres d'onde plus élevé que k_c , le spectre est en k^{-1} , dénotant un régime nonlocal. Par ailleurs, (Smith et al., 2002) confirme numériquement le spectre de traceur en k^{-2} dans la cascade inverse.
- concernant les instabilités associées aux filaments et tourbillons : Jukes (1995) a étudié l'instabilité d'une bande de température constante. Le nombre d'onde le plus instable est inversement proportionnel à la largeur de la bande, ainsi que le taux de croissance. Harvey et Ambaum (2010) ont montré de plus que l'effet d'une déformation ou d'un cisaillement ne sont pas capables de stabiliser ces filaments. Dritschel (2010) montre qu'une solution à température non constante à l'intérieur d'une ellipse tournant de façon uniforme peut exister et que cette ellipse peut être instable avec un mode 3 d'instabilité lorsque son rapport d'aspect est petit. Carton (2009) a par ailleurs examiné l'instabilité de tourbillons circulaires avec différents profils de température. Pour des gradients de bord modérés, l'instabilité (dans son développement linéaire) est similaire à l'instabilité des tourbillons barotropes. Pour de forts gradients, les tourbillons sont plus instables en SQG. L'équilibration nonlinéaire est ensuite similaire au cas barotrope avec la formation de multipoles (tripoles, etc.).
- concernant les instabilités de type barocline, Burde (1999) et Flierl (2008, communication personnelle) ont montré que l'inclusion d'une relaxation en température dans un modèle semi-géostrophique (donc similaire au SQG) d'une part et dans le modèle d'Eady de l'autre rend l'écoulement plus instable. Concernant l'effet d'une déformation frontogénétique dans le modèle d'Eady semi-géostrophique, Bishop (1993) note que celui-ci fait décroître l'instabilité.

- Rotunno et Snyder (2008) étudient, dans le cadre de la prévisibilité, la croissance des erreurs initiales en turbulence SQG. Ils montrent que dans ce modèle, il y a une prévisibilité limitée (contrairement au modèle barotrope dans la cascade directe) car le temps de doublement de l'erreur décroît avec l'échelle. Il en résulte que l'erreur initiale à petite échelle croît rapidement puis sature et enfin croît plus lentement quand elle atteint de plus grandes échelles. Au contraire, en barotrope, l'erreur initiale subit un ajustement et s'étale vers les grandes échelles mais en conservant une amplitude faible pour les petits nombres d'onde.

1.1.4 Confirmation de la dynamique SQG pour l'océan

Dans les sections précédentes, nous avons mis en évidence que la surface de l'océan ne se comportait pas selon la théorie de Charney (1971) et qu'une explication possible pouvait être trouvée grâce à la théorie SQG qui prend en compte les fronts de surface. Il nous faut maintenant confirmer si cette dynamique SQG correspond bien aux couches supérieures de l'océan.

Tout d'abord, les caractéristiques des spectres d'énergie cinétique et potentielle de surface correspondent bien à la dynamique SQG :

- des spectres identiques de densité et d'énergie cinétique pour la mésoéchelle et une partie de la sous-mésoéchelle (entre 30 et 300 km). Ceci a été obtenu dans des modèles numériques (Klein et al., 2008; Isern-Fontanet et al., 2008), cf. 1.5b, et dans les observations satellites (Isern-Fontanet et al., 2006).
- un spectre d'énergie cinétique proche de $k^{-5/3}$, obtenu dans des modèles numériques (Klein et al., 2008; Capet et al., 2008a) et dans les observations satellites (Le Traon et al., 2008), cf. fig. 1.7b.
- un spectre de densité de surface (ou de SST) en $k^{-5/3}$, obtenu dans modèles numériques (Klein et al., 2008) et dans les observations satellites (Viehoff, 1989).

Dans le cas d'une stratification constante, la solution SQG est en fait un mode⁷ piégé à la surface qui décroît presque exponentiellement avec la profondeur selon

$$\widehat{\psi}(\vec{k}, z) = -\frac{g}{Nk\rho_0} \widehat{\rho}_s(\vec{k}) \exp\left(\frac{N}{f_0} kz\right) \quad (1.13)$$

où $\widehat{(\)}$ est la transformée de Fourier spatiale et k le module du nombre d'onde horizontal. Cette solution nous indique qu'il est possible d'obtenir les courants océaniques tridimensionnels à méso et sous-mésoéchelle à partir de la seule connaissance du champ de densité de surface.

En première approximation, on peut dire que les anomalies de densité de surface sont proportionnelles aux anomalies de température de surface de la mer (la SST) car

$$\begin{aligned} \rho'(x, y, z = 0) &= -\alpha SST + \beta SSS \\ &\approx -\alpha SST \end{aligned} \quad (1.14)$$

7. Cette solution pourrait aussi s'appeler "zero mode" puisqu'elle est solution d'un problème homogène (sans PV intérieure) contrairement aux modes baroclines.

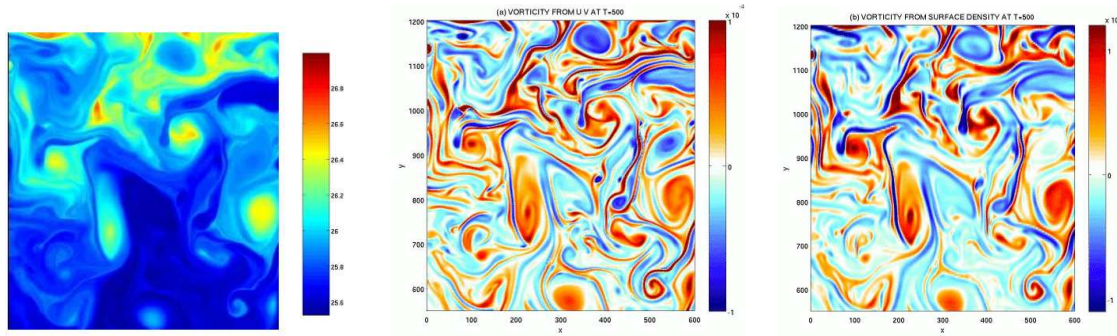


FIGURE 1.13 – (a) Anomalie de densité de surface, (b) vorticité relative de surface dans une région d'une simulation de type canal aux équations primitives. (c) Vorticité relative reconstituée grâce à une seule image de la densité de surface par la méthode SQG. Tiré de Klein et al. (2008).

si on néglige la contribution des anomalies de salinité de surface SSS . On peut aussi supposer que les anomalies de SST et SSS sont corrélées comme cela est le cas pour les fronts thermohalins (Klein et al., 1998) ou les fronts compensés en densité dans la couche de mélange (Rudnick et Ferrari, 1999; Ferrari et Paparella, 2003). Dans ce dernier cas, α serait une valeur modifiée pour tenir compte de cette corrélation. En utilisant (1.14), on peut donc obtenir la fonction de courant à partir de la SST.

Un exemple de la validité de la balance SQG est montré sur la figure 1.13 qui correspond à une simulation à très haute résolution d'un front barocline dans un canal (cf. page 44 pour quelques détails sur ce type de simulations). Cette figure compare la vorticité relative de surface avec celle reconstituée par méthode SQG en choisissant N dans (1.13) de façon à avoir la même décroissance sur la verticale des écart-types (r.m.s.) de la vorticité réelle et estimée. Pour cette simulation où le nombre de Rossby s'approche de 1 (les vorticités relatives atteignent $-f$ et $3f$ dans cette simulation avec f le paramètre de Coriolis), on constate que l'équilibre SQG est très bien respecté. Ceci a aussi été confirmé par le même type de comparaison pour le modèle réaliste POP de l'Atlantique Nord (Isern-Fontanet et al., 2008). En particulier, le coefficient de corrélation entre la vitesse du modèle et sa reconstruction SQG est supérieur à 0.8 presque partout dans l'Atlantique Nord (figure 1.14).

Jordi Isern-Fontanet, durant un postdoctorat au LPO que j'ai co-encadré, a plus précisément travaillé pour appliquer cette méthode aux observations satellites de SST (micro-onde à basse résolution et AVHRR à haute résolution). Nous avons pu confirmer nos résultats sur l'utilisation de la SST pour déterminer les vitesses géostrophiques en comparant avec les données d'altimétrie (Isern-Fontanet et al., 2006). Un exemple de comparaison SQG-SST/altimétrie est donné sur la figure 1.15 qui représente les champs de vitesse géostrophique obtenus par la méthode SQG d'une part et par l'altimétrie d'autre part. Comme on peut le voir, les deux champs de vitesse sont très proches, en particulier là où les gradients de SST sont importants.

Afin de voir sur quelle profondeur l'approximation SQG est valable, on peut calculer le coefficient de corrélation, en fonction de la profondeur, de la vorticité du modèle avec celle reconstituée par méthode SQG à partir de la SST. Pour cela, il

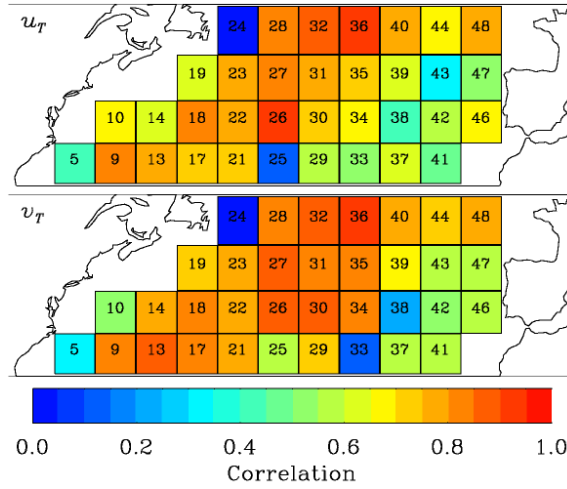


FIGURE 1.14 – Coefficients de corrélation entre la vitesse en surface (respectivement zonale u_T et méridienne v_T) et sa reconstruction à partir de la SST. Tiré de Isern-Fontanet et al. (2008).

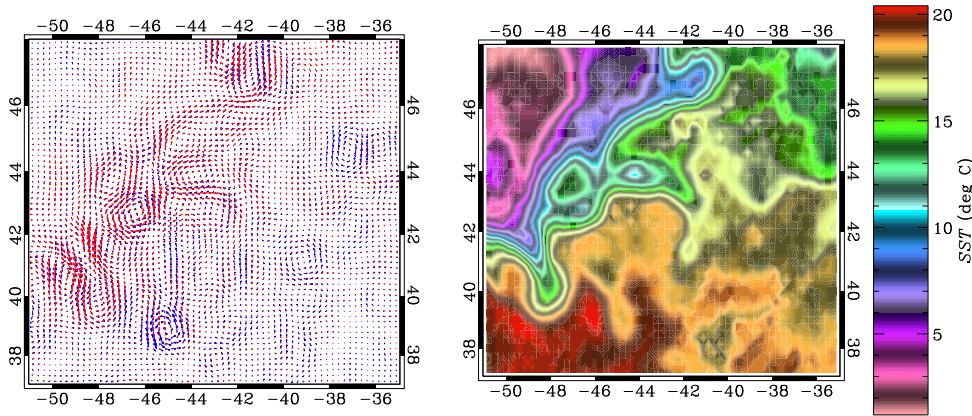


FIGURE 1.15 – (a) Comparaison des vitesses géostrophiques obtenues par altimétrie (flèches en bleu) et par la méthode SQG (en rouge). La méthode SQG utilise seulement une image de SST micro-onde. (b) Carte de SST de la même région. La région étudiée correspond au Gulf Stream (coordonnées en degrés de longitude et latitude). Figure tirée de Isern-Fontanet et al. (2006).

faut définir le paramètre N intervenant dans la décroissance exponentielle (1.13). Une façon pratique de le calculer est de trouver la valeur qui permet de prédire la décroissance de l'enstrophie en fonction de la profondeur. En effet, l'enstrophie est maximale en surface et décroît en général rapidement avec la profondeur car celle-ci est reliée à la frontogenèse (comme le montre la relation (1.13) la vorticité $\Delta\hat{\psi}$ est proportionnelle au gradient de ρ spectralement, c-à-d $k\hat{\rho}$). La figure 1.16 (voir aussi la figure 1.17c pour un cas avec un forçage de vent contenant des hautes fréquences

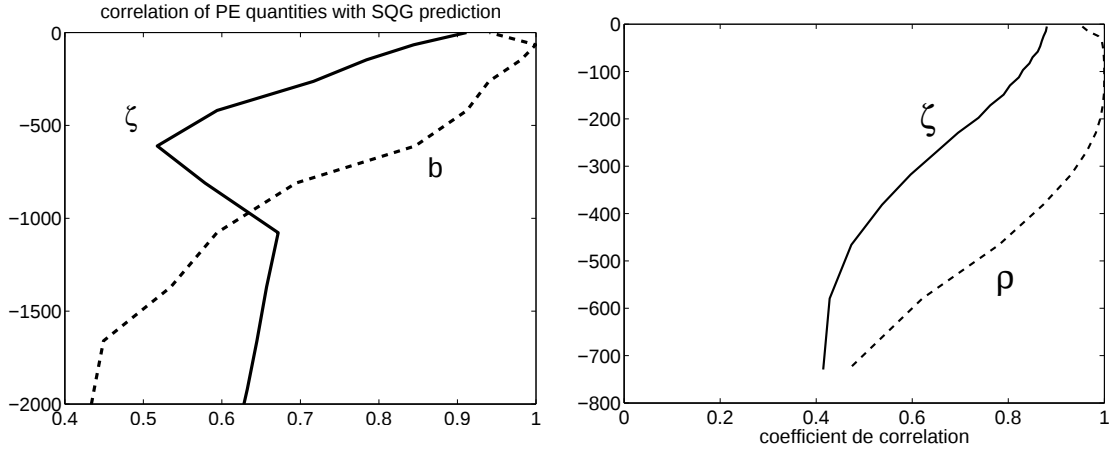


FIGURE 1.16 – Coefficient de corrélation, en fonction de la profondeur, de la vorticité relative reconstituée par SQG avec celle diagnostiquée (trait continu), de l'anomalie de densité reconstituée avec celle diagnostiquée (tirets). (a) Pour le modèle haute résolution Earth Simulator. (b) Pour la simulation de l'océan Atlantique Nord.

et excitant des ondes quasi-inertielles) montre que le coefficient de corrélation pour la vorticité reste supérieur à 0.6 pour des profondeurs de l'ordre de 300 m à 500 m, aussi bien pour la simulation en canal périodique à haute résolution (cf. figures 1.16a et 1.17c) que pour la simulation réaliste (fig. 1.16b). En terme d'amplitude, la comparaison des r.m.s. montre que la décroissance sur la verticale est relativement bien estimée (Lapeyre et Klein, 2006a; Klein et al., 2009), comme on peut voir sur la figure 1.17d. On peut donc dire que la partie SQG domine sur la partie QG intérieure jusqu'à 300 à 500 mètres de profondeur et permet d'avoir une équation de balance réaliste pour les couches supérieures de l'océan.

Le modèle SQG obéit aux équations quasi-géostrophiques classiques. En particulier, on peut dériver une équation omega qui prend une forme simplifiée (en utilisant l'équation de densité à différentes profondeurs) :

$$\begin{aligned}
 \hat{w} &= \frac{g}{\rho_0 N_0^2} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{g}{\rho_0 N_0^2} \left(\partial_t \hat{\rho} + \vec{u} \cdot \nabla_H \rho \right) \\
 &= \frac{g}{\rho_0 N_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(\hat{\rho}_s \exp \left(\frac{k N_0 z}{f_0} \right) \right) + \overline{J(\psi, \rho)} \right) \\
 &= \frac{g}{\rho_0 N_0^2} \left(-\overline{J(\psi_s, \rho_s)} \exp \left(\frac{k N_0 z}{f_0} \right) + \overline{J(\psi, \rho)} \right)
 \end{aligned} \tag{1.15}$$

La dernière relation indique que l'on peut écrire de manière complètement diagnostique la vitesse verticale en fonction de la densité de surface. Il est intéressant de tester cette relation, qui semble plus difficile à vérifier que la relation SQG entre densité et fonction de courant. Les premiers résultats de Lapeyre et Klein (2006a) ont montré dans un modèle aux équations primitives, à basse résolution (6 km) et intégré seulement sur 100 jours que cette balance semble s'appliquer. Un deuxième

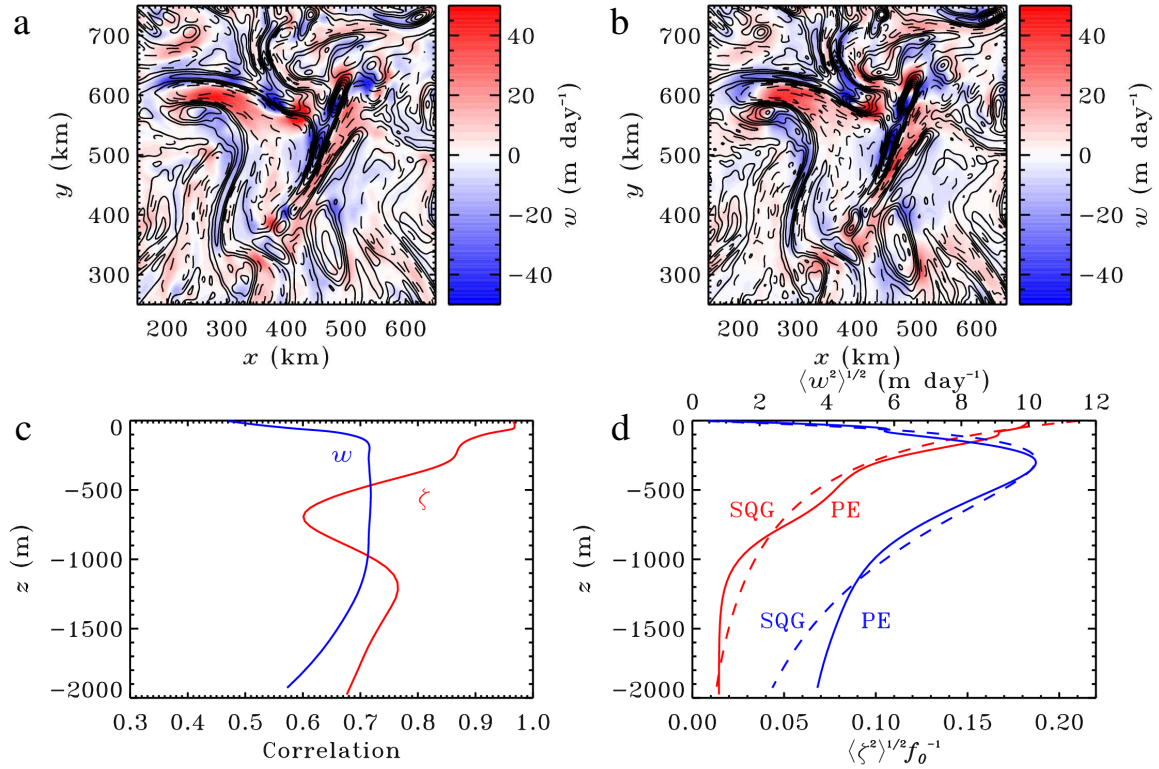


FIGURE 1.17 – (a) Vitesse verticale à 200 m, moyennée sur 18h (période inertielle), dans un modèle aux équations primitives en canal forcé par un vent réaliste avec une forte variabilité temporelle excitant des ondes quasi-inertielles. (b) Reconstruction par la méthode SQG. (c) Coefficients de corrélation entre la vorticité observée et reconstituée (en rouge) et entre la vitesse verticale observée et reconstituée (en bleu), en fonction de la profondeur. (d) r.m.s. de la vorticité relative observée et reconstituée (en rouge) et de la vitesse verticale observée et reconstituée (en bleu). Les courbes continues sont les valeurs du modèle PE et les courbes en tirets sont celles estimées par le SQG. Tiré de (Klein et al., 2009).

test plus difficile peut être fait dans le cas d'une simulation PE (aux équations primitives) à haute résolution, *en présence d'une couche de mélange océanique et d'un forçage haute fréquence du vent* qui résulte en la présence d'ondes quasi-inertielles supplémentaires. Les résultats (figures 1.17a, b, c) montrent toujours un bon accord entre la prédiction SQG et la vitesse verticale moyennée sur une période inertielle (pour ne garder que la partie balancée) sur une profondeur de l'ordre de 500 m (Klein et al., 2009).

Ces différents tests nous permettent donc de confirmer l'interprétation que les couches supérieures de l'océan (en gros les 500 premiers mètres) suivent un équilibre de type quasi-géostrophique de surface. Il nous faut maintenant comprendre plus en détails pourquoi cela est vrai.

1.1.5 Pourquoi la balance SQG est valide

Pour expliquer pourquoi on peut appliquer la théorie SQG, il nous faut revenir à l'inversion de la vorticité potentielle (inversion de (1.5) et (1.6)), comme je l'ai montré dans Lapeyre et Klein (2006a). Si on utilise l'hypothèse quasi-géostrophique, on peut décomposer la fonction de courant ψ en une partie ψ_{int} reliée à la vorticité potentielle intérieure (et sans signature en densité de surface) et une partie ψ_{sur} reliée à la densité de surface (et sans signature en vorticité potentielle intérieure). ψ_{int} vérifie

$$\frac{\partial^2 \psi_{int}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{int}}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi_{int}}{\partial z} \right) = PV' \quad (1.16a)$$

$$\left. \frac{\partial \psi_{int}}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (1.16b)$$

et ψ_{sur} vérifie

$$\frac{\partial^2 \psi_{sur}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{sur}}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi_{sur}}{\partial z} \right) = 0 \quad (1.17a)$$

$$\left. \frac{\partial \psi_{sur}}{\partial z} \right|_{z=0} = -\frac{g}{\rho_0 f_0} \rho_s \quad (1.17b)$$

Quelles sont les propriétés de ψ_{int} et ψ_{sur} ?

- D'abord la partie ψ_{int} peut être faible près de la surface (  cause de la condition de surface). C'est ce qu'on observe sur les figures 1.18 et 1.19a. Ceci va être vrai seulement pour les courtes longueurs d'onde car les anomalies de PV intérieure vont surtout être importantes pour les grandes échelles (associées à des spectres d'énergie en k^{-3}) alors que le SQG a un spectre d'énergie associé en k^{-1} .
- Ensuite, pour des écoulements baroclines forcés par un gradient méridien grande échelle de densité, les anomalies de PV et de densité de surface vont être en phase. Par l'inversion de PV, cette relation de phase va faire que ψ_{int} et ψ_{sur} vont être soit en phase, soit en opposition de phase. Le signal ψ_{int} va alors se projeter en partie sur ψ_{sur} et on pourra avoir une solution ψ_{sur} modifiée (que l'on appellera "effective") qui donnera les bonnes caractéristiques spatiales.

Voyons cela en détail en utilisant un argument similaire à Jukes (1994). Considérons une épaisseur h de fluide. La PV intégrée depuis la surface sur cette épaisseur vaut

$$\int_{-h}^0 PV dz \approx -\frac{gf_0}{\rho_0} \left[\frac{\rho}{N^2} \right]_{-h}^0 = -\frac{gf_0}{\rho_0 N_s^2} \rho_s \left(1 - \frac{N_s^2}{N_{-h}^2} \frac{\rho_{-h}}{\rho_s} \right) \quad (1.18)$$

en supposant que la contribution de la vorticité relative est faible (ce qui est en général vrai). N_s et N_{-h} sont respectivement la fréquence de Brunt-Väisälä à la surface et à la profondeur $-h$. L'intégrale de la PV liée au Dirac de surface (cf. eq. 1.8) donne

$$\int_{-h}^0 PV_{sur} dz = \frac{gf_0}{\rho_0 N_s^2} \rho_s \quad (1.19)$$

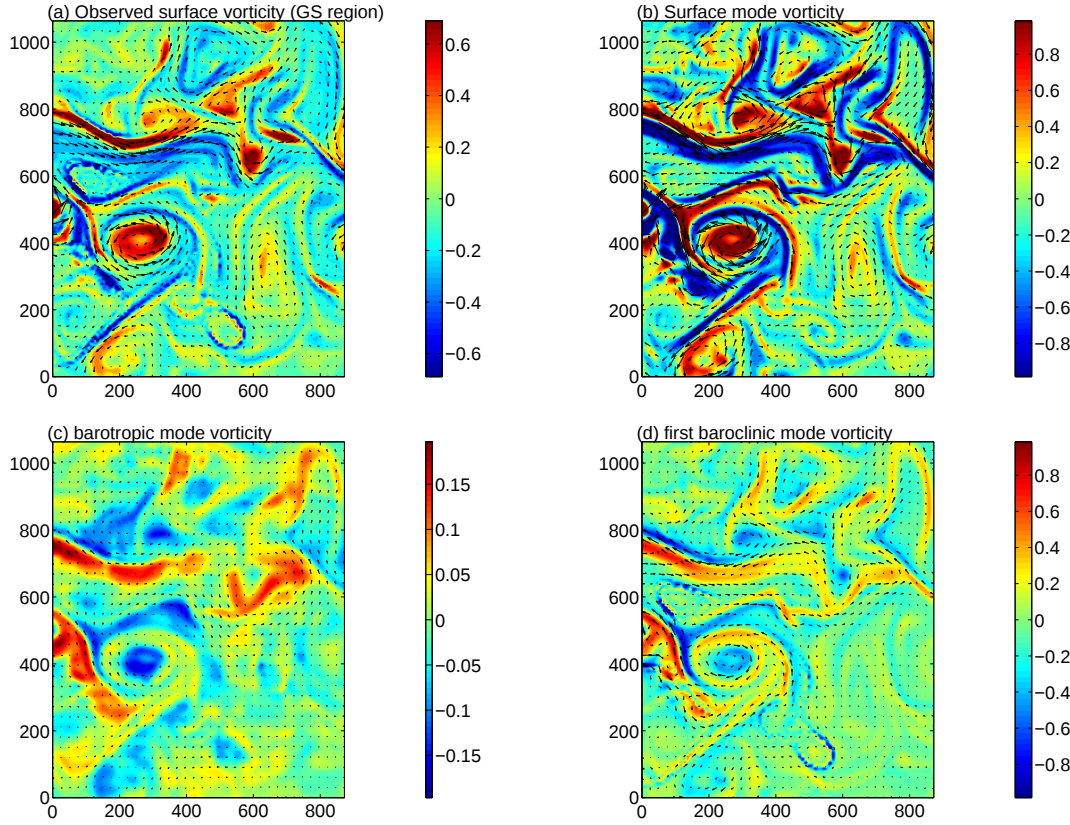


FIGURE 1.18 – (a) En couleur, vorticité relative (divisée par f_0) en surface; les flèches sont les vitesses horizontales en surface; (b) mode SQG de surface; (c) mode barotrope; (d) premier mode barocline. La même échelle a été utilisée pour dessiner les vecteurs vitesse sur chaque figure. Ces figures correspondent à une région dans le Gulf Stream pour le modèle POP. Tiré de Lapeyre (2009).

Dans (1.18), on peut supposer que $N_{-h}^2 > N_s^2$ car la stratification est maximale sous la surface dans la thermocline. On peut supposer de plus que la densité évolue peu sur la profondeur h , ce qui implique que $1 - N_s^2 \rho_{-h} / N_{-h}^2 \rho_s$ sera faible devant 1. On voit alors que la PV intégrée sur la profondeur h va être en général plus faible que la PV de surface intégrée sur la même profondeur, tant que h est faible (plus exactement tant que la densité ne varie pas trop vite sur la profondeur h). Il est généralement admis que les structures océaniques varient à partir d'une profondeur $R_d f_0 / N$ où R_d est le premier rayon de déformation et N / f_0 est le rapport d'aspect défini par la dynamique. Pour l'océan, on a $R_d \approx 20$ km et $N / f_0 \approx 50$, ce qui donne 400 m. On voit donc que la PV intérieure ne jouera un rôle que pour des profondeurs supérieures à 500 mètres.

Pour être plus précis, il faut s'intéresser à des écoulements océaniques typiques, c'est-à-dire forcés par l'instabilité barocline (Lapeyre et Klein, 2006a). Dans ce cadre, on peut penser que la mésoéchelle océanique est forcée par les gradients méridiens

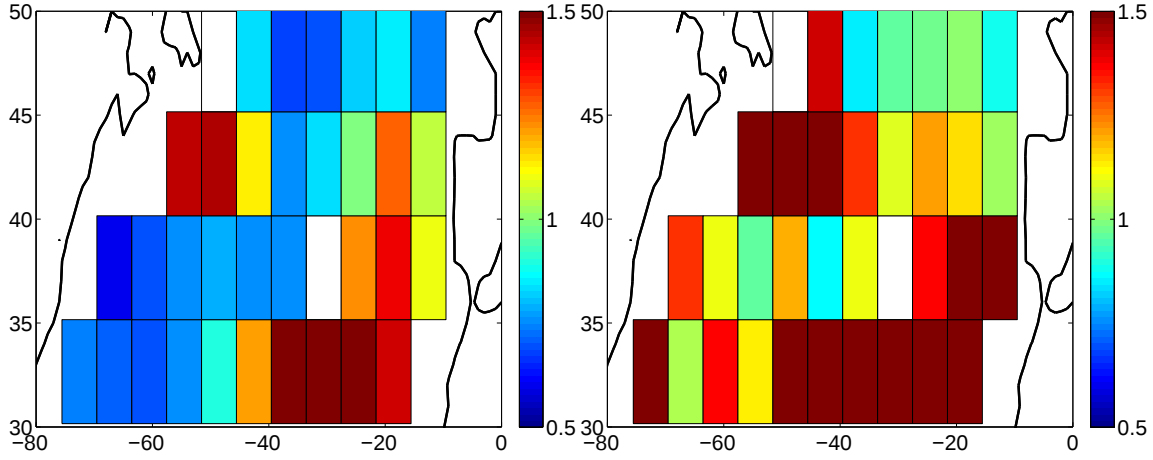


FIGURE 1.19 – Rapport entre la r.m.s. de vorticité relative des modes baroclines ($\Delta\psi_{int}$) et la r.m.s. de la vorticité relative du mode SQG de surface ($\Delta\psi_{sur}$), les deux calculés à (a) 15 m de profondeur, (b) 920 m de profondeur. Les deux champs ont été filtrés pour des échelles entre 60 et 300 km. Tiré de Lapeyre (2009).

de densité de grande échelle. On écrit alors la densité comme

$$\rho = \bar{\rho}(y, z) + \rho'(x, y, z, t) \quad (1.20)$$

$\bar{\rho}$ correspond à la distribution grande échelle (à l'échelle du bassin océanique) de la densité et ρ' correspond à l'anomalie de mésoéchelle. En utilisant cela, on peut décomposer de la même façon la vorticité potentielle :

$$PV = \overline{PV}(y, z) + PV'(x, y, z, t) \quad (1.21)$$

On peut alors écrire les équations pour l'anomalie de densité et de vorticité potentielle

$$\frac{D}{Dt} \rho'|_{z=0} = -v|_{z=0} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} \bigg|_{z=0} \quad (1.22a)$$

$$\frac{DPV'}{Dt} = -v \frac{\partial \overline{PV}}{\partial y} \quad (1.22b)$$

Dans la première équation, la densité de surface est transportée par la vitesse de surface, alors que dans la seconde équation la vorticité potentielle à la profondeur z est transportée par la vitesse à la même profondeur. Si on suppose que le champ de vitesse évolue peu dans les 500 premiers mètres de l'océan, hypothèse qui peut paraître justifiée car l'énergie cinétique est dominée par des modes bas (mode barotrope, premier mode barocline et mode SQG), alors on peut écrire l'équation de conservation d'un scalaire C ,

$$C = \frac{\rho'_{z=0}}{\partial_y \bar{\rho}|_{z=0}} - \frac{PV'}{\partial_y \overline{PV}} \quad (1.23)$$

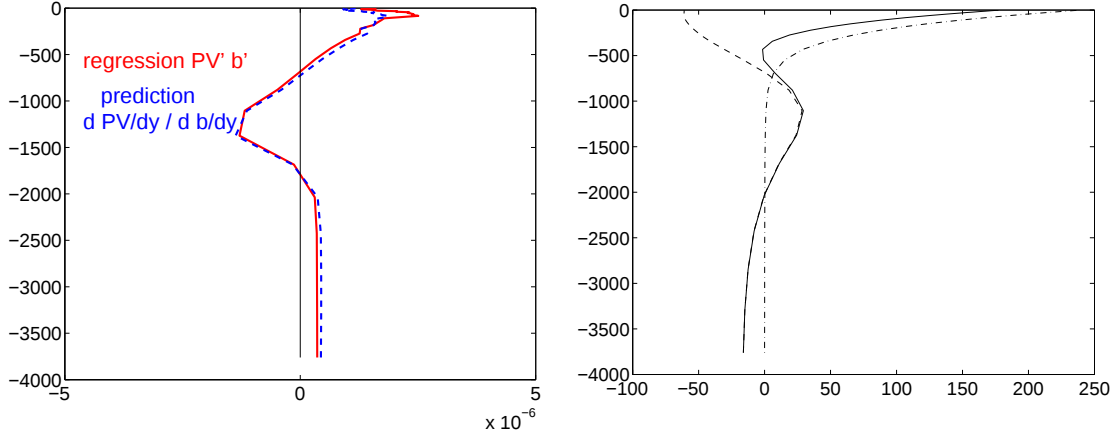


FIGURE 1.20 – (a) Régression des anomalies mésoéchelle de densité (plus exactement de la flottabilité) sur celles de vorticité potentielle (en rouge) et régression à partir des gradients méridiens grande échelle. (b) Exemple de décomposition de la fonction de courant en mode SQG de surface et contribution intérieure. Trait continu : fonction de courant en fonction de la profondeur. Tirets : mode intérieur. Tirets-points : mode de surface. Tiré de Lapeyre et Klein (2006a).

qui donne

$$\frac{DC}{Dt} = 0 \quad (1.24)$$

Ce scalaire n'a pas de terme source. Il va subir une cascade vers les petites échelles par l'action de déformation des tourbillons (Lapeyre et al., 1999) et sera dissipé à petite échelle. On peut alors considérer qu'il est proche de 0, quand le champ turbulent va s'équilibrer. On aura donc

$$PV' \approx \frac{\partial_y \overline{PV}}{\partial_y \bar{\rho}|_{z=0}} \rho'_{z=0} \quad (1.25)$$

On voit donc que les anomalies de vorticité potentielle vont être corrélées (ou anti-corrélées si les gradients méridiens sont dans un sens opposé) aux anomalies de densité de surface. Ce résultat a été confirmé dans une simulation numérique d'un jet barocliniquement instable (Lapeyre et Klein, 2006a) et dans une simulation réaliste de l'océan Atlantique Nord (Lapeyre, 2009). La figure 1.20a montre en effet un bon accord entre les régressions de PV' sur $b'_s = -g\rho'_s/f_0\rho_0$ (qui considèrent seulement les anomalies de mésoéchelle) et de $\partial_y \overline{PV}$ sur $\partial_y \bar{b}$.

Partons maintenant de la relation $PV' = \alpha(z)\rho'_s$. L'inversion de la vorticité potentielle implique que la fonction de courant liée à la vorticité potentielle intérieure doit être en relation de phase avec la fonction de courant liée à la densité de surface, c'est-à-dire

$$\hat{\psi}_{int}(\vec{k}, z) = \gamma(k, z) \hat{\psi}_{sur}(\vec{k}, z) \quad (1.26)$$

Ceci s'obtient en montrant que $\hat{\psi}_{sur}$ est proportionnel à $\hat{\rho}'_s$ (multiplié par une fonction de k et z) et la même chose pour $\hat{\psi}_{int}$. En général, $\gamma(z)$ reste faible près de la surface (d'après l'argument développé plus haut). La figure 1.20b illustre une distribution

typique de la fonction de courant sur la verticale entre le mode de surface et la partie liée aux modes baroclines intérieurs (Lapeyre et Klein, 2006a). On voit que la contribution intérieure est anti-corrélée au mode de surface dans les 500 premiers mètres et qu'elle reste relativement faible. Ceci a aussi été observé dans les simulations de l'Atlantique Nord (Lapeyre, 2009).

1.1.6 Décomposition surface/intérieur

Nous commençons donc à esquisser une nouvelle vision où la dynamique océanique peut être décomposée en deux parties (Lapeyre et Klein, 2006a; Klein et al., 2008) :

- une partie gouvernée par les anomalies de vorticité potentielle à l'intérieur de l'écoulement et qui est relativement bien comprise par la théorie classique de la turbulence quasi-géostrophique (avec des spectres d'énergie cinétique en k^{-3} dans la partie de la cascade d'énstrophie potentielle, cf. figure 1.5a) ;
- une seconde, forcée par les anomalies de densité de surface de l'océan et avec des spectres d'énergie plus plats (en $k^{-5/3}$) qui ne peuvent s'interpréter par les théories classiques (cf. figure 1.5b).

L'examen de la pente des spectres d'énergie à différentes profondeurs permet de séparer la dynamique océanique en SQG et quasi-géostrophique intérieur. Pour les 500 premiers mètres, c'est la dynamique des anomalies de densité qui est importante alors qu'en dessous, c'est la dynamique des couches de vorticité potentielle (Lapeyre et Klein, 2006a; Klein et al., 2008). Afin de mieux comprendre cette dichotomie, il peut se révéler intéressant de décomposer l'écoulement en ces deux parties ψ_{sur} et ψ_{int} (Lapeyre et Klein, 2006a). La partie ψ_{sur} est associée à la densité de surface et au SQG. La partie ψ_{int} liée aux anomalies de vorticité potentielle intérieure peut être ensuite être décomposée sur les différents modes baroclines en suivant l'approche de Wunsch (1997) et Smith et Vallis (2001).

Si on examine plus en détail une région dans le Gulf Stream (figure 1.18), la décomposition de la vorticité de surface montre que c'est le mode SQG qui détermine presque entièrement le signal (Lapeyre, 2009). Le premier mode barocline joue en fait un rôle mineur et de signe opposé, du fait des gradients de densité de surface et de PV de signe opposé comme expliqué au paragraphe précédent. Le mode barotrope et les autres modes baroclines ne sont pas significatifs. Ce mode de surface capture la plupart de l'énergie cinétique et de l'énstrophie de surface dans presque toutes les régions de l'Atlantique Nord (figure 1.19a). Par contre, en profondeur, le mode de surface devient relativement faible et ce sont les modes baroclines qui capturent la plupart du signal (figure 1.19b).

On peut essayer de comparer ces résultats à ceux de la littérature. Les données de Wunsch (1997) ne sont pas suffisamment fines verticalement pour déterminer à partir de bouées le mode de surface. On voit néanmoins une intensification des courants près de la surface qui suggère la présence d'un fort mode SQG. Smith (2007), à partir de données hydrographiques, essaie d'estimer les propriétés d'instabilité barocline dans l'océan global. Il montre que l'océan est instable barocliniquement partout et qu'il y a des modes d'instabilité intérieure (avec une échelle de temps lente) et des modes instables intensifiés en surface (avec une échelle de temps plus rapide).

Cela confirme bien notre vision que seul le mode SQG et le premier mode barocline contribuent à la dynamique. Smith (2007) note de plus que dans le courant Antarctique Circumpolaire, l'instabilité est due aux cisaillements dans la thermocline. A certains endroits, on remarque aussi des instabilités à petite échelle (longueur d'onde inférieure à $R_d/4$ et de profondeur inférieure à 100 m) qui sont dues au fort cisaillement et à la faible stratification en surface. Il note aussi que les modes intérieurs sont plus capables de transférer de l'énergie potentielle en cinétique que les modes de surface. Un des problèmes de cette approche est que les données hydrographiques utilisées correspondent à des moyennes annuelles, donc sous-estiment fortement les gradients horizontaux de densité de surface et le mode SQG de surface correspondant.

Des résultats que j'ai présentés, on en déduit plusieurs choses :

- La décomposition classique en modes barotrope et baroclines n'est pas complète car elle ne prend pas en compte le mode SQG (Lapeyre, 2009). On perdra en effet une partie du signal qui correspond aux anomalies de température de surface (associées au cisaillement du courant horizontal près de la surface).
- Si on décompose les courants marins sans prendre en compte le mode de surface, on risque d'aliaser le mode SQG dans les autres modes. On peut démontrer ceci très simplement en projetant le mode de surface sur les modes baroclines. La figure 1.21 montre que pour les échelles supérieures à 500 km, le mode SQG se projette sur le mode barotrope tandis qu'il se projette sur le premier mode barocline à méso et sous-mésoéchelle. Le problème n'est apparent que pour une décomposition sur un faible nombre de modes. L'erreur est alors concentrée pour la densité de surface (figure 1.22a), l'énergie cinétique étant elle mieux représentée même sans mode SQG (figure 1.22b).
- On peut en conclure⁸ que l'altimètre du satellite ne mesure pas le signal du premier mode barocline (comme suggéré par Stammer (1997) et Wunsch (1997) entre autres) mais un mode piégé dans les 500 premiers mètres (Lapeyre, 2009). On ne peut donc pas inférer les propriétés du mode barocline à partir de la SSH comme l'ont fait Scott et Wang (2005).

1.2 Propriétés liées à la frontogenèse océanique

La dynamique SQG possède un élément essentiel qui est la formation de fronts de surface. On peut penser qu'elle va donc être à l'origine d'une dynamique de frontogenèse très intense qui va engendrer une circulation agéostrophique vigoureuse. Pour étudier cet effet et les propriétés de la turbulence stratifiée qui en résulte dans un contexte plus réaliste que les écoulements SQG, la modélisation numérique à très haute résolution spatiale dans un contexte des équations primitives est nécessaire. J'ai participé à l'analyse des simulations effectuées sur l'Earth Simulator au Japon par Patrice Klein (Laboratoire de Physique des Océans, Brest) et Hideharu Sasaki (JAMSTEC, Yokohama, Japon). Ces simulations permettent d'avoir accès à des

8. On pourrait objecter que l'ensemble des modes baroclines peuvent représenter n'importe quel signal avec une erreur se réduisant à un Dirac de surface. Cependant, une projection sur un nombre limité de modes baroclines se traduit par une erreur très importante pour les couches supérieures de l'océan et la prise en compte du mode SQG permet de réduire de façon conséquente cette erreur.

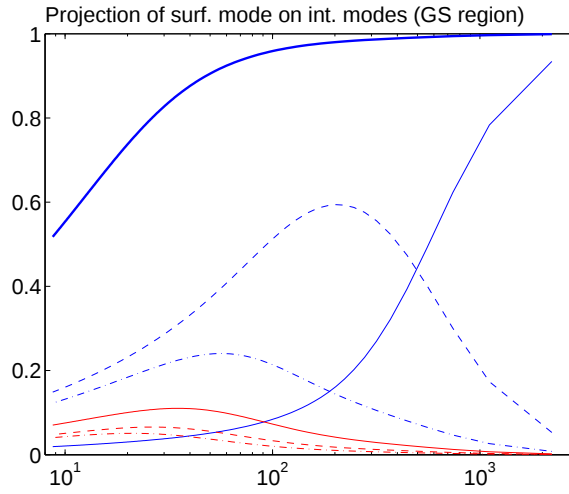


FIGURE 1.21 – Projection du mode de surface mode évalué à $z = 0$ sur les modes intérieurs (barotrope et baroclines) en fonction de la longueur d’onde (en kilomètres) en utilisant la stratification dans la région du Gulf Stream. Trait fin continu bleu, mode barotrope ; tirets bleu, premier mode barocline ; tirets-points bleus BC 2. Trait rouge continu, BC 3 ; tirets rouges BC 4. Tirets-points rouges BC 5. La ligne épaisse bleue est la somme des 8 premiers modes intérieurs.

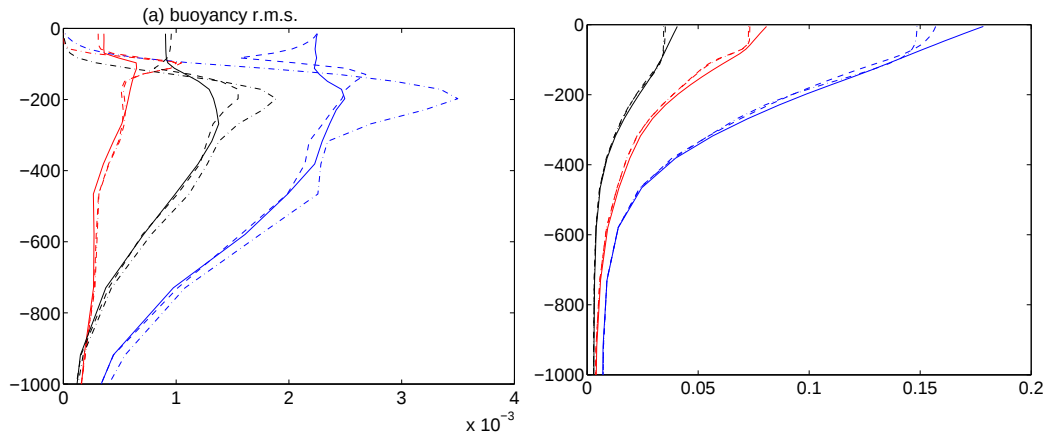


FIGURE 1.22 – (a) rms de la densité pour 3 régions (en bleu, dans la région du Gulf Stream, en noir, dans la dérive Nord Atlantique, en rouge dans le courant des Açores). Les courbes en trait continu sont la rms dans le modèle POP. Les courbes en tirets sont la reconstitution en utilisant 8 modes baroclines et le mode SQG. Les courbes en tiret-point sont la reconstitution en n’utilisant seulement que les modes baroclines. (b) idem pour l’énergie cinétique.

conditions de turbulence mésoéchelle dans le cadre des équations primitives (Klein et al., 2008, 2009), ce qui n’avait jamais été réalisé auparavant (cf. Fig. 1.23) ; les études antérieures se sont intéressées soit à la turbulence quasi-géostrophique, soit à

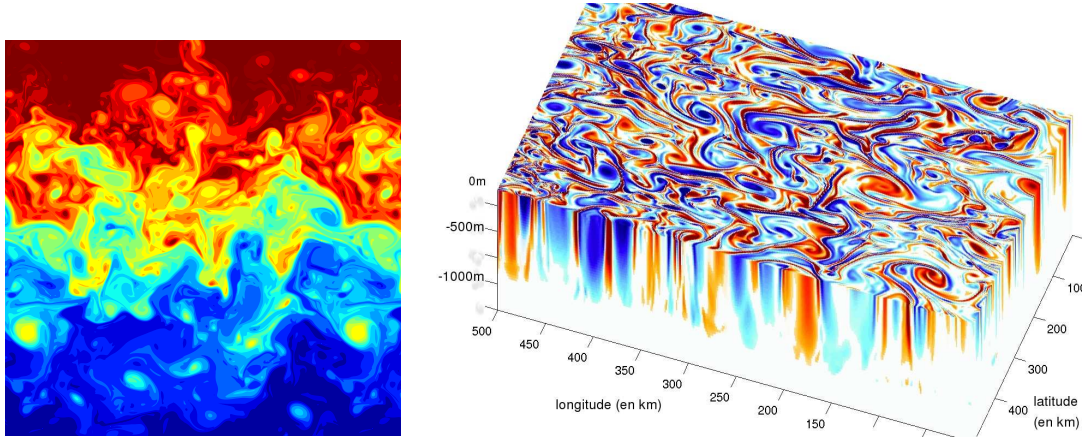


FIGURE 1.23 – (a) Champ horizontal de densité de surface dans une simulation à très haute résolution sur l'Earth Simulator. La dimension en x et y est 1300 km. On peut voir la présence de très nombreux tourbillons et filaments. (b) Champ de vorticité relative en 3 dimensions. En bleu, les structures anticycloniques et en rouge, cycloniques. Tiré de Klein et al. (2008).

la turbulence tridimensionnelle d'un fluide stratifié homogène alors que l'océan est inhomogène verticalement (à cause de la surface de l'océan où les vitesses verticales sont faibles) et forcé par un gradient grande échelle de densité. La résolution typique des simulations sur l'Earth Simulator est de 2 km en horizontale et de 100 niveaux verticaux pour un domaine de 1000 km par 2000 km et 4000 m de profondeur. Des schémas d'ordre élevé (Shchepetkin et McWilliams, 2003, 2005, 2008) permettent de s'affranchir des problèmes de diffusion explicite, ce qui permet d'avoir des structures de fine échelle.

1.2.1 Frontogenèse SQG

Un des aspects importants, et relativement peu pris en considération (sauf par Hakim et al., 2002, et les études semi-géostrophiques qui se placent aussi dans le cadre de l'hypothèse d'uniformité de la PV) est que la dynamique SQG est associée aux mécanismes de frontogenèse (Hoskins et Bretherton, 1972). La frontogenèse, au sens strict (Petterssen, 1936), est le processus de production de forts gradients horizontaux de densité par les effets d'étirement, rotation et déformation. Or, ceci a des conséquences importantes sur la dynamique comme l'ont montré Sawyer (1956) et Eliassen (1962).

En effet, écrivons les équations du gradient horizontal de densité.

$$\frac{D\nabla_H \rho}{Dt} = -\vec{Q} + \frac{N^2 \rho_0}{g} \nabla_H w \quad (1.27)$$

avec

$$\vec{Q} = [\nabla_H \vec{u}]^\dagger \nabla_H \rho \quad (1.28)$$

le vecteur $\vec{Q}$ d'Hoskins et Bretherton (1972). Le vecteur $\vec{Q}$ a un effet de déformation et d'étirement des contours de densité, comme pour un traceur passif (Lapeyre et

al., 1999). Comme en surface, la vitesse verticale s'annule, on va avoir la formation de fronts horizontaux intenses à la surface de l'océan.

On sait par ailleurs, que dans l'hypothèse quasi-géostrophique, l'équilibre du vent thermique doit être respecté.

$$f_0 \vec{k} \times \partial_z \vec{u} = \frac{g}{\rho_0} \nabla_H \rho \quad (1.29)$$

avec $\times$ le produit vectoriel. Or, l'évolution du cisaillement vertical du courant vérifie

$$\frac{D \partial_z \vec{u}}{Dt} = -\vec{k} \times \vec{Q} - f_0 \vec{k} \times \partial_z \vec{u} + \frac{g}{\rho_0} \nabla_H \rho, \quad (1.30)$$

que l'on peut réécrire en

$$\frac{\rho_0 f_0}{g} \frac{D \vec{k} \times \partial_z \vec{u}}{Dt} = \vec{Q} + \frac{f_0^2 \rho_0}{g} \partial_z \vec{u}_{ag} \quad (1.31)$$

Le vecteur $\vec{Q}$ intervient avec un signe opposé dans l'évolution temporelle des deux membres de l'équation (1.29), c'est-à-dire dans (1.30) et (1.31). On voit alors qu'en l'absence des termes agéostrophiques, il y aurait *destruction* du vent thermique (Eliassen, 1962). La circulation agéostrophique ($\vec{u}_{ag}$ et w) se met alors en place pour le rétablir. On peut voir cela, en égalisant les deux équations (1.30) et (1.31) pour respecter le vent thermique (1.29), et en prenant la divergence. On obtient ainsi l'équation omega,

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = -\frac{2g}{\rho_0 N^2} \nabla_H \cdot \vec{Q} \quad (1.32)$$

qui dit que la formation de front horizontal de densité par processus d'étirement et de déformation du champ de densité engendre une vitesse verticale (Hoskins et al., 1978). Cette équation généralise le résultat obtenu en deux dimensions par Sawyer (1956) et Eliassen (1962).

Le schéma de la figure 1.24 traduit ce fait : si on tend à resserrer horizontalement les isopycnes, il va y avoir une circulation agéostrophique (horizontale et verticale) qui va les aplatir verticalement. En adaptant à l'océan ce que dit Sawyer (1956), "la circulation de mésoéchelle autour des cyclones et anticyclones contient inévitablement des régions de déformation, et quand celles-ci sont associées avec un gradient de densité significatif la frontogenèse a lieu. Cette frontogenèse donne lieu à une circulation verticale qui entraîne la remontée d'eau légère et la descente d'eau plus lourde et la formation d'une zone frontale inclinée."

On voit donc que l'écoulement géostrophique primaire induit un écoulement agéostrophique secondaire. Ce raisonnement s'applique aussi bien aux équations QG intérieure ou SQG. Mais la vitesse verticale est relativement peu efficace près de la surface pour diminuer l'amplitude du front parce qu'elle s'annule à la surface. En SQG, on a donc des fronts de surface intense et de petite échelle. Cela implique un terme $\vec{Q}$ plus fort (qu'en QG) et donc des vitesses verticales plus importantes

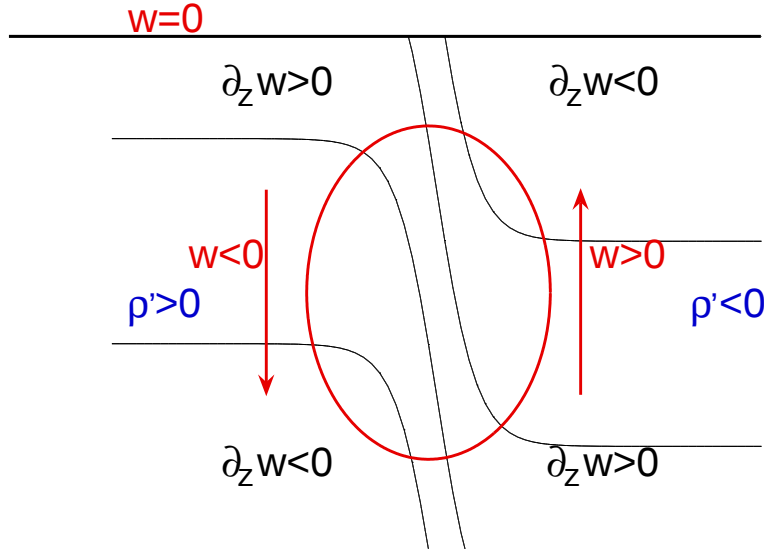


FIGURE 1.24 – Schéma d'un front et des anomalies de densité ρ' et de vitesse verticale w associées.

en dessous de la surface. Un point important est que les fortes vitesses verticales vont être associées aux structures de sous-mésoscale (les filaments) car ce sont elles qui contiennent les gradients de densité les plus forts. Pour s'en convaincre, on peut déterminer les caractéristiques typiques pour un modèle équivalent barotrope et pour le modèle SQG en supposant un champ de déformation barotrope fixé. Pour le modèle équivalent barotrope, la fonction de courant s'écrit en

$$\psi(K, z) = \frac{U_0}{K} (KL)^{-3/2} \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

avec K le nombre d'onde typique, L une échelle de longueur ($L = 100$ km), U_0 une échelle de vitesse horizontale ($U_0 = 0.17 \text{ m s}^{-1}$) et $H = 4000$ m. Le rayon de déformation $\lambda = NH/f\pi$ vaut 64 km. On a choisi ψ tel que le spectre d'énergie cinétique soit en K^{-3} , typique de la turbulence QG intérieure. Alors le gradient maximum de densité vaut

$$|\nabla_H \rho|_{max} = \frac{\rho_0 f_0}{g} \frac{\pi}{H} U_0 (KL)^{-3/2}$$

et la vitesse verticale à une profondeur z est donnée par

$$w = \frac{\sigma}{f_0} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\frac{K\pi}{H}}{K^2 + \frac{f^2 \pi^2}{N^2 H^2}} U_0 (KL)^{-3/2} \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

avec σ le taux de déformation barotrope externe.

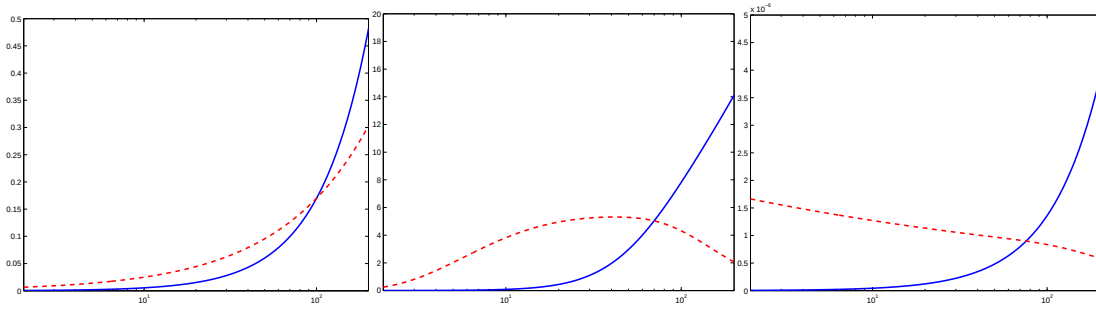


FIGURE 1.25 – (a) Vitesse horizontale et (b) verticale à 150 m de profondeur (c) maximum du gradient horizontal de densité, en fonction de l'échelle horizontale caractéristique des structures pour un mode barocline quasi-géostrophique intérieur (en bleu) caractérisé par un spectre en énergie cinétique en k^{-3} et un mode surface quasi-géostrophique (en rouge) caractérisé par un spectre d'énergie cinétique en $k^{-5/3}$. Ces vitesses sont calculées en supposant que l'énergie cinétique de chaque mode est égale pour une longueur d'onde de 100 km. La vitesse verticale est calculée en utilisant l'équation omega, en supposant un champ de déformation de grande échelle et une stratification constante. Tiré de Klein et Lapeyre (2009).

Pour le mode SQG, la fonction de courant s'écrit

$$\psi(K, z) = \frac{U_0}{K} (KL)^{-5/6} \frac{\cosh\left(\frac{KN}{f_0}(z + H)\right)}{\cosh\left(\frac{KNH}{f_0}\right)}$$

en supposant une profondeur finie H . On a choisi ψ tel que le spectre d'énergie cinétique soit en $K^{-5/3}$, typique de la turbulence SQG. Cette solution ne possède pas d'anomalie de densité au fond de l'océan. Alors le gradient maximum de densité vaut

$$|\nabla_H \rho|_{max} = \frac{\rho_0 N}{g} K U_0 (KL)^{-5/6} \tanh\left(\frac{KNH}{f_0}\right)$$

et la vitesse verticale à une profondeur z est donnée par

$$w = \frac{KH\sigma/2f_0}{\sinh\left(\frac{2KNH}{f_0}\right)} \left(\frac{z}{H} \sinh\left(\frac{KN}{f_0}(z + 2H)\right) - \left(\frac{z}{H} + 2\right) \sinh\left(\frac{KNz}{f_0}\right) \right) U_0 (KL)^{-5/6}$$

La figure 1.25a représente les vitesses horizontales de structures dynamiques à différentes échelles correspondant au modes QG intérieur ou au mode SQG (Klein et Lapeyre, 2009). On voit que les vitesses horizontales sont du même ordre de grandeur entre 10 et 100 km pour les deux modèles. Par contre, les vitesses verticales (figure 1.25b) sont beaucoup plus importantes en présence d'un front de surface pour les échelles de longueurs inférieures à 70 km, ce qui confirme bien que les fronts de petite échelle en SQG sont associées à de fortes vitesses verticales. D'ailleurs, les gradients de densité maxima (figure 1.25c) sont très intenses pour les petites échelles en SQG alors que ceux-ci sont faibles à ces échelles en turbulence équivalent barotrope.

1.2.2 Cascades turbulentes forcées par la frontogenèse

Quelles sont tout d'abord les propriétés des cascades turbulentes associées au mode SQG de surface ? Écrivons l'équation de conservation de la variance de densité dans l'espace spectral :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial |\widehat{\rho}_s|^2}{\partial t} = -Re[\widehat{\rho}_s^* \widehat{J(\psi_s, \rho_s)}] \quad (1.33)$$

où $()^*$ est le complexe conjugué. En l'absence de dissipation, la variance de densité est transférée vers les petites échelles par le terme d'advection horizontale.

Écrivons maintenant l'équation de conservation de l'énergie cinétique dans l'espace spectral. En manipulant les équations (Capet et al., 2008b), il vient

$$\frac{1}{2} \frac{\partial |\widehat{u}_s|^2}{\partial t} = -Re[\widehat{u}_s^* \cdot (\widehat{u}_s \cdot \nabla \widehat{u}_s)] - Re[\widehat{\psi}_s^* \widehat{w}_z^s] \quad (1.34)$$

où w_z^s est l'opposé de la divergence de surface. Le deuxième terme dans le membre de droite de cette équation correspond à l'effet de la pression agéostrophique qui permet le transfert d'énergie potentielle en énergie cinétique. Dans quel sens se fait le transfert d'énergie par ces deux termes ?

Si on définit les transferts spectraux

$$\Pi_\rho = - \int_K^\infty \langle Re[\widehat{\rho}_s^* (\widehat{\mathbf{u}}_s \cdot \nabla \widehat{\rho}_s)] \rangle dK \quad (1.35a)$$

$$\Pi_u = - \int_K^\infty \langle Re[\widehat{\mathbf{u}}_s^* \cdot (\widehat{\mathbf{u}}_s \cdot \nabla \widehat{\mathbf{u}}_s)] \rangle dK \quad (1.35b)$$

$$\Pi_a = - \int_K^\infty \langle Re[\widehat{w}_z^s \widehat{\psi}_s^*] \rangle dK \quad (1.35c)$$

on peut alors savoir dans quel sens seront les cascades : en effet, $\Pi_\rho > 0$ correspond à une cascade vers les petites échelles alors que $\Pi_\rho < 0$ vers les grandes. En SQG, on sait que la variance de densité est égale à l'énergie cinétique pour chaque nombre d'onde, ce qui implique pour les transferts :

$$\frac{g^2}{\rho_0^2 N^2} \Pi_\rho = \Pi_u + \Pi_a \quad (1.36)$$

La figure 1.26a montre ces différents termes pour une simulation SQG. On voit clairement l'existence d'un régime inertiel pour la variance de densité pour lequel le transfert Π_ρ est constant à travers les échelles et se fait vers les petites échelles. Par contre, on observe un résultat a priori étonnant : Π_u est négatif, ce qui signifie que le terme d'advection de l'énergie cinétique tend à favoriser une cascade *inverse* d'énergie cinétique (vers les grandes échelles). Ceci et le fait que la balance SQG s'applique à la surface de l'océan est cohérent avec les résultats obtenus par Scott et Wang (2005) qui observent $\Pi_u < 0$ pour les échelles entre 150 à 300 km à partir des données d'altimètre.

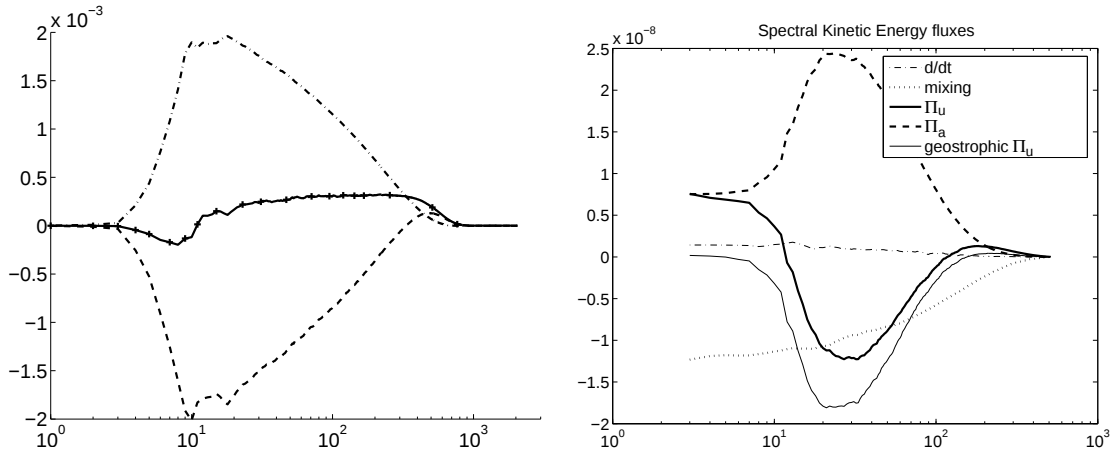


FIGURE 1.26 – (a) Fonction de transfert spectrale de la variance de densité de surface $(g/\rho_0 N_0)^2 \Pi_\rho$ (trait continu) et de l'énergie cinétique de surface (tirets correspondant à Π_u et tiret-point à Π_a), dans une simulation SQG. Tiré de Capet et al. (2008b). (b) Fonction de transfert spectrale de l'énergie cinétique de surface dans une simulation aux équations primitives. Tiré de Klein et al. (2008).

Afin que l'égalité des flux (1.36) puisse avoir lieu, Π_a doit avoir un signe opposé et donc être fortement positif. C'est effectivement ce qu'on observe sur la figure 1.26a. Cela signifie qu'il y a une forte conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique de surface. Afin de mieux comprendre ce qui se passe, on peut utiliser l'équation omega pour obtenir, après quelques calculs (Capet et al., 2008b),

$$\Pi_a = - \int_K^\infty \langle Re \left[\frac{2}{K} \int_{-\infty}^0 \widehat{\vec{Q}} \cdot \widehat{\nabla_H \rho}^* dz \right] \rangle dK \quad (1.37)$$

où $\vec{Q}$ est le vecteur de frontogenèse défini par (1.28). Cette équation montre que Π_a est en fait relié directement à la production de gradients de densité (cf. eq. 1.27). A cause de la cascade de densité de surface vers les petites échelles, ce terme sera positif, en particulier pour les petites échelles, là où les gradients de densité sont les plus forts. Comme indiqué par la figure 1.24, cette frontogenèse est responsable de la conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique (en accord avec les deux définitions de Π_a), et c'est pour cela que Π_a est positif.

Il est intéressant de voir si cette interprétation reste valable pour un fluide turbulent qui vérifie les équations primitives, c'est-à-dire pour lequel les termes agéostrophiques peuvent devenir importants (Klein et al., 2008). La figure 1.26b montre les différents termes dans le bilan d'énergie cinétique de surface. Le bilan de densité de surface montre bien une cascade vers les petites échelles (non montré). Pour l'énergie cinétique, Π_u peut être décomposé en une partie associée aux mouvements purement géostrophiques Π_{ug} et un résidu. On voit sur la figure que Π_{ug} et Π_a se comportent de la même manière que pour la turbulence SQG avec un flux d'énergie cinétique vers les grandes échelles ($\Pi_{ug} < 0$) dû au terme d'advection géostrophique et une conversion d'énergie potentielle en cinétique ($\Pi_a > 0$) à petite échelle. Il est par contre intéressant de noter la forte différence entre Π_u (qui

prend en compte les mouvements agéostrophiques) et Π_{ug} (qui est sa composante géostrophique). Ceci est à mettre en contraste avec le fait que l'énergie cinétique des mouvements agéostrophiques est très faible (d'un facteur 10) par rapport à l'énergie cinétique des mouvements géostrophiques.

Nous voyons donc que la frontogenèse de surface modifie les transferts d'énergie entre échelles ainsi qu'entre énergie cinétique et potentielle. En particulier, l'énergie potentielle est convertie en énergie cinétique près de la surface à toutes les échelles (en particulier les petites) et l'énergie cinétique de surface cascade vers les *grandes* échelles.

Ceci pourrait répondre à une question d'actualité sur le budget d'énergie de l'océan (Munk et Wunsch, 1998; McWilliams et al., 2001). En effet, comme le notent Muller et al. (2005), il existe un paradoxe : l'énergie potentielle est créée par le forçage solaire et par le vent et est transformée en énergie cinétique par l'instabilité barocline. Or la turbulence quasi-géostrophique (et les tourbillons mésoéchelles) qui en résulte ne transfère pas cette énergie vers les plus petites échelles mais vers les plus *grandes*. Les écoulements turbulents quasi-géostrophiques se caractérisent par leur inefficacité à dissiper l'énergie. McWilliams et collaborateurs ont essayé de chercher des mécanisme pour transférer l'énergie vers les petites échelles. Mais les différents processus proposés (production d'ondes d'inertie-gravité par l'écoulement balancé, mélange dans les couches limites, instabilité barocline agéostrophique) se sont révélés peu efficaces pour transférer de l'énergie vers les modes agéostrophiques (Molemaker et Williams, 2005). Au contraire, la turbulence SQG permet de transférer efficacement une partie de l'énergie vers les plus petites échelles où des mécanismes d'instabilité tridimensionnelle liée à la frontogenèse sont capables de dissiper l'énergie. En particulier, Molemaker et al. (2009) comparent une simulation aux équations primitives et une simulation quasi-géostrophique dans le contexte d'un forçage à la Eady (cisaillement vertical constant). Ils observent une forte dissipation de l'énergie en PE indépendante du nombre de Reynolds alors qu'en QG, la dissipation diminue quand le nombre de Reynolds augmente. On voit donc que la frontogenèse SQG aide l'écoulement à aller vers la dissipation en présence de termes agéostrophiques, même si l'approximation QG ne le ferait pas. C'est en fait le rôle de la frontogenèse de surface qui est primordial. Ceci semble confirmé par les mesures de dissipation d'énergie turbulente dans le Kuroshio (Nagai et al., 2009) qui montrent une forte dissipation sur le côté cyclonique du front pendant un épisode de frontogenèse. Ce résultat pourrait donc donner lieu à une autre façon de fermer le bilan d'énergie dans l'océan en introduisant une nouvelle dissipation, et permettre de fermer le bilan d'énergie effectué par Munk et Wunsch (1998).

1.2.3 Impact sur la restratification

En utilisant le principe de slaving (Warn et al., 1995; Vallis, 1996), Muraki et al. (1999) ont proposé une méthode pour étendre le développement en nombre de Rossby des équations primitives et étudier la relation entre les termes géostrophiques et agéostrophiques. Leur méthode repose sur le fait de garder la vorticité potentielle

d'Ertel et la densité⁹ de surface comme variables non développées en série. Ces variables seront les variables prognostiques du modèle. L'originalité de leur travaux est la prise de conscience de l'importance des conditions de bord (la densité de surface) en faisant apparaître presque explicitement des termes associés à la frontogenèse.

Leur analyse met en évidence qu'il faut tenir compte de la conservation totale de la vorticité potentielle d'Ertel q , soit

$$\iiint q \, dxdydz = \iint (\theta_s + \epsilon \theta_s \zeta_s) \, dxdy \quad (1.38)$$

avec θ_s la densité de surface, ϵ le nombre de Rossby et ζ_s la vorticité relative. Dans le cas où la vorticité potentielle est uniforme (Hakim et al., 2002), ce résultat indique que la correction à la moyenne de densité potentielle à l'ordre supérieur en nombre de Rossby dépend de la corrélation entre l'anomalie géostrophique de densité θ_s et la vorticité relative géostrophique ζ_s . Or, la frontogenèse fait que cette corrélation augmente car les filaments associés à des anomalies de densité voient leur vorticité augmenter quand leur largeur diminue. Les mouvements divergents liés à la frontogenèse de surface modifient la densité moyenne par l'équation

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint \theta \, dxdy = \epsilon \iint \theta \nabla \cdot \vec{u} \, dxdy \quad (1.39)$$

en SQG⁺¹.

Le schéma de la figure 1.24 page 48 indique que la circulation agéostrophique induit une redistribution tridimensionnelle de la densité : le fluide plus lourd à la surface va plonger pour être remplacé par du fluide plus léger qui va remonter. Il en résulte une augmentation nette du gradient vertical de densité (donc une restratification) juste par la circulation agéostrophique induite par la frontogenèse. C'est ce que l'on voit sur la figure 1.27 qui montre l'évolution du profil de N^2 moyen dans une simulation aux équations primitives à haute résolution (Klein et al., 2008). Cet effet n'est pas à sous-estimer car l'augmentation de température associé peut correspondre dans certains cas à $10 \, \text{W m}^{-2}$ (Spall, 1997; Lapeyre et al., 2006). Des études antérieures avaient documenté cet effet lié aux tourbillons (Samelson et Chapman, 1995; Spall, 1995; Nurser et Zhang, 2000) mais pour la couche de mélange.

Pour voir l'importance de la frontogenèse de surface, on peut comparer deux simulations : une avec un front intensifié à mi-profondeur mais sans signature en surface et une avec un front de grande échelle maximum en surface (Lapeyre et al., 2006). La première simulation ne développe qu'une faible frontogenèse (Fig. 1.28a) et peu de restratification (Fig. 1.29a) alors que la seconde simulation développe une forte frontogenèse de surface (Fig. 1.28b) ainsi qu'une forte restratification (Fig. 1.29b). La présence de fronts de surface est donc responsable d'une forte restratification même en l'absence de processus diabatique. Ceci avait été précédemment vu par James et Hoskins (1985) qui discutaient des instabilités et de la frontogenèse en présence ou non de front de surface pour un écoulement atmosphérique. Dans leur simulation, ils observaient que les mouvements verticaux sont beaucoup plus faibles et que les

9. ou la température potentielle pour l'atmosphère

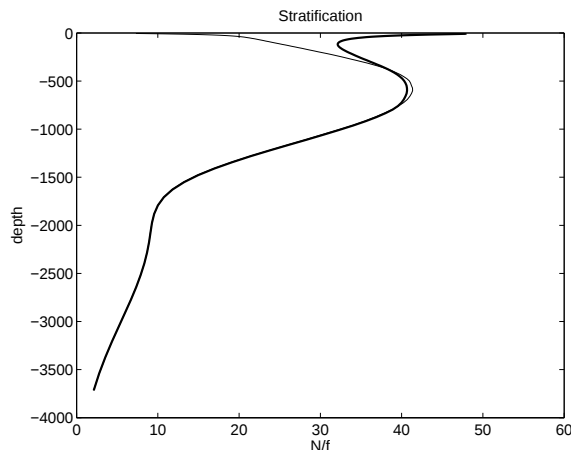


FIGURE 1.27 – Profil vertical de N/f_0 au temps initial (trait fin) et à l'équilibre (trait épais) dans la simulation de l'Earth Simulator. Tiré de Klein et al. (2008).

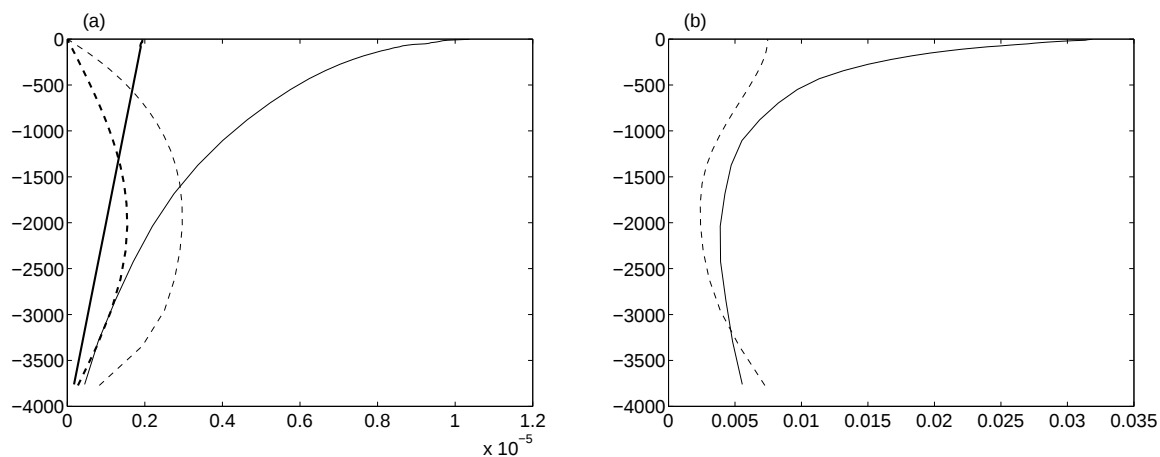


FIGURE 1.28 – (a) Profils verticaux de l'intensité moyenne des fronts $\langle |\nabla \rho| \rangle$ à $t=0$ (trait épais) et 100 jours (trait fin), dans une simulation numérique d'un front océanique intensifié à mi-profondeur et sans signature en surface (en tirets) et pour une simulation numérique d'un front océanique intensifié en surface (en trait continu). (b) Profil de la r.m.s. de la divergence (adimensionnée par f) pour les deux simulations. Tiré de Lapeyre et al. (2006).

fronts sont moins intenses en l'absence de front initial de surface. Par contre le développement de l'instabilité à grande échelle et la structure de la perturbation en altitude restaient similaires entre les deux cas.

Pour rationaliser notre résultat, on peut montrer analytiquement en faisant un

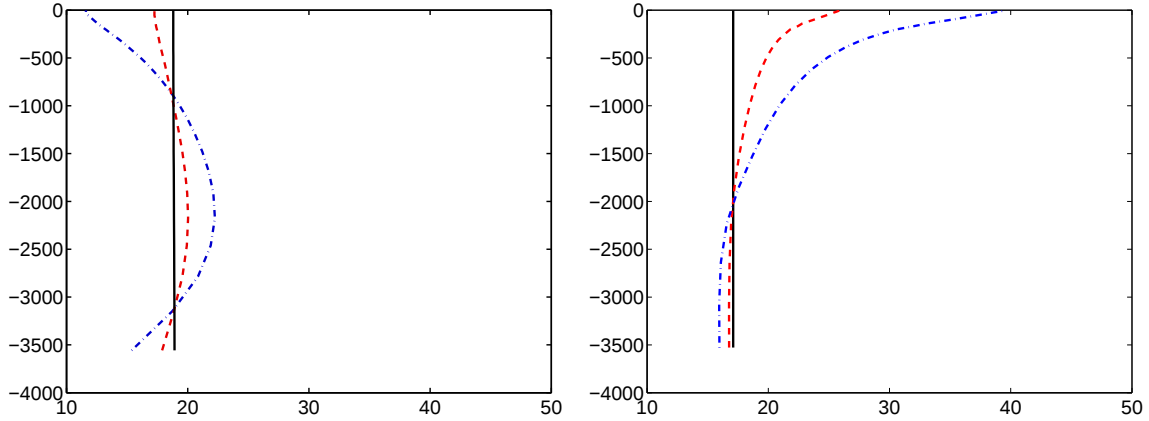


FIGURE 1.29 – (a) Profils verticaux de la stratification moyenne $\langle N^2 \rangle / f_0^2$ à $t = 0$ (noir), 50 (rouge) et 100 jours (bleu), dans une simulation numérique d'un front océanique intensifié à mi-profondeur et sans signature en surface. (b) idem pour une simulation numérique d'un front océanique intensifié en surface. Tiré de Lapeyre et al. (2006).

budget de vorticité potentielle d'Ertel à partir des équations primitives que

$$\underbrace{\partial_t \langle \rho \rangle}_{\text{évolution de la densité moyenne}} = -\frac{1}{f_0} \left(\underbrace{\partial_t \langle \rho \zeta \rangle}_{\text{évolution de la corrélation densité/vorticité liée à la frontogenèse}} + \underbrace{\langle w \mathcal{Q} \rangle}_{\text{flux vertical de PV lié à la dynamique intérieure}} \right)$$

avec ζ la vorticité relative et $\mathcal{Q}$ la vorticité potentielle d'Ertel et $\langle \rangle$ est l'opérateur de moyennisation horizontale. Cette équation est valable à chaque profondeur z sous certaines hypothèses, en particulier une condition de non-glissement aux bords horizontaux du domaine et pas d'anomalie de densité au fond de l'océan (Lapeyre et al., 2006). Elle s'obtient par la même méthode que le théorème d'imperméabilité de la vorticité potentielle (Haynes et McIntyre, 1990). Le terme de corrélation entre la vorticité relative et la densité peut être expliqué en terme de frontogenèse (comme on va le démontrer analytiquement plus loin). Le flux vertical de PV régit les interactions entre l'intérieur de l'océan et la surface. C'est ce que l'on voit sur la figure 1.30 puisque dans la simulation avec un front de surface, on a un équilibre essentiellement entre $\partial_t \langle \rho \rangle$ et $\partial_t \langle \rho \zeta \rangle$ jusqu'à 500 m de profondeur alors qu'en profondeur (et dans la simulation sans front de surface) on a un équilibre entre $\partial_t \langle \rho \rangle$ et $\langle w \mathcal{Q} \rangle$.

Afin de mieux comprendre le terme lié à la frontogenèse, on peut utiliser les équations primitives pour montrer que

$$\partial_t \langle \rho' \zeta \rangle = f_0 \langle \rho' \partial_z w \rangle - \langle w \zeta \partial_z \rho \rangle + \langle \rho' \nabla_H \cdot (w \vec{k} \times \partial_z \vec{u}) \rangle.$$

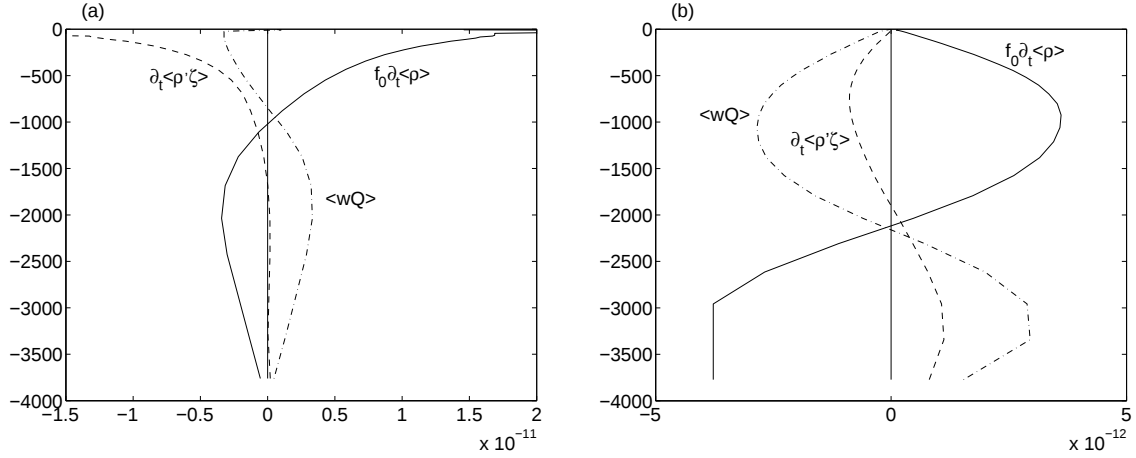


FIGURE 1.30 – Termes constituant la balance de PV d’Ertel pour la simulation (a) avec fronts de surface et (b) sans fronts de surface. Tiré de Lapeyre et al. (2006).

Le premier terme dans le membre de droite est dominant en général en présence de fronts de surface. En examinant le schéma d’un front représenté sur la figure 1.24 page 48, on peut voir que de part et d’autres du front, il y aura une corrélation positive entre ρ' et $\partial_z w$, ce qui va se traduire en un effet net de restratification. L’effet opposé existera en profondeur. On peut démontrer analytiquement ce résultat en utilisant une équation omega généralisée. On obtient que

$$\begin{aligned} \langle \rho' \partial_z w \rangle = \int_{-H}^z & \left(-\frac{2g}{\rho_0 f_0^2} \langle \vec{Q}^* \cdot \nabla_H \rho \rangle - \frac{g}{\rho_0 f_0^2} \langle \partial_z \rho \nabla_H w \cdot \nabla_H \rho \rangle + \langle \partial_z w \partial_z \rho \rangle \right. \\ & \left. - \frac{g}{\rho_0 f_0^2} \langle \nabla_H \rho \cdot \frac{D \mathbf{TI}}{Dt} \rangle + \frac{1}{f_0} \langle \partial_z w (\vec{k} \times \partial_z \vec{u}) \cdot \nabla_H \rho \rangle \right) dz \end{aligned}$$

avec $\vec{Q}^*$ le vecteur $\vec{Q}$ généralisé et $\mathbf{TI}$ l’imbalance du vent thermique (Lapeyre et al., 2006). Le terme principal du membre de droite est le premier terme. Il correspond à l’effet de frontogenèse qui tend à renforcer les gradients horizontaux de densité par étirement et compression (c-à-d par le gradient horizontal de vitesse).

Mes résultats sont en accord avec Spall (1997) et indiquent que le flux de chaleur, le taux de subduction et la restratification sont contrôlés par la circulation agéostrophique (due à la frontogenèse de surface) et non pas à l’instabilité barocline. Ceci est aussi noté par Lalaurette et al. (1994) dans l’étude de la cyclogenèse atmosphérique.

1.2.4 Transport vertical de traceurs

En plus de modifier les échanges verticaux de densité, la frontogenèse de surface et les filaments de sous-mésoséchelle associés ont un effet sur le transport vertical de traceurs. En effet, les simulations de frontogenèse océanique montrent qu’il y a de fortes vitesses verticales couplées aux fronts de petite échelle, de l’ordre de 10 à 100 m/jour (Bleck et al., 1988; Onken, 1992; Wang, 1993; Lévy et al., 2001).

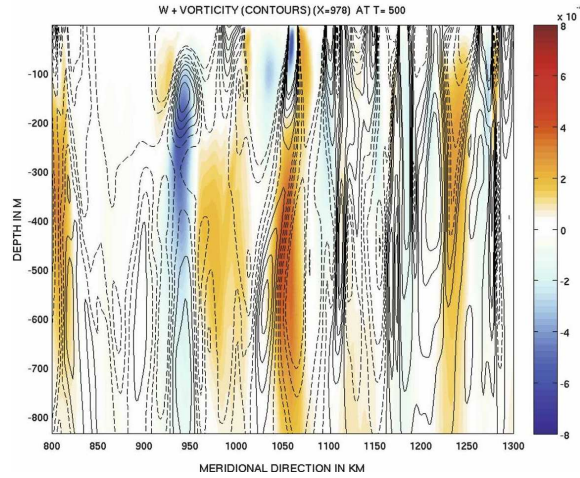


FIGURE 1.31 – Vitesse verticale (en couleurs) et vorticité relative (en contours noirs continus pour les valeurs positives et en tirets pour les valeurs négatives) dans une coupe verticale pour la simulation dans un canal. Tiré de Klein et al. (2008).

En particulier, la figure 1.31 montre que les fortes vitesses verticales possèdent deux maxima : l'un juste sous la surface, dans les deux cents premiers mètres, associé à des filaments de petite échelle ; l'autre se trouvant en profondeur (vers 500 m) associé à des structures de vitesses verticales de plus grande échelle spatiale. On peut souligner que ces vitesses verticales associées aux fronts ont aussi un effet sur la subduction, avec des taux de subduction de l'ordre de 20 m/an dû à la frontogenèse (Samelson et Chapman, 1995; Spall, 1995, 1997). On peut aussi noter que ces structures de sous-mésoéchelle restent dans un équilibre hydrostatique (Mahadevan, 2006), ce qui est cohérent avec une vision SQG.

On peut comparer l'évolution de traceur injecté à différentes profondeurs. Initialement, on suppose que le traceur est nul au dessus d'une profondeur h et vaut 1 en dessous. On peut alors laisser évoluer le traceur dans un champ turbulent, où il sera transporté à la fois par les mouvements horizontaux et verticaux. Les figures 1.32a et b montrent la valeur du traceur (un peu au dessus du niveau $z = h$) après 100 jours avec $h = -300\text{m}$ pour la figure 1.32a et $h = -3000\text{m}$ pour la figure 1.32b. On voit que le traceur injecté près de la surface a rempli très rapidement l'espace avec des valeurs proches de 1 dans des structures sous-mésoéchelle. Le traceur injecté plus en profondeur augmente moins vite et se situe à des échelles plus grandes. On peut montrer en particulier que dans le cas $h = -300\text{m}$, le traceur ne se corrèle pas avec la densité (corrélation de l'ordre de 0.1) alors que dans l'autre cas, on a une bonne corrélation avec la densité (de l'ordre de 0.46).

Pourquoi le traceur près de la surface est-il découplé de la densité et se retrouve à petites échelles. Pour le comprendre, on peut écrire l'équation de traceur :

$$\partial_t C + \vec{u} \cdot \nabla C + w \partial_z C = 0 \quad (1.40)$$

On a deux effets concomitants :

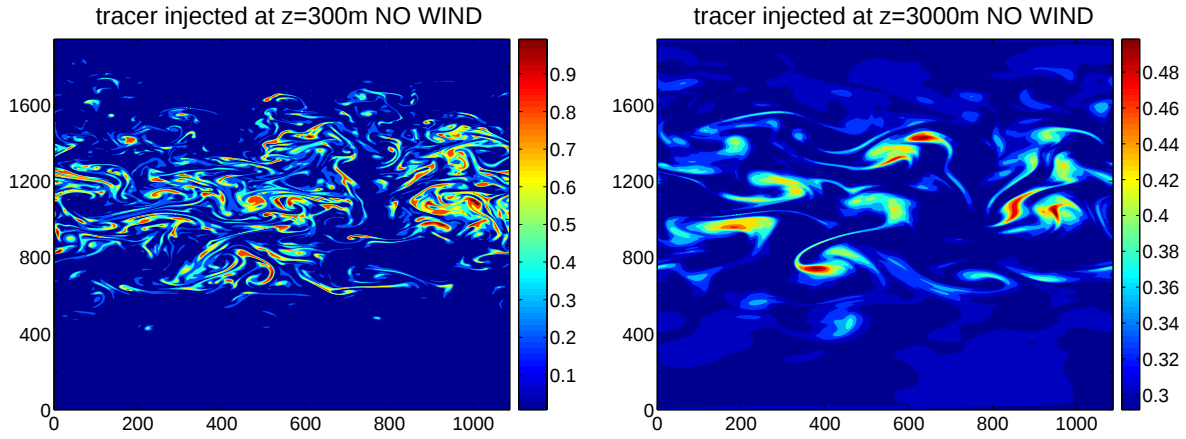


FIGURE 1.32 – (a) Traceur injecté verticalement à $z = 300 \text{ m}$ de profondeur, après 100 jours. (b) Traceur injecté verticalement à $z = 3000 \text{ m}$ de profondeur, après 100 jours.

- l'effet du transport vertical (lié à w) qui permet d'injecter du traceur dans les couches de surface ;
- l'effet du transport horizontal qui redistribue horizontalement entre les tourbillons le traceur.

Or pour des écoulements du type SQG, l'équation omega (1.32) page 47 nous dit que la vitesse verticale va être reliée à la production de fronts horizontaux (cf. figure 1.24 page 48), et donc au stirring¹⁰ horizontal qui va produire des filaments horizontaux. Cette relation de phase entre stirring horizontal et échanges verticaux à sous-mésoéchelle va être responsable de cette formation de petites échelles dans le champ de traceur. On peut illustrer cette relation de phase par la figure 1.33. Les vitesses verticales fortes vont se trouver dans les régions de gradients élevés de densité (là où $\bar{Q}$ est important) dans les filaments et autour des tourbillons. Une particule se trouvant autour d'un tourbillon va donc être transportée verticalement très rapidement près de la surface. Là, elle va subir l'effet de déformation et de stirring lié au tourbillon et va parcourir une très grande distance horizontale.

Afin de mieux comprendre comment le traceur est injecté près de la surface, j'ai utilisé des simulations de turbulence SQG. En effet, celles-ci permettent de pouvoir faire des simulations numériques rapides en filtrant des phénomènes rapides comme les ondes d'inertie-gravité mais en conservant l'équation omega pour les vitesses verticales. Afin de voir quel rôle joue la production de petites échelles pour l'efficacité du transport vertical, on peut examiner comment les interactions entre tourbillons modifient l'évolution temporelle de la concentration de traceur. Pour cela, on définit comme condition initiale un champ de température avec un dipôle tourbillonnaire qui va rencontrer un tourbillon d'amplitude plus faible (cf. figure 1.34a). Au bout de 100 jours, les deux tourbillons chauds vont fusionner et il va se former un nouveau dipôle (figure 1.34b) ainsi que des filaments qui s'enroulent autour de la nouvelle structure. Initialement le champ de traceur était égal à 1 en dessous de 100 m et égal à 0 au-

10. Le stirring est le processus d'étirement et de contraction qui déforme une tache de traceur.

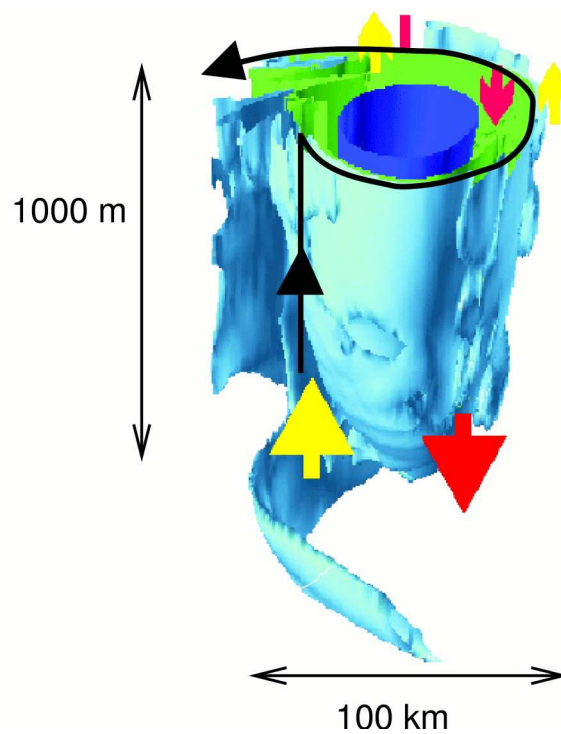


FIGURE 1.33 – Schéma du transport vertical couplé à la formation de filaments horizontaux par frontogenèse. Aimablement fourni par S. Le Gentil.

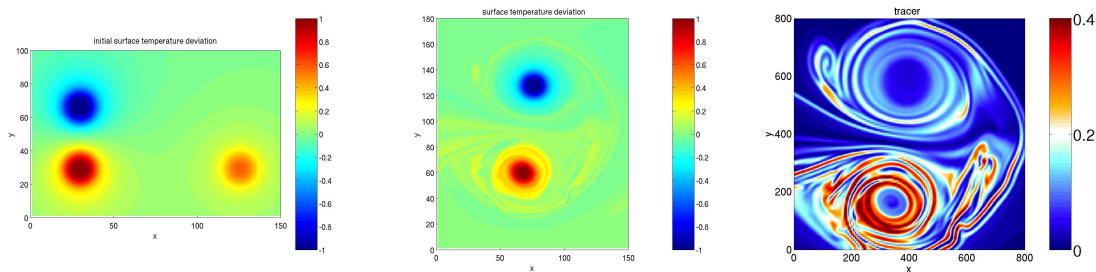


FIGURE 1.34 – (a) Anomalie de température de surface (en degré Celsius) initiale ; (b) après 100 jours ; (c) concentration en traceur dans les 100 premiers mètres pour une simulation avec trois tourbillons après fusion de deux d'entre eux. Le tourbillon nouvellement formé est à $x = 250$, $y = 150$. Tiré de Lapeyre et Klein (2006b).

dessus. Au bout de 100 jours (figure 1.34c), on voit que le tourbillon qui a fusionné possède une quantité de traceur importante en surface. On trouve aussi des fortes concentrations de traceurs autour du dipôle. Si on regarde l'évolution temporelle de la r.m.s. de vitesse verticale (figure 1.35a), on constate que celle-ci augmente très fortement lors de la fusion des deux tourbillons puis diminue ensuite. Une simulation où il n'y a plus que le dipôle (et non plus l'interaction avec le troisième tourbillon) présente une évolution beaucoup moins intermittente pour la r.m.s. de vitesse verti-

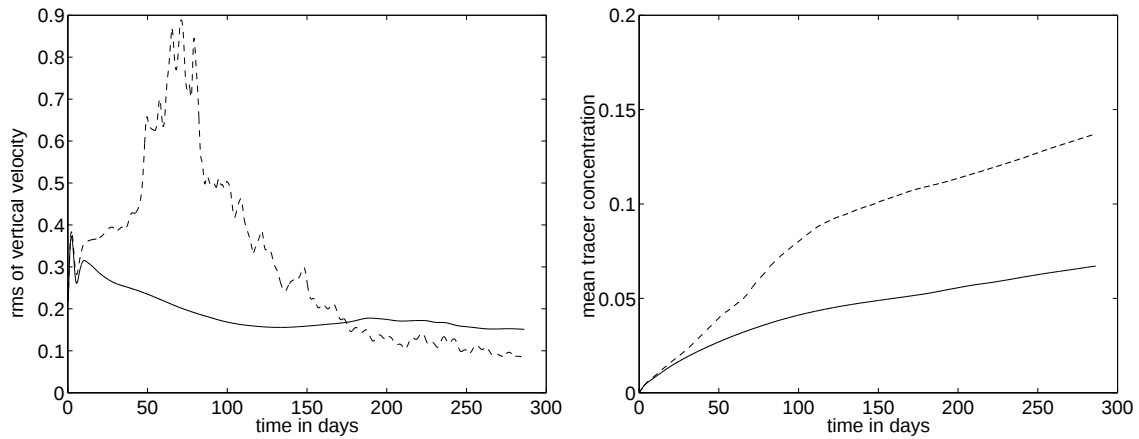


FIGURE 1.35 – Évolution dans le temps (en jours) de (a) r.m.s. de la vitesse verticale à $z = 100$ m, et (b) la concentration moyenne de traceur. La ligne continue correspond à l'évolution du dipôle sans interaction. La ligne discontinue est le cas de la fusion avec un vortex plus faible. Tiré de Lapeyre et Klein (2006b).

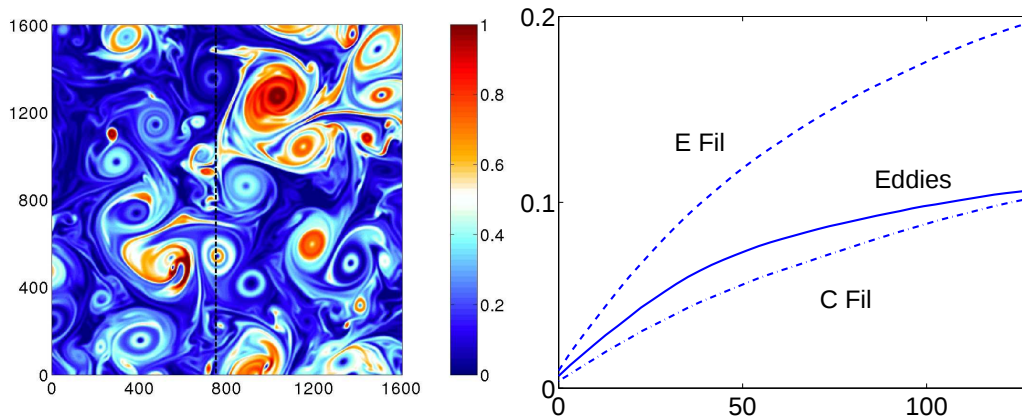


FIGURE 1.36 – (a) Concentration de traceur dans une simulation de turbulence SQG. (b) Évolution temporelle de flux vertical de traceur intégré dans le temps ($\int_0^t w C dt$) pour les tourbillons (Eddies), filaments proches des tourbillons (C Fil) et filaments loin des tourbillons (E Fil). L'abscisse et l'ordonnée sont respectivement en jours et en unité de concentration de traceur. Tiré de Lapeyre et Klein (2006b).

cale. La quantité de traceur injecté verticalement double quand on prend en compte l'interaction entre tourbillons et la production de filaments associée (figure 1.35b).

Il est alors intéressant de déterminer dans quel type de structures (tourbillons, filaments s'enroulant autour des tourbillons, filaments loin des tourbillons) se trouve injecté verticalement le traceur. Pour cela on peut examiner le résultat d'une simulation turbulente SQG (figure 1.36a). Sur cette figure, on observe de fortes valeurs de traceur dans les tourbillons et dans des filaments autour des tourbillons.

La figure 1.36b montre que, malgré leur faible contribution en terme de variance de température (moins de 10%), les filaments représentent près de 50% de l'apport vertical de traceur dans ces simulations. La raison est qu'il y a de fortes vitesses verticales dans les filaments et que ces filaments couvrent une grande superficie de l'espace (Lapeyre et Klein, 2006b).

1.2.5 Impact sur la biologie

Nous venons de voir que la dynamique SQG des fronts de surface a un effet direct sur l'injection verticale de traceur à petite échelle. Ceci est très important pour la production primaire marine puisque l'activité biologique se trouve essentiellement en surface (dans la couche euphotique, les 100 premiers mètres) et qu'elle dépend très fortement des apports en nutriments.

Depuis ces vingt dernières années, on a pris conscience de l'importance des tourbillons mésoéchelle pour la production primaire océanique (Jenkins, 1988; Falkowski et al., 1991; McGillicuddy et al., 1998; Oschlies et Garçon, 1998; Garçon et al., 2001). En effet, ceux-ci pourraient être responsables d'une part non négligeable du transport vertical de nutriment vers les couches de surface. Le fait que la dynamique mésoéchelle joue un rôle avait été mis en avant par l'étude des images satellite de couleur de la mer (Gower et al., 1980) qui montrait un spectre en k^{-2} pour le phytoplancton. Gower et al. (1980) en appellent à la théorie de Charney (1971) pour expliquer la pente des spectres. Ceci est contesté par Lesieur et Sadourny (1981) qui indiquent que le spectre de traceur prédit par la théorie de Charney serait plutôt en k^{-1} . Ils avancent plutôt une autre explication fondée sur le modèle SQG. En effet, le spectre de traceur advecté horizontalement par un écoulement SQG est, lui, bien en k^{-2} . On voit donc que Lesieur et Sadourny (1981) ont les premiers l'intuition que le SQG peut expliquer la dynamique des couches supérieures de l'océan !

Le mécanisme physique classiquement invoqué pour expliquer l'effet des tourbillons dans le transport vertical de nutriment est l'eddy pumping (Falkowski et al., 1991; McGillicuddy et al., 1998). Si un cyclone s'intensifie (figure 1.37), les isopycnes vont alors remonter vers la surface. Comme la concentration en nutriments augmente avec la profondeur, cela signifie que l'on devrait avoir une remontée de nutriment dans ce cas. Dans le cas inverse, lorsqu'un anticyclone s'intensifie, on devrait avoir une descente de nutriments. On voit donc que l'eddy pumping est maximum au centre des tourbillons, là où les anomalies de densité sont les plus fortes. On s'attend en général à ce qu'il y ait une bonne corrélation entre la densité et les nutriments (McGillicuddy et al., 1999; Siegel et al., 1999). Malheureusement, McGillicuddy et ses coauteurs n'ont jamais rationalisé mathématiquement leur argument (qui reste très qualitatif). On peut essayer de le préciser plus rigoureusement (Klein et Lapeyre, 2009). En fait, il suffit de considérer l'équation de la densité :

$$w = \frac{g}{\rho_0 N^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho \right) \quad (1.41)$$

L'idée de l'eddy pumping est que l'évolution temporelle *eulérienne* de la densité ($\partial_t \rho$) va se traduire par des mouvements verticaux. Ceci ne prend pas en compte le fait

a

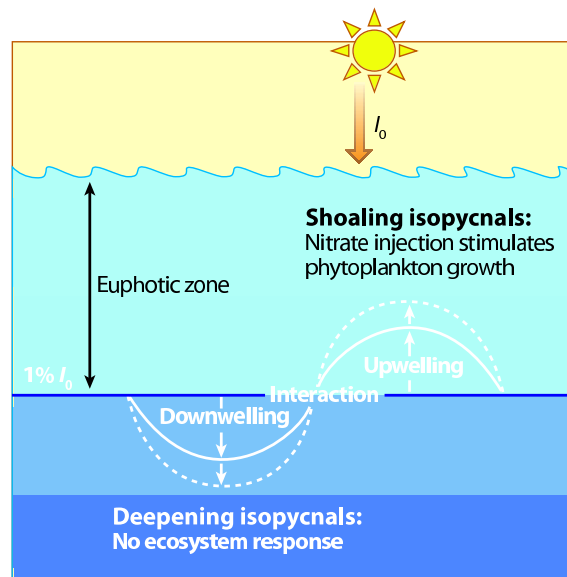


FIGURE 1.37 – Mécanisme de l'eddy pumping. Lors du passage d'un tourbillon, si les isopycnes remontent (cyclone), il y a une injection de nitrate alors que si les isopycnes descendent (anticyclone) il n'y a pas d'injection. Tiré de McGillicuddy et al. (1998).

que le terme d'advection est fortement anti-corrélé avec l'évolution temporelle. Or, si le mécanisme d'eddy pumping semble être pertinent pour la mésoéchelle (à partir de 200 km), la corrélation entre la couleur de la mer et la SST est en fait faible pour la sous-mésoéchelle (McGillicuddy et al., 2001).

Nous pouvons nous aider des résultats de la figure 1.32 sur l'injection de traceur à différentes profondeurs. Dans ce cas, on a vu que la corrélation entre le traceur était plus ou moins bonne suivant la profondeur. Ceci est à relier aux résultats de Siegel et al. (1999) qui montrent que pour la station BATS dans la mer des Sargasses, la corrélation entre la densité et les nitrates dépend aussi de la profondeur. Dans leur cas, elle est de l'ordre de 0.36 à 200 m, atteint un niveau de 0,8 à 400 et 600 m puis diminue plus en profondeur. S'ils argumentent que la corrélation décroît près de la surface à cause de la consommation de nutriments par le phytoplancton, nous pouvons penser que la frontogenèse de sous-mésoéchelle pourrait aussi expliquer ce phénomène.

Contrairement à l'eddy pumping, le transport vertical liée à la dynamique des fronts de surface est ici maximal au niveau des gradients de densité. Ceci a été validé dans différentes simulations numériques (Spall et Richards, 2000; Mahadevan et Archer, 2000; Lévy et al., 2001). Comme on l'a décrit au paragraphe précédent, l'apport vertical lié aux filaments est aussi important que celui lié aux tourbillons (et donc au mécanisme d'eddy pumping) dans les simulations SQG. On peut estimer alors que ceci restera vrai dans une situation plus réaliste (où les phénomènes agéostrophiques

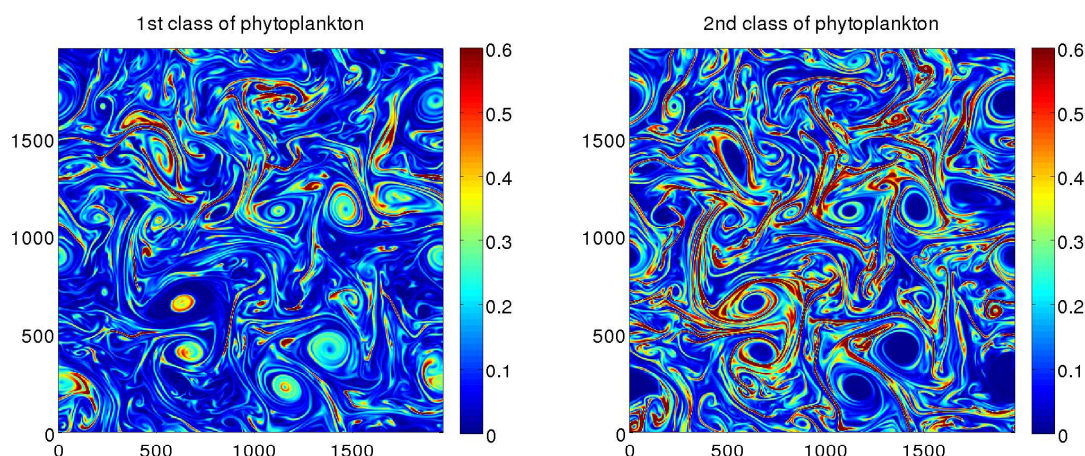


FIGURE 1.38 – (a) Première et (b) deuxième classe de phytoplancton dans une simulation SQG. Tiré de Perruche et al. (2009).

sont plus intenses). Ce résultat permet alors de fermer le budget en sels nutritifs dans l'océan et démontre qu'il faut prendre en compte les processus de frontogenèse de petite échelle (10 km) afin d'évaluer correctement la production primaire océanique (Klein et Lapeyre, 2009).

Afin de voir l'impact de l'apport vertical dans les filaments sur le phytoplancton, un modèle biologique a été couplé avec un modèle SQG (Perruche et al., 2009) dans le cadre de la thèse de Coralie Perruche (2009) au LEMAR sous la direction de Pascal Rivière (travaux auxquels j'ai participé). Plus particulièrement a été examiné la distribution spatiale résultant de la compétition entre deux espèces de phytoplancton. Nous avons pu montrer que les deux espèces peuvent coexister en présence d'une ressource limitante, ce qui n'est pas le cas dans le cas d'une dynamique sans couplage avec transport vertical ou horizontal. Par ailleurs, plus de la moitié de la biomasse en phytoplancton est contenue dans les filaments, ce qui confirme les intuitions de Lapeyre et Klein (2006b) et Klein et Lapeyre (2009). Les figures 1.38a et b montrent les deux classes de phytoplancton dans la simulation SQG forcée. On observe que celles-ci se distribuent différemment dans l'espace physique : le petit phytoplancton se retrouve au cœur des tourbillons tandis que le grand en est exclu. Les deux classes se retrouvent dans les filaments mais avec une prédominance du grand phytoplancton.

Pour terminer sur les interactions physique-biologie, on peut rappeler que ces dernières années un autre débat est apparu pour savoir si l'apport horizontal de nutriment était plus important que l'apport vertical (Abraham, 1998; Abraham et al., 2000; Lévy et al., 2001; Martin, 2003; Lévy, 2008). Il serait intéressant de reprendre le modèle biologique et SQG en prenant en compte un gradient grande échelle horizontal de nutriments pour examiner l'impact relatif de celui-ci sur le phytoplancton.

1.3 Discussion, perspectives

1.3.1 Impact de la couche de mélange sur la dynamique de surface

Mes travaux ont ouvert une nouvelle voie pour déterminer les courants marins tridimensionnels à partir de la connaissance de champ instantané de surface (densité, SST ou SSH). Or, il faut tout d'abord rappeler que la décomposition en deux dynamiques (intérieures et de surface) que nous avons expliquée dans le paragraphe 1.1.2 page 25 avec la figure 1.10 page 28 ne s'applique qu'en dessous de la couche de mélange. Cela est aussi le cas pour la discussion des paragraphes 1.1.5 page 39 où les quantités ρ_{sur} et ψ_{sur} sont prises sous la couche de mélange. Ceci est cohérent avec Hoskins et al. (1985) qui expliquent que, pour le cas de l'atmosphère, la température potentielle au sol (Dirac de PV intérieure) est probablement mieux interprétable comme la température sur une surface isobare juste au dessus de la couche limite atmosphérique.

Afin de pouvoir utiliser la méthode SQG de façon quasi-opérationnelle, il est nécessaire de reconstituer les champs dynamiques à partir de champs (SST, SSH) mesurés de façon routinière par les satellites. Ces champs peuvent ne pas représenter les quantités sous la couche de mélange et être "pollués" par une dynamique propre des couches superficielles de l'océan : la dynamique de la couche de mélange océanique. En effet, cette couche de mélange n'obéit pas aux équations quasi-géostrophiques et on peut se demander si la méthode SQG restera pertinente dans ce cas.

Les premiers résultats que j'ai obtenus permettent déjà de répondre en partie à cette question. Tout d'abord, les simulations du modèle POP de l'Atlantique montrent que la méthode fonctionne particulièrement bien en hiver, même en présence de couche de mélange (d'une profondeur de 50 à 100 m dans cette simulation), ceci étant d'autant plus vrai que la couche de mélange est profonde, comme on peut le voir sur la figure 1.39 (Isern-Fontanet et al., 2008). La raison semble être que lors d'un fort coup de vent, la SST ressemble à la densité sous la couche de mélange (Klein et Hua, 1988, 1990) alors que la dynamique est différente et liée aux flux de chaleur quand le vent est faible. On voit donc que c'est précisément lorsque l'on a un proxy des quantités sous la couche de mélange que la méthode SQG sera la plus valable.

Pour reconstruire un signal propre, il faut aussi que le signal de surface que l'on utilise soit dominé par les échelles lentes. Ceci est le cas pour la densité, mais pas pour le champ de vitesse qui peut contenir des ondes inertielles rapides. Pour la SSH, cela reste moins clair. Pour déterminer si celle-ci contient des ondes inertielles, on peut utiliser une simulation à haute résolution de type canal forcée par un vent qui contient de l'énergie à haute fréquence (données de vent toutes les 6 heures). La figure 1.40 montre que le signal de SSH n'a pas de pic à la fréquence inertielle, ce qui signifie qu'il n'est pas pollué par les ondes inertielles (Klein et al., 2009).

Afin de mieux évaluer le rôle de la couche de mélange pour la reconstruction SQG, il faudrait mener une étude du même type que Klein et Hua (1988, 1990). Cela consisterait à coupler un modèle SQG à un modèle de couche de mélange (de type modèle shallow water) et d'examiner comment la SST est couplée à la densité sous la couche de mélange, en fonction de paramètres externes (tels que la tension de vent).

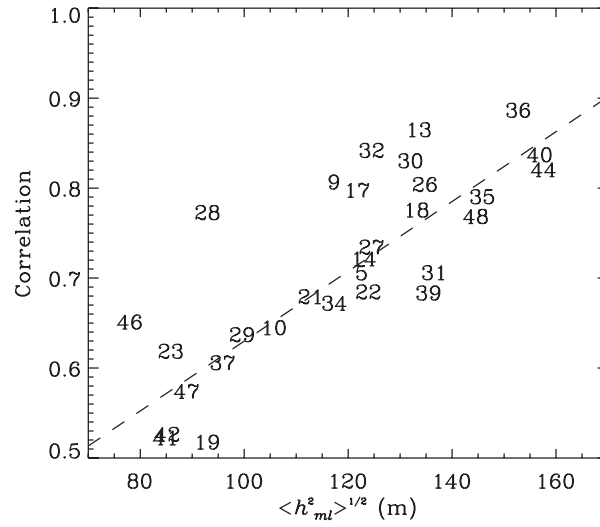


FIGURE 1.39 – Scatterplot entre le coefficient de corrélation entre la vortacité de surface et son estimation SQG (à partir de la SST) et la profondeur r.m.s. de la couche de mélange. Les nombres correspondent au numéro d'identification de chaque boîte de 600 km de coté dans l'Atlantique Nord. Tiré de Isern-Fontanet et al. (2008).

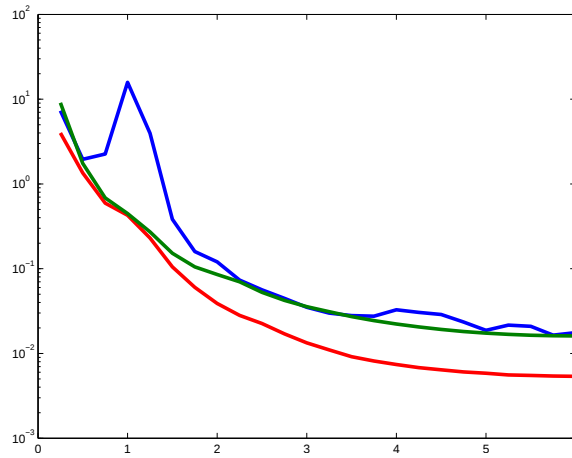


FIGURE 1.40 – Spectre en fréquence de l'enstrophie de surface (ligne rouge) et de l'énergie cinétique de surface calculée à partir de u et v (ligne bleue) et calculée à partir de la SSH en utilisant l'approximation géostrophique (ligne verte). Tiré de Klein et al. (2009).

D'autres types de couplage entre dynamique de couche de mélange et dynamique QG existent et peuvent être aussi pertinents (par exemple, McGillicuddy et Robinson, 1997)

D'autres processus peuvent avoir lieu dans la couche de mélange. Boccaletti et

al. (2007) ont montré que les gradients horizontaux de densité génèrent une instabilité agéostrophique barocline qu'ils qualifient d'instabilité de couche de mélange. L'échelle spatiale caractéristique est de l'ordre de 10 km et l'échelle de temps est de l'ordre de la journée. Ce type d'instabilité frontale de couche de mélange tend à restratifier la couche de mélange (Samelson et Chapman, 1995). On peut comprendre cette instabilité en modélisant la couche de mélange comme un écoulement quasi-géostrophique avec une stratification plus faible. On obtient alors un modèle à deux couches de PV uniforme avec deux stratifications différentes (Blumen, 1979). Dans un tel modèle, en plus des instabilités de mésoéchelle, on peut aussi avoir une instabilité à plus petite échelle (Ferrari, 2008, communication personnelle) qui permet de conceptualiser l'instabilité de couche de mélange vue par Boccaletti et al. (2007). Si cette instabilité est importante pour déterminer les propriétés dynamiques lentes de la couche de mélange, son impact en dessous de celle-ci reste à explorer. Un autre processus à prendre en compte est le forçage du vent sur la couche en présence de fronts de densité. Comme l'ont montré Thomas (2005) et Thomas et Ferrari (2008), le budget de vorticité potentielle dans la couche de mélange est affecté par des termes faisant intervenir les gradients de densité en présence de vent qui résulte en une restratification de la couche de mélange. Cette dynamique propre forcée par le vent peut engendrer des vitesses verticales plus grandes que celles sans interaction avec le vent (Thomas et al., 2010). Cependant, les vitesses verticales générées par ces différents processus semblent rester confinées dans la couche de mélange (Boccaletti et al., 2007; Fox-Kemper et Ferrari, 2008; Mahadevan et al., 2010) au contraire des vitesses verticales liées à la frontogenèse plus classique (Klein et al., 2008). Ceci met en avant que la configuration utilisée pour les simulations avec un accent fort sur la couche de mélange comme dans Boccaletti et al. (2007), Mahadevan et Tandon (2006) ou Thomas et Ferrari (2008) peut avoir un comportement très différent des simulations avec un domaine horizontal et vertical plus grand comme dans Klein et al. (2008).

1.3.2 Sous mésoéchelle à partir du satellite

L'utilisation de la méthode SQG conjointement à des données satellite ouvre la possibilité d'accéder aux caractéristiques de la sous-mésoéchelle à partir d'image satellites. En effet, nous disposons à l'heure actuelle de données de SST à haute résolution (AVHRR), c'est-à-dire à 1 km de résolution. Mais ces données sont polluées par les nuages. Nous possédons aussi des données de couleur de la mer à haute résolution qui permet de connaître la concentration en chlorophylle à cette échelle. Pouvoir déterminer les vitesses verticales par la méthode SQG permettrait de mieux comprendre la dynamique du phytoplancton et l'impact de cette sous-mésoéchelle sur la biogéochimie marine.

Pour cela, en collaboration avec Bertrand Chapron (LOS, IFREMER), nous avons essayé d'estimer la vorticité relative à partir de cartes haute résolution. Pour l'instant, les premières cartes montrent que celle-ci est concentrée dans les fronts autour des tourbillons et dans les filaments (non montré). On s'attendrait aussi à ce que la vorticité relative soit aussi forte à l'intérieur des tourbillons, ce qui implique que

nous devons continuer à réfléchir sur la méthode de reconstruction avec des données haute résolution spatiale.

Afin de mieux estimer les quantités dynamiques, il serait intéressant d'utiliser plusieurs produits conjointement : la SST haute résolution, la SST basse résolution et l'altimétrie. En effet, en utilisant en même temps des séries temporelles de SST et de SSH basse résolution et une méthode de type assimilation, on devrait pouvoir créer des champs qui pallient les différents défauts de chaque champ. Le produit dérivé fusionnerait les différents produits (à différentes échelles spatiales et temporelles). En effet, les données de haute résolution de SST présentent l'inconvénient d'avoir des trous spatio-temporels. Ceux-ci pourraient être comblés en utilisant à la fois l'altimétrie et la SST de basse résolution (qui n'a pas de trou temporel) en faisant l'hypothèse que la SST est au premier ordre transporté par le courant géostrophique, en utilisant des méthodes d'advection "backward", c'est-à-dire en arrière dans le temps. Ces méthodes sont couramment utilisées dans l'atmosphère (Mariotti et al., 1997) pour reconstituer la vorticité potentielle du vortex polaire stratosphérique.

Enfin, dans la prochaine décennie, de nouveaux instruments spatiaux devraient nous permettre d'avoir accès à la SSH à suffisamment haute résolution, avec la mission SWOT, Surface Waters Ocean Topography qui concerne un altimètre avec une résolution de l'ordre du kilomètre (Fu et Ferrari, 2009).

1.3.3 Application à l'atmosphère

Les simulations océaniques sont assez différentes de ce qui se passe dans l'atmosphère. Dans l'atmosphère (figure 1.41), Nastrom et Gage (1985) ont observé près de la tropopause (l'équivalent de la surface de l'océan) un spectre en vitesse et température potentielle ( quivalent à la densité dans l'océan) en k^{-3} aux grandes échelles et $k^{-5/3}$ aux petites (vers 100 km). On considère généralement le rayon de déformation autour de 3000 km. Or, la théorie classique quasi-géostrophique indiquerait un spectre en $k^{-5/3}$ aux *grandes*  chelles et k^{-3} aux *petites*. Pour expliquer ceci, on peut faire appel au résultat de Jukes (1994) qui montre que la tropopause doit se comporter comme une surface matérielle et donc que l'approximation SQG doit y être valable. Dans ce contexte, Tulloch et Smith (2009a,b) proposent une explication fondée sur le couplage SQG (lié aux anomalies de température à la tropopause) et QG intérieur (lié aux anomalies de PV dans la troposphère). Le mode SQG expliquerait la partie du spectre à petite échelle et les modes QG intérieurs la partie grande échelle. Dans le modèle de Tulloch et Smith (2009a,b), on observe une transition entre un spectre en k^{-3} aux grandes échelles et en $k^{-5/3}$ aux petites, ce qui est cohérent avec les observations de Nastrom et Gage (1985). De plus, cela permet d'expliquer pourquoi la variance de température a le même spectre que l'énergie cinétique.

Si la théorie SQG peut s'appliquer à la tropopause, on peut aussi supposer qu'elle s'applique aussi à la surface. Les vents mesurés dans la couche limite au dessus de la surface de la mer à partir des données QuikSCAT montrent un flux inverse d'énergie pour les grandes échelles et un flux direct pour les échelles inférieures à 250 km (Kerr et Ping, 2009). Le flux inverse d'énergie pourrait être cohérent avec une explication SQG, même si d'autres théories peuvent expliquer les spectres à la tropopause ou en

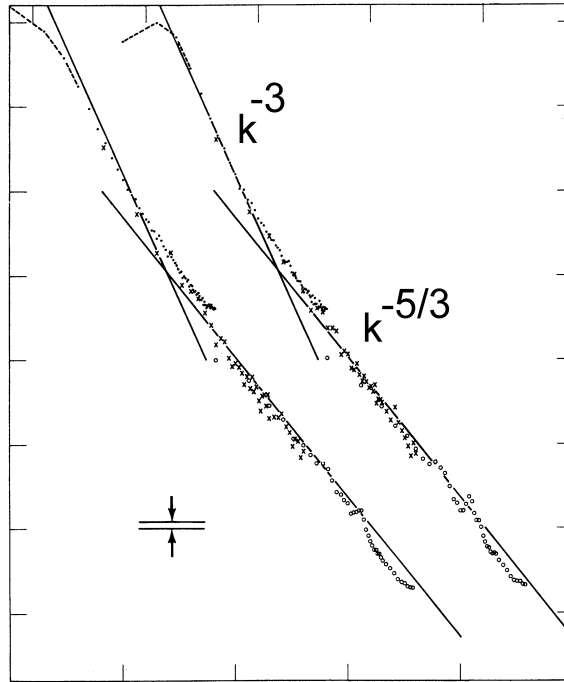


FIGURE 1.41 – Spectre dans l'atmosphère. Tiré de Nastrom et Gage (1985).

surface (Lindborg, 2005; Kerr et Ping, 2009).

Morss et al. (2009) ont étudié la dynamique dans un modèle quasi-géostrophique avec surface et tropopause à haute résolution, similaire au modèle de Tulloch et Smith. Leur simulation est forcée par une relaxation sur un jet barocline. Ils mettent en évidence qu'il faut pousser la résolution pour observer l'instabilité des filaments familière du SQG à la tropopause (Held et al., 1995). Le spectre d'énergie cinétique et de température à la tropopause est en $k^{-2.3}$. À l'intérieur, on trouve des spectres en k^{-3} . Ils notent une transition entre dynamique intérieure et de surface différente des résultats de Tulloch et Smith et invoquent un effet différent lié à l'importance de la vorticité potentielle. Il serait intéressant de comparer ces deux types de simulations en utilisant les résultats de Lapeyre et Klein (2006a) sur l'effet de $\partial_y \overline{P\overline{V}} / \partial_y \overline{\theta}$ puisque ce paramètre gère l'importance relative de l'écoulement induit par la vorticité potentielle intérieure et le mode SQG de surface.

Enfin, Hamilton et al. (2008) ont examiné des simulations de GCM à très haute résolution (T639). Ils observent un spectre d'énergie en k^{-3} pour des échelles entre 500 et 5000 km. Le spectre est moins pentu pour des échelles plus petites. Ils mettent en évidence que le dégagement de chaleur latente injecte de l'énergie à des échelles inférieures à 500 km ce qui permet d'aplatir le spectre. De plus, dans des simulations en aquaplanète, ils observent que plus on va vers l'intérieur de la troposphère, plus le spectre est plat. Les mécanismes pouvant expliquer la transition de la pente restent encore mystérieux, même s'il semble que les effets agéostrophiques soient non négligeables (Lilly, 1983; Lindborg, 2005).

1.3.4 Liens dynamique intérieur-surface

Un autre thème de recherche est de mieux comprendre le lien entre la surface et l'intérieur de l'océan. Plus précisément, nous avons vu que coexistent un mode SQG de surface lié à la densité de surface et des modes intérieurs (barotrope et baroclines) liés à la vorticité potentielle. Comment ces modes interagissent ?

Un système de départ intéressant pour comprendre l'interaction entre les modes de surface et les modes intérieurs pourrait être le modèle de Charney (Charney, 1947; Held, 1978; Heifetz et al., 2004b) qui correspond à un écoulement de base possédant un gradient méridien de PV de signe opposé au cisaillement en surface. Un tel écoulement est instable barocliniquement et on peut montrer que la structure spatiale des modes d'instabilité dépend de l'échelle de Charney :

$$h = \frac{f^2 \partial_z u}{N^2 \beta} \quad (1.42)$$

Held (1978) suggère de généraliser cette échelle pour tenir compte des gradients de PV intérieure :

$$h = \frac{f^2 \partial_z u}{N^2 \partial_y Q} \quad (1.43)$$

avec Q la vorticité potentielle moyenne.

Si $h/H \ll 1$ (avec H la hauteur du fluide), l'échelle du mode le plus instable décroît au-dessus de la surface à peu près exponentiellement en $\exp(-z/h)$. Son échelle de longueur caractéristique est $\lambda = Nh/f$. Si $h \gg H$, l'échelle verticale caractéristique est H et l'échelle horizontale est $\lambda = NH/f$.

Tulloch et Smith (2009a,b) ont développé un modèle quasi-géostrophique qui prend en compte le mode barotrope et les deux premiers modes baroclines et deux modes SQG (en fait des modes d'Eady). Le couplage met en évidence les trois formes d'instabilité précédemment décrites (Phillips, Charney, Eady). De façon similaire, De Vries et al. (2009) discutent du modèle d'Eady en présence d'un gradient méridien de PV additionnel. Dans ce cas (comme dans le cas d'Eady original), on peut distinguer 4 mécanismes de croissance des perturbations : l'instabilité de cisaillement, le mécanisme d'Orr, la résonance et une autre interaction. L'instabilité de cisaillement correspond en fait à l'interaction entre une onde de surface et une onde à la tropopause (pour l'atmosphère). Le mécanisme d'Orr correspond à une interaction entre deux ondes associées à des anomalies de PV intérieures. La résonance concerne l'interaction d'une anomalie de PV intérieure et d'une onde de bord. La dernière forme d'interaction (absente dans le modèle d'Eady original) prend en compte 3 ondes : deux ondes de Rossby contre-propagatives et une anomalie de PV advectée passivement. Cette description de l'instabilité en termes d'interaction d'ondes localisées spatialement sur la verticale est une généralisation des résultats de Heifetz et al. (2004a,b).

On voit donc trois différentes classes d'interactions dans le cas linéaire. Qu'en est-il dans le cas nonlinéaire ?

L'estimation de l'échelle verticale de Charney pour l'océan est de l'ordre de 100 à 300 m (Smith, 2007), qui est en accord avec la limite verticale de validité du modèle

SQG que nous avons obtenu (Lapeyre et Klein, 2006a; Isern-Fontanet et al., 2008; Klein et al., 2009). Dans l'atmosphère, Greenslade et Haynes (2008) ont identifié une conséquence de la dominance du mode SQG près de la surface, en examinant les propriétés de barrière de transport d'un jet barocline. Ils montrent que le jet est une barrière au transport en altitude et que, près de la surface, le jet mélange très fortement. L'échelle de transition entre ces deux régimes semble dépendre de l'échelle de Charney. Par ailleurs, Tulloch et Smith (2009b) notent que l'échelle de Charney permettrait d'expliquer l'échelle à laquelle se fait la transition entre spectre en k^{-3} associé à la dynamique QG intérieure et en $k^{-5/3}$ associé au mode SQG.

On peut donc penser que le modèle de Charney peut être pertinent pour expliquer la transition entre régime de surface et régime intérieur, ainsi que les interactions entre ces deux régimes dynamiques.

Il faut noter aussi que dans Tulloch et Smith (2009a), on observe une relation de phase (ou d'opposition de phase) entre les anomalies mésoéchelle de vorticité potentielle et de densité. Ceci peut s'expliquer à travers les forçages grande échelle de la densité, comme nous l'avons fait au paragraphe 1.1.5 page 40 (et qui correspond aux développements de Lapeyre et Klein, 2006a). L'étude de la simulation réaliste de l'Atlantique Nord confirme en particulier le lien qui existe entre la corrélation entre gradients méridiens de densité de surface et de PV intérieure et la prédominance du mode SQG ou QG intérieur (Lapeyre, 2009). Une étude détaillée de l'impact de $\partial_y \overline{PV} / \partial_y \overline{\rho}_s$ serait nécessaire afin de mieux évaluer ce qui se passe dans le modèle de Charney nonlinéaire.

Quelques études existent sur l'interaction QG et SQG. En particulier, Perrot et al. (2010) étudient l'interaction d'un tourbillon de surface SQG avec un tourbillon sphérique intérieur en présence d'une déformation externe. Les tourbillons peuvent s'aligner sur la verticale et le tourbillon de surface induit en général une forte filamentation du tourbillon intérieur.

Enfin, un point à ne pas négliger est que, pour un écoulement non-géostrophique, la dissipation de la densité de surface génère de la PV à l'intérieur du fluide (Cooper et al., 1992; Herring et al., 1994; Rotunno et al., 1994; Adamson et al., 2006). En effet, il existe un terme nonlinéaire dans l'équation de PV qui fait que les forts gradients de densité de surface sont associés à de la génération de PV, ce qui n'est pas le cas en SQG puisqu'on suppose que l'écoulement conserve sa PV uniforme. Herring et al. (1994) en turbulence tridimensionnelle non stratifiée et non forcée et Rotunno et al. (1994) pour la cyclogenèse atmosphérique montrent que cette génération est non négligeable. Ce mécanisme peut alors donner lieu à un autre type d'interaction entre la surface et l'intérieur. Il faudrait quantifier cet effet pour voir si la PV générée peut se communiquer dans les couches intérieures.

1.3.5 Vers une théorie unifiée des cascades turbulentes

Nous avons vu l'existence de cascades en SQG et en QG intérieur. Or, le couplage entre ces différentes cascades reste loin d'être évident. Qu'est-ce qui explique la pente des spectres d'énergie cinétique et potentielle en fonction de la profondeur ? Comment se font les transferts d'énergie (entre énergie barotrope, barocline et SQG) et entre

échelles ?

Le spectre d'énergie potentielle de surface est en $k^{-5/3}$ à la fois dans la partie de la cascade inverse barotrope (au dessus du rayon de déformation) et dans la partie de la cascade directe SQG (au dessous de l'échelle de forçage de la densité). Pour ces deux cascades, on s'attend en particulier que les spectres d'énergie cinétique et de densité soient les mêmes ; en effet, dans le régime de la cascade barotrope, l'énergie cinétique du mode barotrope domine celle des autres modes.

Une question qui a été soulevée par Charney (1971) est la possibilité de l'isotropisation de l'énergie entre nombres d'ondes horizontaux et verticaux. Cette isotropisation signifie en particulier que l'énergie se décompose avec le même poids en énergie cinétique et potentielle. Il en résulte des spectres isotropes dans l'espace des nombres d'onde tridimensionnels. Ceci a été observé par Hua et Haidvogel (1986) et McWilliams (1990) dans des simulations de décroissance libre avec stratification uniforme. Aussi Smith et Ferrari (2009) observent que les spectres tridimensionnels de l'énergie totale ainsi que d'un traceur forcé par un gradient méridien suivent les contours $\sqrt{k^2 + \lambda^{-2}}$ où k est le nombre d'onde horizontal et λ le rayon de déformation dans le cadre de simulations forcées avec une stratification réaliste (mais toujours sans fronts de surface).

Il faudrait donc développer une théorie des cascades incluant le mode de surface et expliquant la transition des pentes de spectres sur la verticale observée par Klein et al. (2008). Cette théorie devrait expliciter les différentes cascades (directe, inverse) des différents modes et quantités dynamiques (énergie cinétique, potentielle). Suivant le type de forçage, on devrait obtenir des résultats différents : QG intérieur comme dans Hua et Haidvogel (1986) et Smith et Vallis (2001) ; différentes pentes à la surface en présence d'un front de surface (Tulloch et Smith, 2009b; Morss et al., 2009).

1.3.6 Agéostrophie

La théorie SQG ne permet pas de prendre en compte un élément important des simulations aux équations primitives de l'Earth Simulator : l'agéostrophie. Comme l'avait montré Williams (1967), la frontogenèse dans un système aux équations primitives donne lieu à une forte contraction du front et à la formation d'une discontinuité, ce qui n'est pas le cas pour la frontogenèse quasi-géostrophique (en fait la discontinuité apparaît en temps infini comme l'ont montré Williams et Plotkin, 1968). Ce développement frontal très rapide engendre de fortes vorticités cycloniques et peut être expliqué en utilisant l'approximation semi-géostrophique (Hoskins et Bretherton, 1972; Hoskins, 1975). Les vitesses agéostrophiques cross-frontales ne sont alors plus négligeables pour expliquer correctement l'évolution du front vitesses géostrophiques (Hoskins et Bretherton, 1972).

Si dans le cas atmosphérique, ce développement frontal agéostrophique a l'air d'être très marqué Hoskins et West (1979), il le semble beaucoup moins dans le cas océanique : dans les simulations de l'Earth Simulator, les vitesses agéostrophiques sont d'un facteur 3 à 10 plus faibles que les vitesses géostrophiques (Klein et al., 2008). De plus les spectres d'énergie cinétique et de variance de densité de surface sont plus proches de $k^{-5/3}$ (comme en SQG) que de $k^{-8/3}$ prédit par la théorie semi-

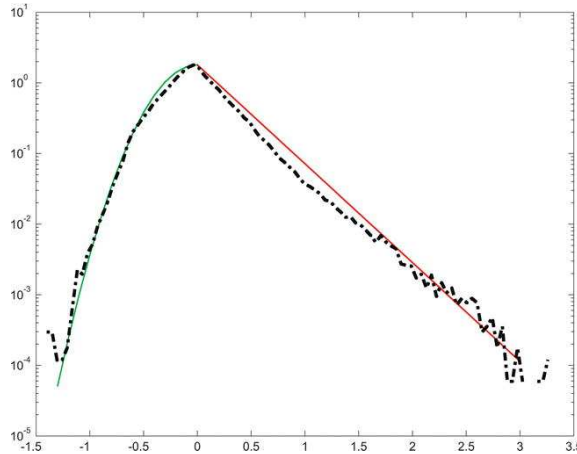


FIGURE 1.42 – Loi de probabilité de la vorticité relative (courbe noire) estimée dans la région concernée par l'activité turbulente dans la simulation de l'Earth Simulator. Une loi exponentielle est représentée par le trait rouge et une loi gaussienne par le trait vert. Les unités en abscisse sont les valeurs de vorticité normalisée par f_0 . Tiré de Klein et al. (2008).

géostrophique (Andrews et Hoskins, 1978). Ceci explique pourquoi la reconstruction SQG est relativement valable aussi bien pour les vitesses horizontales que verticales. La circulation agéostrophique a l'air d'être une réponse secondaire à l'écoulement géostrophique primaire sans représenter une forte rétroaction. Une tentative d'explication de la différence entre océan et atmosphère peut être cherchée dans la théorie de la frontogenèse semi-géostrophique. En effet, Hoskins et Bretherton (1972) et Blumen (1981) indiquent que la formation de la discontinuité se fait au bout d'un temps $\tau = N/(\zeta \partial_z U)$ pour un écoulement barocliniquement instable. En prenant des valeurs du taux d'instabilité d'Eady $f \partial_z U / N$ de l'ordre de 1 jour^{-1} pour l'atmosphère et 0.02 jour^{-1} pour l'océan et des valeurs de vorticité relative de l'ordre de $0.5f$ pour l'atmosphère et $0.1f$ pour l'océan, on trouve des valeurs $f\tau_{atmo} \approx 5$ et $f\tau_{ocean} \approx 400$. Le temps de formation de discontinuité est donc beaucoup trop long pour l'océan pour engendrer une dynamique qui s'écarte de la dynamique quasi-géostrophique. La formation de la discontinuité est donc beaucoup plus lente dans le cas océanique, ce qui pourrait expliquer les faibles vitesses agéostrophiques observées (Klein et al., 2008).

Cette circulation agéostrophique a un effet sur la restratification comme nous avons vu au paragraphe 1.2.3 page 52. Celle-ci se matérialise aussi par une forte asymétrie entre cyclones et anticyclones (figure 1.42) : la vorticité cyclonique a des ailes exponentielles alors que la vorticité anticyclonique a des ailes gaussiennes. Une telle asymétrie a été observée dans l'océan de surface par Rudnick (2001).

Hakim et al. (2002) décrivent aussi cette asymétrie entre cyclones et anticyclones dans leur modèle SQG⁺¹. Ils observent la prédominance des filaments anticycloniques et des tourbillons cycloniques en surface. Pour expliquer ce comportement, ils invoquent les mécanismes de frontogenèse : les tourbillons cycloniques ont des

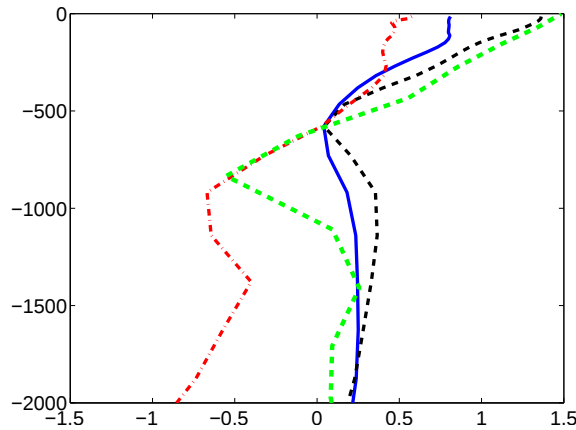


FIGURE 1.43 – Skewness de la vorticité ($\langle \zeta^3 \rangle / \langle \zeta^2 \rangle^{3/2}$) en fonction de la profondeur. La courbe verte correspond à la simulation Earth Simulator. La courbe noire correspond à la simulation POP dans la région du Gulf Stream, la courbe bleue dans la dérive Nord Atlantique et la rouge dans le courant des Açores.

gradients de densité plus élevés, ce qui les rend plus cohérents. Les filaments cycloniques seraient eux aussi associés à des gradients plus élevés, mais comme ils sont à une échelle plus petite que les filaments anticycloniques, ils seront plus vite dissipés, et seuls les filaments anticycloniques persisteront.

Le mécanisme exact de la prédominance des cyclones n'est pas très clairement explicité par Rotunno et al. (2000) et Hakim et al. (2002) : si on considère la vorticité potentielle d'Ertel et si on fait une expansion par rapport au nombre de Rossby, alors $PV = \zeta + \partial_z \theta + \epsilon \vec{\omega} \cdot \nabla_H \theta$ où ζ est la vorticité relative QG, $\partial_z \theta$ est le vortex stretching. A l'ordre QG, la vorticité horizontale $\vec{\omega}$ est reliée le vecteur vorticité tridimensionnel, et en utilisant le vent thermique et une condition de PV uniforme $\vec{\omega} = \nabla \theta$. On voit donc que le terme de correction à l'ordre supérieur vaut $\epsilon (\nabla \theta)^2$ et est toujours positif. Ce qui a pour effet net d'intensifier les cyclones et de diminuer l'amplitude (en PV) des anticyclones. Cet argument reste très qualitatif et on aimerait aussi avoir une théorie globale qui explique pourquoi dans un système Shallow Water on a des anticyclones forts (Polvani et al., 1994). On peut penser que le modèle Shallow Water ne prend pas en compte les termes agéostrophiques associés à la frontogenèse. Mais les simulations de "Balanced Equations" de Yavneh et al. (1997) dans un domaine 3D périodique montrent aussi une asymétrie vers les anticyclones.

Pour étayer ce point, il est intéressant de constater que dans des simulations aux équations primitives (modèle POP et ROMS en canal périodique), on observe près de la surface une asymétrie vers les cyclones alors qu'en profondeur une asymétrie vers les anticyclones (figure 1.43). Si la frontogenèse a un fort impact en terme d'agéostrophie, il serait intéressant d'examiner des simulations turbulentes aux équations primitives sans front de surface et voir leur asymétrie cyclones/anticyclones. On pourrait aussi développer un modèle intérieur QG^{+1} équivalent au modèle SQG^{+1} (Hakim et al., 2002). Un tel modèle permettrait de voir comment se développe

l'asymétrie et quels sont les termes agéostrophiques qui dominent.

1.3.7 Turbulence stratifiée en rotation

Il peut être intéressant de replacer les simulations turbulentes aux équations primitives en présence de frontogenèse dans le contexte plus général de la turbulence stratifiée en rotation.

La plupart des simulations ou expériences en laboratoire de turbulence stratifiée et/ou en rotation ne prennent pas en compte les effets de bord de domaine. Bartello (1995) décrit des simulations de turbulence non-hydrostatique dans un écoulement périodique 3D. Ceci est le prototype standard pour de telles expériences. À partir de nos résultats, on peut penser que la dynamique de frontogenèse ne va pas être prise en compte. Dans ce contexte, pour un nombre de Burger de l'ordre de 1 (similaire au cas de l'océan ou de l'atmosphère) et pour des nombres de Rossby et Froude petits, Bartello (1995) observe une décroissance rapide de l'énergie agéostrophique (comparée à la décroissance plus lente de l'énergie géostrophique). Il y a une cascade inverse de type QG avec un spectre d'énergie en k^{-3} et un spectre relativement plat d'énergie cinétique agéostrophique. Métais et al. (1996) observent aussi en turbulence stratifiée en rotation, toujours en décroissance libre, une cascade inverse et une barotropisation de l'écoulement avec un spectre en k^{-3} pour l'énergie cinétique. Dans le cas d'un forçage à petite échelle, Métais et al. (1996) obtiennent des spectres d'énergie cinétique et potentielle en $k^{-5/3}$. Waite et Bartello (2006) ont étudié les propriétés de la turbulence stratifiée en rotation forcée à grande échelle. Pour des nombres de Rossby petits, les spectres d'énergie sont en k_H^{-3} et k_z^{-3} avec k_H et k_z les nombres d'onde respectivement horizontaux et verticaux. Praud et al. (2006) effectuent des expériences de grilles qui génèrent de la turbulence 3D en stratifié avec rotation. Ils observent une inhibition de la décroissance de l'énergie quand le nombre de Rossby décroît avec des pentes en énergie en k^{-3} , ce qui signifie un arrêt de la cascade directe d'énergie. Les différents résultats obtenus sont cohérents avec la théorie de la turbulence quasi-géostrophique de Charney (1971). En particulier, toutes ces expériences ont des nombres de Burger de l'ordre de 1 (comme dans l'océan à mésoéchelle) et observent une cascade inverse de l'énergie avec barotropisation de l'écoulement.

Sukhatme et Smith (2008) examinent l'effet du rapport f/N (c'est-à-dire qu'ils font varier le nombre de Burger) dans des simulations numériques de turbulence 3D en rotation et stratifiée. Pour un rapport $f/N < 1$, l'énergie des modes agéostrophiques rapides sature et il y a une dissipation forte de l'énergie agéostrophique. Le spectre d'énergie cinétique agéostrophique se rapproche de $k^{-5/3}$ et le spectre d'énergie géostrophique est en k^{-3} avec une cascade inverse géostrophique. Ceci est cohérent avec Bartello (1995) et correspond au régime de l'océan ou l'atmosphère ($f/N = 1/100$). Dans ce régime, les modes géostrophiques dominent aux grandes échelles et les modes agéostrophiques aux petites. Pour $f/N > 1$, la transition a lieu à plus grande échelle et l'énergie des modes agéostrophiques rapides continue de croître en présence d'un forçage, ce qui signifie que l'écoulement s'écarte fortement de la géostrophie.

Les simulations océaniques et atmosphériques commencent à se rapprocher de ce type de simulation de turbulence stratifiée tridimensionnelle. Dans la même lignée que Klein et al. (2008), Kitamura et Matsuda (2006) utilisent un modèle non-hydrostatique sous l'approximation de Boussinesq avec un domaine de type atmosphérique (6000 km par 6000 km et 10 km d'altitude) sur le plan f avec un rapport $N/f \approx 100$ correspondant à une valeur typique pour l'atmosphère. Leur simulation utilise des conditions de bord, donc devraient être assez proches des simulations que nous avons effectuées avec Patrice Klein. Kitamura et Matsuda (2006) forcent leur modèle avec une structure verticale sur le premier mode barocline. Ils observent une transition dans le spectre d'énergie cinétique entre un régime géostrophique en k^{-3} et un régime agéostrophique en $k^{-5/3}$ avec une transition autour de 500 km. Ceci est très similaire aux observations de Nastrom et Gage (1985). L'énergie potentielle a aussi cette transition. Leur simulation indique que l'échelle de transition correspond à un nombre de Rossby U/fL de l'ordre de 0.3. Ils observent aussi une cascade inverse de l'énergie cinétique géostrophique qu'ils attribuent au mode barotrope et une cascade directe de l'énergie cinétique agéostrophique et de l'énergie potentielle qui est due à l'advection par le mode barotrope. Molemaker et al. (2009) font des simulations comparables à Kitamura et Matsuda (2006). Ils considèrent un écoulement forcé par un cisaillement vertical constant en présence de paroi en surface et au fond (simulation dans une configuration de type modèle d'Eady), ce qui autorise la frontogénèse de surface. Dans ce cadre, ils observent une cascade inverse d'énergie et la formation de cyclones plus intenses. L'énergie cinétique et potentielle est proche de $k^{-5/3}$. On voit que sur les aspects de cascade, certaines caractéristiques peuvent être similaires entre simulation 3D stratifiée en rotation (cascade inverse barotrope, spectre pentu d'énergie). Par contre, l'influence des fronts de surface peut être très importante dans certaines situations (Klein et al., 2008; Molemaker et al., 2009). Il est intéressant de noter dans ce contexte que dans des simulations 3D stratifiées en rotation la vitesse verticale est de type frontogénèse pour des nombres de Rossby de l'ordre de 0.1 Waite et Bartello (2006), comme dans les simulations océaniques et atmosphériques.

Enfin, on peut s'intéresser aussi à la structure spatiale des champs. Waite et Bartello (2006) montrent en particulier que quand le nombre de Rossby est très grand devant 1, il y a formation de "layering" (couches quasi-horizontales ou "pancakes"). Quand le nombre de Rossby diminue, les couches s'élargissent verticalement et il y a formation de tourbillons cohérents. C'est ce qu'observent aussi Liechtenstein et al. (2005) mais cette fois-ci en fonction de f/N . Ces différents phénomènes sont décrits et analysés par Cambon (2001). Comme dans les écoulements atmosphériques et océaniques (Klein et al., 2008; Molemaker et al., 2009), on observe, pour des régimes de nombre de Froude petit et des nombres de Rossby de l'ordre de l'unité, une prévalence des cyclones (Praud et al., 2006; Morize et al., 2006, même si ces derniers n'ont pas de stratification).

Une tentative de simulation de turbulence 3D en milieu confinée a été effectuée par Godeferd et Lollini (1999). L'effet essentiel du confinement est de favoriser la formation de colonnes vorticales. Cependant ces simulations contenaient une forte composante d'Ekman à travers tout le domaine, ce qui empêche d'examiner l'asymétrie

cyclone/anticyclone.

Chapitre 2

Dynamique, variabilité et prévisibilité du rail des dépressions atmosphériques

Mon deuxième axe de recherche concerne le rôle des nonlinéarités et de l'humidité dans la dynamique, la variabilité et la prévisibilité des dépressions atmosphériques de la troposphère extra-tropicale. Je m'attache à comprendre comment les processus liés au dégagement de chaleur latente vont modifier la dynamique des storm-tracks (ou rails des dépressions) des latitudes moyennes. L'idée sous-jacente est d'examiner les interactions nonlinéaires entre échelles en présence d'humidité. Celle-ci a un impact sur la dynamique des petites échelles (en intensifiant les structures cycloniques) et, c'est à travers un système de rétroactions dynamiques que les grandes échelles et les échelles synoptiques vont être à leur tour affectées. L'importance de la vapeur d'eau pour les latitudes moyennes peut se mesurer par la fraction du transport de chaleur méridien liée au flux de chaleur latente. Pour le climat actuel, cette fraction représente près de la moitié du transport total d'énergie par l'atmosphère aux latitudes moyennes (Pierrehumbert, 2002), ce qui indique un rôle tout à fait significatif.

Les différentes idées qui seront développées par la suite sont fondées sur un papier important (Lapeyre et Held, 2004) qui a permis de mettre en évidence le rôle joué par le transport horizontal et la distribution spatiale de la vapeur d'eau dans la dynamique des dépressions humides et les fortes nonlinéarités apportées par le dégagement de chaleur latente.

2.1 Turbulence en présence de vapeur d'eau

Les études antérieures sur l'effet de la vapeur d'eau en terme d'interaction dynamique/thermodynamique humide ont concerné pour la plus grande partie des aspects linéaires, essentiellement en terme d'instabilité (Charney et Eliassen, 1964; Gall, 1976; Mak, 1982; Bannon, 1986; Emanuel et al., 1987; Snyder et al., 1991, pour n'en citer que quelques-uns). D'autres (Gyakum, 1983; Davis, 1992; Gutowski et al., 1992; Zhang et Harvey, 1995; Balasubramanian et Yau, 1996; Stoelinga, 1996) ont considéré le développement d'un système barocline isolé, c'est-à-dire n'interagissant pas avec d'autres structures cycloniques ou anticycloniques.

Or, on peut concevoir le rail des dépressions atmosphériques comme un champ de structures nonlinéaires baroclines qui interagissent entre elles (cf. figure 2.1). Ces structures naissent de l'instabilité du courant-jet (lié au gradient méridien grande échelle de température), se développent nonlinéairement et interagissent entre elles

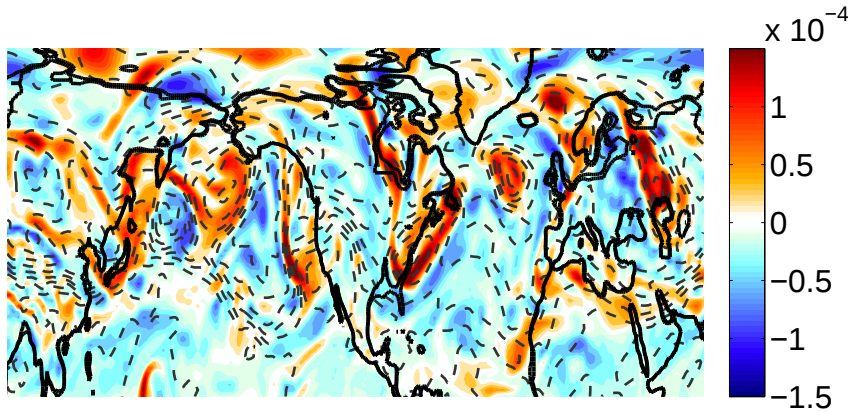


FIGURE 2.1 – Vorticité relative à 500 hPa (en couleurs) et température à 250 hPa (en contours gris) le 12 janvier 1990.

et avec le courant-jet. Il faut donc se placer dans un contexte non plus d'une seule structure se développant et non plus dans l'hypothèse linéaire (même si on peut supposer que l'atmosphère est faiblement nonlinéaire à ces échelles). Ceci est d'autant plus vrai que le dégagement de chaleur latente peut être vu comme un processus à seuil, c'est-à-dire ne se déclenchant que si l'humidité de l'air dépasse une valeur de saturation (fixée par la loi de Clausius-Clapeyron). Relativement peu d'études se sont placées dans un tel contexte : Gall (1976) et Hayashi et Golder (1981) ont comparé le développement des ondes synoptiques d'un point de vue énergétique dans le cas humide et sec. Frierson et al. (2006) et Schneider et O'Gorman (2008) ont examiné l'impact du dégagement de chaleur latente sur la circulation générale de l'atmosphère et sur la stratification (en particulier la hauteur de la tropopause et les transports méridiens d'énergie).

En l'absence d'asymétrie dans le forçage, le système quasi-géostrophique présente une symétrie dans les équations entre cyclones et anticyclones. En présence de vapeur d'eau, cette symétrie est détruite¹ car le dégagement de chaleur latente est positif ou nul (se trouvant en général dans les ascendances). Le mécanisme classiquement invoqué pour expliquer pourquoi les cyclones sont plus intenses que les anticyclones est fondé sur les processus de friction au sol (liés à la couche d'Ekman) ainsi que sur la convergence de l'eau dans les basses couches. En effet, la friction au sol génère un pompage d'Ekman tel que la vitesse verticale est proportionnelle à la vorticité relative, ce qui favorise les mouvements ascendants dans les cyclones et descendants dans les anticyclones. Comme les basses couches de l'atmosphère sont saturées en vapeur d'eau, cela va accroître l'humidité dans les cyclones. Ce mécanisme a été décrit par Charney et Eliassen (1964) pour expliquer la formation des cyclones tropicaux et est appelé couramment CISK (Convective Instability of the Second Kind). Cependant, cet effet ne prend pas en compte la dynamique interne liée à l'instabilité barocline des latitudes moyennes.

1. Il n'existe pas une telle symétrie dans le cadre des équations primitives.

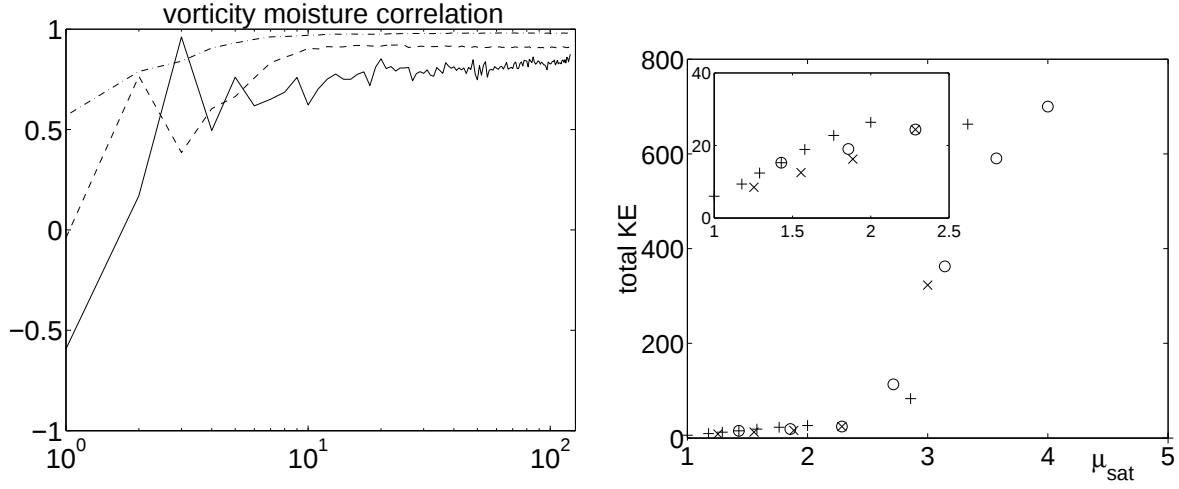


FIGURE 2.2 – (a) Corrélation entre la vorticité relative et la vapeur d’onde, par bande spectrale. (b) Energie cinétique pour différentes simulations où on a fait varier le coefficient de chaleur latente (correspondant à μ_{sat}). Tiré de Lapeyre et Held (2004).

Si le fait que l’humidité et le dégagement de chaleur latente renforce la croissance des perturbations est connu depuis longtemps (Smagorinsky, 1956; Aubert, 1957; Danard, 1964), nous verrons que les mécanismes exacts (prenant en compte le rôle du transport horizontal de la vapeur d’eau) ne sont pas encore bien compris. La plupart des études ont utilisé une paramétrisation du dégagement de chaleur latente telle que toute ascendance est supposée saturée (Mak, 1982; Emanuel et al., 1987; Joly et Thorpe, 1989). Ce type de paramétrisation suppose un réservoir infini d’humidité à saturation dans les basses couches et ne prend pas en compte les corrélations possibles entre les traceurs actifs (vorticité potentielle) et la vapeur d’eau.

Afin de comprendre les propriétés d’instabilité et de turbulence barocline, j’ai développé une version du modèle quasi-géostrophique de Phillips à deux couches incluant une équation prognostique de vapeur d’eau (Lapeyre et Held, 2004). Ce traceur actif interagit avec la dynamique à travers le dégagement de chaleur latente qui se déclenche dès que l’humidité dépasse une valeur de saturation (qui dépend de la température par une linéarisation de la loi de Clausius-Clapeyron). Le modèle est forcé par un cisaillement de vent moyen et par une distribution grande échelle en vapeur d’eau (avec un gradient méridien et vertical imposé, similaire aux gradients en température). Cette paramétrisation relativement simple a permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes.

Tout d’abord, j’ai montré qu’en considérant des perturbations linéaires, *en l’absence de pompage d’Ekman et de dégagement de chaleur latente*, une corrélation se crée entre vorticité relative et humidité telle que les cyclones sont en général plus humides et les anticyclones plus secs (cf. figure 2.2a). Ce résultat persiste dans le cas nonlinéaire et est dû à la corrélation entre les gradients méridiens et verticaux d’humidité et de température. La corrélation à grande échelle entre température et humi-

dité est relayée vers la petite échelle à travers les processus de cascades turbulentes de traceurs (que sont la vapeur d'eau, la vorticité potentielle et la température). Ce mécanisme est similaire à celui décrit dans l'océan pour expliquer la corrélation entre anomalies de salinité et de température sans signature en densité, que l'on appelle anomalies thermohalines (Klein et al., 1998; Smith et Ferrari, 2009). On voit donc que d'autres scénarios (que ceux du pompage d'Ekman des basses couches) sont tout aussi plausibles pour expliquer l'asymétrie observée cyclones humides/anticyclones secs.

Ensuite, en turbulence barocline humide, il peut être intéressant de voir comment les structures dynamiques réagissent à la présence d'un forçage additionnel. L'effet du dégagement de chaleur latente sur la vorticité potentielle a d'abord été remarqué par Manabe (1956). Kleinschmidt (1950b, 1957) avait aussi compris que le dégagement de chaleur latente pouvait créer localement de la vorticité potentielle à l'intérieur des cyclones. Ceci pouvait donc créer un mécanisme de rétroaction favorable pour la croissance des dépressions (sans invoquer de mécanisme similaire à l'instabilité barocline comme Parker et Thorpe, 1995).

L'effet du dégagement de chaleur latente peut s'interpréter par une augmentation de la vorticité potentielle des basses couches et une diminution dans les hautes couches (Raymond et Jiang, 1990; Parker et Thorpe, 1995; Cao et Cho, 1995). En effet, la modification de la vorticité potentielle due au dégagement de chaleur latente s'écrit

$$\frac{DPV}{Dt} = (f_0 + \zeta) \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z} \quad (2.1)$$

où ζ est la vorticité relative et $\mathcal{H}$ la production de chaleur (on a considéré ici que le terme principal). On pourrait donc s'attendre à une asymétrie avec des anticyclones plus intenses que les cyclones dans les hautes couches et des cyclones plus intenses que les anticyclones dans les basses couches de la troposphère. Or, ceci ne prend pas en compte le fait que la vapeur d'eau est essentiellement présente dans les basses couches, ce qui peut être modélisable en supposant que la vapeur d'eau est transportée par la couche du bas.

La figure 2.2b montre comment l'énergie cinétique turbulente évolue quand on augmente les effets liés au dégagement de chaleur latente par un paramètre adimensionnel μ_{sat} (soit en augmentant artificiellement le coefficient de chaleur latente, soit en augmentant la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère). Le paramètre $\mu_{sat} = 1$ correspond au régime où le dégagement de chaleur latente est coupé (appelée simulation sèche par la suite). Quand on augmente ce paramètre, le dégagement de chaleur latente a pour effet d'augmenter l'énergie des perturbations. On voit que dans un premier temps, cette augmentation est relativement lente. Par contre, à partir d'une valeur critique, on observe une augmentation beaucoup plus rapide avec des énergies turbulentes très élevées. Ceci témoigne de la présence de très fortes nonlinéarités dans l'effet de la vapeur d'eau.

La figure 2.3 montre la vorticité potentielle dans la couche du haut et du bas pour trois simulations : une simulation sèche, une simulation avec des paramètres d'humidité correspondant à l'atmosphère actuelle ; la dernière simulation correspond à un effet plus important du dégagement de chaleur latente (correspondant au deuxième

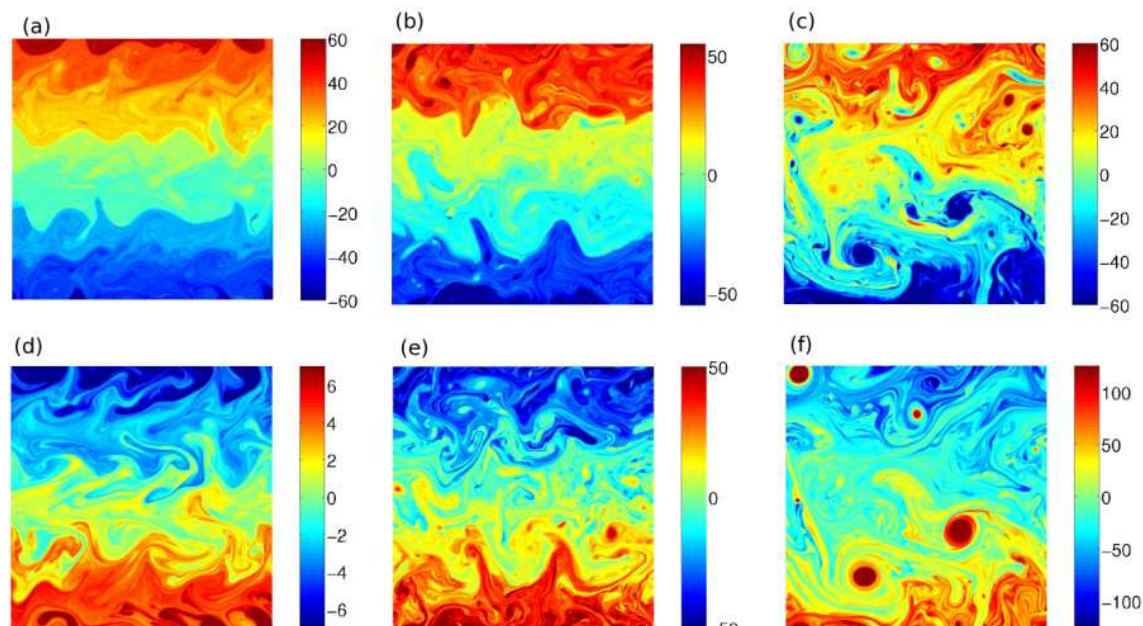


FIGURE 2.3 – Figures du haut : vorticité potentielle de la haute troposphère. Figures du bas : vorticité potentielle de la basse troposphère. (a; d) Simulation sans vapeur d'eau. (b, e) Simulation avec un coefficient de chaleur latente modeste. (c, f) Simulation avec un coefficient élevé. Tiré de Lapeyre et Held (2004).

régime mis en évidence sur la figure 2.2b). Dans le cas sec, on observe la présence d'une alternance de β -jets dans la couche supérieure (figure 2.3a) qui homogénéisent la vorticité potentielle entre des régions de forts gradients. Dans la couche du bas (figure 2.3b), les perturbations sont relativement faibles. Quand on prend en compte le dégagement de chaleur latente avec un effet modéré, la situation est sensiblement la même (figure 2.3c et d). L'énergie dans la couche du bas augmente et des structures cycloniques commencent à émerger. Quand on passe dans le deuxième régime, on voit apparaître des cyclones très intenses (figure 2.3f) qui modifient profondément les propriétés de la turbulence (Lapeyre et Held, 2004). Il est à noter que des structures similaires ont été observées par Schechter et Dunkerton (2009) dans un modèle shallow-water à deux couches dans le cadre de la dynamique tropicale en présence de vapeur d'eau. Dans notre cas, dans la couche du haut, on observe très peu d'asymétrie cyclone/anticyclone. On peut expliquer ceci par le fait qu'il n'y a pas de relation de phase dans la couche du haut entre humidité et vorticité relative (l'humidité est transportée par le champ de vitesse de la couche du bas). Le dégagement de chaleur latente dans la couche du haut est alors beaucoup moins efficace pour intensifier les anticyclones. Une explication complémentaire est que les cyclones intenses de la couche du bas se barotropisent grâce à la cascade turbulente inverse quasi-géostrophique de l'énergie barotrope, ce qui crée de la vorticité cyclonique dans la couche du haut. On peut noter que ceci est cohérent avec les résultats de la littérature dans le cadre de développement de systèmes synoptiques

(Moore et Montgomery, 2005). Solomon (2006) montre aussi que si on découple le dégagement de chaleur latente dû aux dépressions et ces dépressions, le transport de chaleur par les transitoires s'en trouve fortement réduit. Cela signifie que l'activité des perturbations atmosphériques est moins intense quand il n'y a pas de couplage entre transport horizontal de vapeur d'eau et dynamique. C'est bien ce qu'on observe dans nos simulations où la couche du haut n'a pas de couplage entre dynamique et transport de vapeur d'eau.

En définitive, l'étude de Lapeyre et Held (2004) a permis de mettre en évidence plusieurs nouveaux phénomènes :

- qu'il n'est pas nécessaire d'invoquer le pompage d'Ekman et la convergence d'humidité dans les basses couches pour expliquer pourquoi les cyclones sont plutôt humides et les anticyclones secs ;
- que la nonlinéarité liée à l'effet de seuil du dégagement de chaleur latente a un impact très fort sur les nonlinéarités de la turbulence barocline ;
- que la relation de phase entre structures dynamiques et humidité est essentielle pour gérer l'asymétrie cyclone/anticyclone.

Par contre, un des effets non pris en compte dans cette étude est la rétroaction des tourbillons sur le courant moyen. En effet, on peut penser que ces tourbillons intenses vont avoir tendance à supprimer le gradient méridien de vorticité potentielle afin de supprimer l'instabilité barocline, à travers le mécanisme d'ajustement barocline (Stone, 1978; Gutowski, 1985). Ceci ira contre la réduction de la stabilité statique humide, mais il n'est pas clair de savoir lequel des deux processus l'emportera ou si ceci dépendre de l'échelle considérée (Held et Soden, 2000).

On reviendra par la suite sur ces différents points qui ont constitué et constituent encore les grandes lignes de mon travail sur la dynamique atmosphérique depuis ces dernières années.

2.2 Prévisibilité des dépressions atmosphériques

Les études sur la prévisibilité des tempêtes se sont focalisées principalement sur le cas de la dynamique sèche. Or, des études récentes (Moore et al., 2008) montrent que la vapeur d'eau peut avoir un rôle très important dans le déclenchement et l'intensification des tempêtes (en particulier les tempêtes européennes de décembre 1999, voir Wernli et al., 2002; Hoskins et Coutinho, 2005). Si le fait que les processus diabatiques associés à la vapeur d'eau diminuent la prévisibilité (en intensifiant les perturbations cycloniques) est généralement bien admis, l'impact de la distribution spatiale de vapeur d'eau sur la croissance des perturbations atmosphériques est à l'heure actuelle encore peu compris. C'est dans ce cadre que s'est déroulée la thèse d'Olivier Rivière (2007b) en codirection avec Olivier Talagrand.

Nous avons utilisé une méthode fondée sur les vecteurs singuliers humides afin de mieux évaluer cet impact dans le cadre d'un modèle aux équations primitives. Les vecteurs singuliers (SV) sont les perturbations qui ont le plus fort taux de croissance (parmi toutes les perturbations possibles) pour un temps donné sous l'hypothèse d'évolution linéaire. Ils permettent donc de voir la structure spatiale qui favorise

le développement explosif des dépressions² dans le cadre de l'instabilité linéaire. Comme la vapeur d'eau accroît le rôle des nonlinéarités, nous avons utilisé une nouvelle technique fondée sur les vecteurs singuliers nonlinéaires développée par Mu (2000).

2.2.1 Effet des nonlinéarités sur la prévisibilité

La prévisibilité de l'écoulement atmosphérique peut être quantifiée par le taux de croissance des perturbations. Ce taux de croissance va indiquer la sensibilité d'un modèle atmosphérique à de petites perturbations. Pour déterminer la croissance sur une durée finie, on peut utiliser les vecteurs singuliers (Farrell, 1984; Lacarra et Talagrand, 1988; Buizza et Palmer, 1995) qui sont les perturbations d'un état atmosphérique de référence qui ont la plus forte croissance au bout d'un temps fini (en général 24 ou 48 h). Pour les obtenir, on fait l'hypothèse d'évolution linéaire, c'est-à-dire qu'on considère ces perturbations comme infinitésimales.

On peut rappeler brièvement la dérivation de ces vecteurs. Pour un système dynamique avec une variable (ou vecteur) d'état $X(t)$ décrite par l'évolution

$$\frac{dX}{dt} = F(X, t) \quad (2.2)$$

on peut introduire une perturbation infinitésimale $\delta X(t)$ qui évolue selon

$$\frac{d \delta X}{dt} = \frac{\partial F(X(t), t)}{\partial X} \delta X \quad (2.3)$$

Le vecteur singulier correspond à la plus forte croissance, c'est-à-dire à la perturbation δX^* telle que

$$\delta X^*(t=0) = \arg \max_{\delta X(t=0)} \frac{E(\delta X(t=\tau))}{E(\delta X(t=0))} \quad (2.4)$$

avec τ la durée sur laquelle est calculée la croissance et $E(\delta X)$ le carré de la norme de δX (en général l'énergie). Le maximum est pris pour toutes les perturbations initiales possibles, étant donné que l'évolution linéaire ne dépend pas de l'amplitude initiale des perturbations. Ceci ne veut pas dire que des vecteurs singuliers avec une amplitude finie (de type erreur d'analyse) vont croître dans le modèle nonlinéaire d'origine avec le même taux de croissance que ceux évoluant linéairement. En effet, le temps de croissance linéaire est estimé entre 12 et 48 h (Gilmour et al., 2001; Reynolds et Rosmond, 2003) pour des perturbations ayant une amplitude typique des erreurs d'analyse. Cependant, en présence de vapeur d'eau, le système est fortement nonlinéaire à cause du dégagement de chaleur latente. Celui-ci étant positif ou nul, une asymétrie dans les équations va apparaître inévitablement et l'hypothèse des vecteurs singuliers linéaires doit être remise en question (ceci serait aussi vrai pour

2. Il est à noter que pour certains cas de tempêtes, les vecteurs singuliers n'apportent pas forcément une information utile pour expliquer leur fort développement (Descamps et al., 2007). C'est plutôt l'interaction entre une structure près de la surface et une structure près de la tropopause qui pourrait mieux décrire la croissance.

la convection). Le temps où l'hypothèse linéaire est valable se retrouve alors restreint à 10 h (Lopez, 2003).

A partir des idées développées par Mu (Mu, 2000; Mu et al., 2003), nous avons introduit des vecteurs optimaux nonlinéaires (ou NLSV pour “NonLinear Singular Vector”) comme solutions d’un problème d’optimisation sous contrainte. Le NLSV $\delta x^\dagger$ est tel que

$$\delta x^\dagger(t=0) = \underset{\substack{\delta x \text{ tel que} \\ E(\delta x(t=0)) = E_0}}{\arg \max} \frac{E(\delta x(t=\tau))}{E(\delta x(t=0))} \quad (2.5)$$

avec $E(\delta x)$ l’énergie de $\delta x = M(X_0 + \delta x_0) - M(X_0)$ et $M(X_0)$ représentant l’état atmosphérique à l’instant t avec comme condition initiale X_0 .

Le problème linéaire (2.4) est indépendant de l’énergie initiale de la perturbation à cause de l’hypothèse linéaire (2.3). Dans le cas nonlinéaire, cela n’est plus le cas et il faut traiter à énergie initiale fixée. Pour une énergie initiale E_0 donnée, le problème (2.5) peut être traité numériquement en utilisant des algorithmes d’optimisation nonlinéaire sous contrainte (tel que l’algorithme de plus forte descente ou l’algorithme de gradient conjugué). Par ces méthodes, on ne peut obtenir que la perturbation correspondant à la plus forte croissance, contrairement aux vecteurs singuliers linéaires pour lesquels on peut obtenir un ensemble de vecteurs orthogonaux entre eux au sens d’un produit scalaire relié à la norme qui mesure de la croissance. Par contre, pour des énergies initiales différentes, on obtient une série de vecteurs singuliers nonlinéaires qui deviennent identiques au vecteur singulier linéaire dominant quand l’énergie initiale est suffisamment faible.

On peut noter que Barkmeijer (1996) avait proposé une méthode itérative pour corriger nonlinéairement les vecteurs singuliers. Sa méthode consistait à calculer des perturbations qui continuent de croître de façon quasi-linéaire même dans un régime nonlinéaire (c’est-à-dire avec une amplitude initiale suffisante) et non pas des perturbations nonlinéaires à plus forte croissance. Des idées similaires aux vecteurs singuliers nonlinéaires ont été introduites pour étudier l’instabilité de façon plus générale en mécanique des fluides, en utilisant des notions abordées pour le contrôle optimal (Corbett et Bottaro, 2001; Guegan et al., 2006; Schmid, 2007). Pour l’instant ces études se sont restreintes à l’étude de problèmes linéarisés.

Les travaux de Mu et coauteurs (Mu et al., 2003, 2004; Mu et Zhang, 2006; Duan et al., 2004) ont montré qu’un des avantages des vecteurs singuliers nonlinéaires est qu’ils capturent le signe des perturbations (alors que les vecteurs singuliers linéaires sont définis au signe près). En particulier dans un modèle idéalisé d’ENSO (Duan et al., 2004), le vecteur singulier nonlinéaire (ou Conditional Nonlinear Optimal Perturbation selon la terminologie de Mu et qui est défini pour maximiser $E(\delta X(t=\tau))$ sous la contrainte $E(\delta X_0) < E_0$) capture la phase positive d’ENSO. Un deuxième vecteur singulier défini comme maximum local correspond, lui, à la phase négative (Duan et al., 2004).

Nous avons choisi d’examiner les propriétés des vecteurs optimaux nonlinéaires dans le cadre du problème de l’instabilité barocline quasi-géostrophique à deux

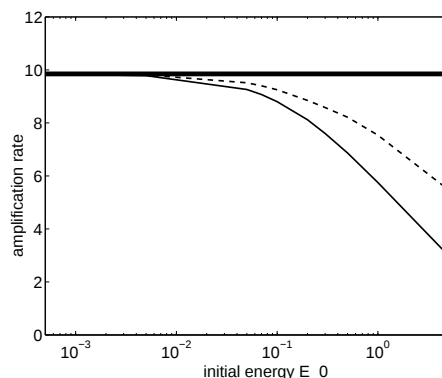


FIGURE 2.4 – Taux d’amplification pour le SV (trait continu) et pour le NLSV (tirets) dans le modèle nonlinéaire en fonction de l’énergie initiale E_0 . Le trait épais représente le taux d’amplification du SV dans le modèle linéaire. Tiré de Rivière et al. (2008).

couches (modèle de Phillips) afin de comprendre en quoi ils se différencient dynamiquement du vecteur singulier linéaire. La configuration de ce modèle correspond à un vent zonal de signe opposé dans chaque couche $U_1 = -U_2 = U(y)$, en présence de l’effet β mais sans friction en bas. Les paramètres ont été choisis pour une configuration instable barocliniquement (changement de signe du gradient méridien de vorticité potentielle entre les deux couches). Dans ce modèle, on observe que le vecteur singulier linéaire mis dans le modèle nonlinéaire original voit son taux de croissance décroître à mesure que l’énergie initiale de la perturbation augmente (figure 2.4). Un résultat similaire avait été obtenu par Joly (1995) et Snyder et Joly (1998) dans des modèles semi-géostrophiques de cyclogenèse. Il signifie que les nonlinéarités associées à l’instabilité barocline tendent systématiquement à faire saturer la croissance des perturbations baroclines.

On peut examiner la structure spatiale du premier vecteur singulier linéaire au temps initial et au temps final lorsqu’il est intégré dans le modèle nonlinéaire (figure 2.5a et b). Au temps initial, la perturbation présente le motif classique de blocage de phase entre les anomalies potentielles du haut et du bas. L’inclinaison contre le cisaillement qui en résulte permet le développement de l’instabilité par le mécanisme d’Orr (Orr, 1907; Badger et Hoskins, 2001; Montani et Thorpe, 2002; Heifetz et Methven, 2005). Au temps final (figure 2.5b), on constate le développement de structures tourbillonnaires qui se déplacent vers le Nord et vers le Sud. Le déplacement dans chaque couche se fait à une vitesse différente, ce qui détruit le blocage de phase nécessaire à la croissance de l’instabilité. Par ailleurs, un cisaillement de vent de signe opposé au courant-jet moyen s’établit (figure 2.6b). On peut interpréter ces résultats en utilisant la théorie des interactions ondes-écoulement moyen, “wave/mean-flow interactions” (Andrews et McIntyre, 1976; Shepherd, 1983). Les perturbations vont générer des flux turbulents méridiens de chaleur et de moment cinétique qui vont

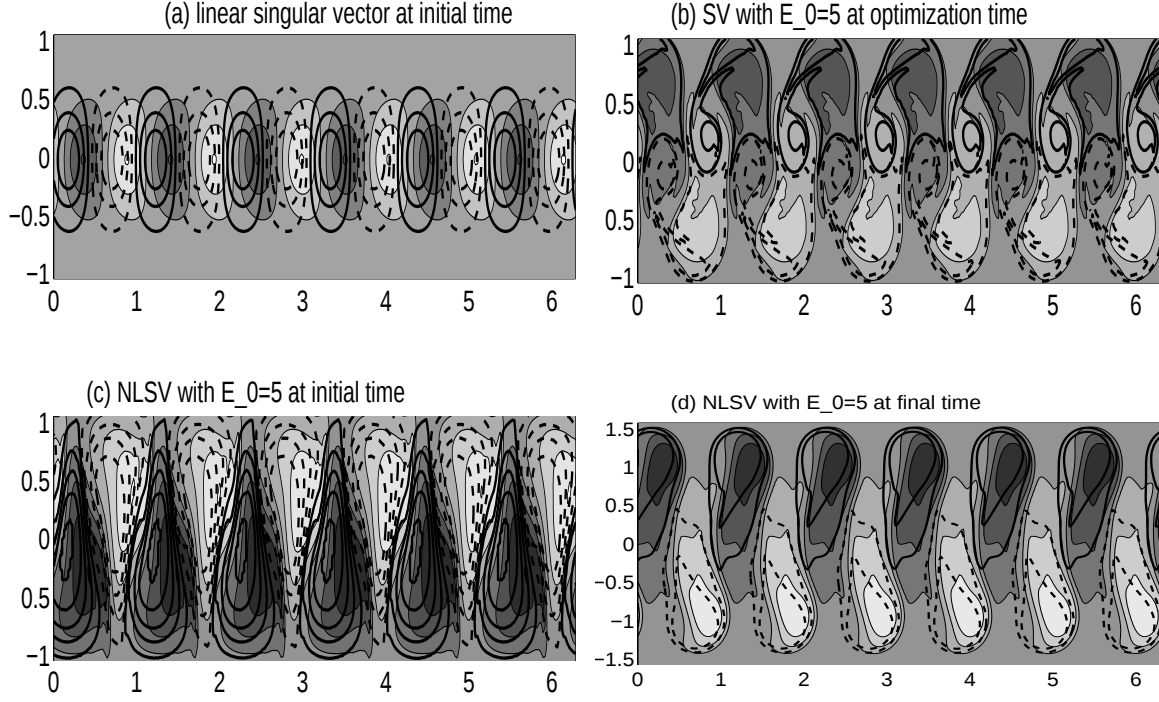


FIGURE 2.5 – Vecteurs singuliers linéaires et nonlinéaires au temps initial et à la fin de la période d’optimisation, dans un modèle quasi-géostrophique d’instabilité barocline. Le champ de vorticité potentielle est représenté à chaque fois (contours grisés correspondant au niveau supérieur et contours noirs au niveau inférieur). Tiré de Rivière et al. (2008).

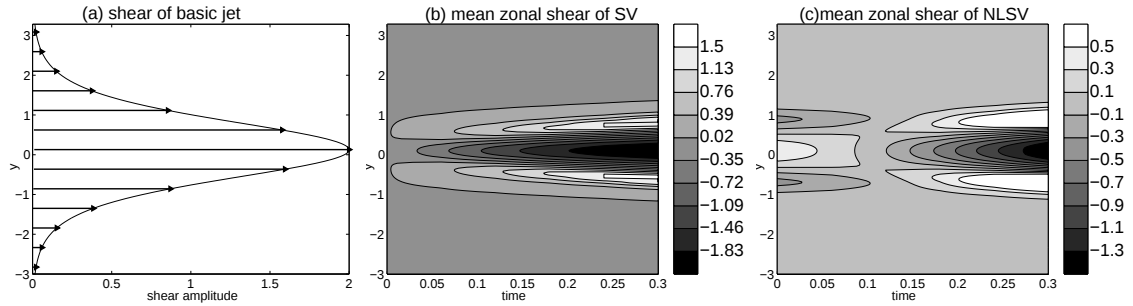


FIGURE 2.6 – (a) Cisaillement moyen du jet de référence. Moyenne zonale du cisaillement de vent en fonction du temps (abscisse) et y (ordonnée), pour le (b) SV dans le modèle nonlinéaire et (c) le NLSV. Tiré de Rivière et al. (2008).

modifier le courant zonal moyen selon l’équation

$$\frac{\partial \langle PV_n \rangle}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} \langle v'_n PV'_n \rangle \quad (2.6)$$

avec $\langle \rangle$ la moyenne zonale. On a ici séparé la PV du vecteur singulier (qui évolue nonlinéairement) en une partie zonale uniforme $\langle PV_n \rangle$ et une partie non zonale PV' . Le flux méridien de vorticité potentielle (relié à la divergence du flux d'Eliassen-Palm) se décompose en un flux de moment cinétique et un flux de chaleur. Cette rectification du courant moyen a pour effet de supprimer le gradient méridien de vorticité potentielle par le mécanisme d'ajustement barocline (Stone, 1978; Gutowski, 1985). En retour, l'évolution des perturbations va être modifiée puisque

$$\frac{\partial PV'}{\partial t} = -v' \partial_y (\overline{PV} + \langle PV \rangle) - (J(\psi', PV') - \langle J(\psi', PV') \rangle) \quad (2.7)$$

La diminution du gradient méridien total de PV diminue donc l'instabilité des perturbations (par le terme $-v' \partial_y (\overline{PV} + \langle PV \rangle)$ responsable de l'instabilité) alors que les nonlinéarités (formation de tourbillons) vont exercer un effet négatif par le dernier terme de l'équation.

Si on considère les vecteurs optimaux nonlinéaires, ceux-ci sont capables de maintenir des taux de croissance tout à fait comparables avec celui du vecteur singulier du modèle linéarisé dans une gamme d'énergie initiale importante (figure 2.4). Les structures spatiales initiales des SV et des NLSV présentent des similarités et des différences (figure 2.5). Les NLSV conservent la même propriété d'inclinaison contre le cisaillement (qui permet l'extraction d'énergie potentielle de l'écoulement de base) que le SV. Par contre, les NLSV modifient leur structure spatiale afin d'évoluer de façon quasi-linéaire (c'est-à-dire sans formation de structures tourbillonnaires) et afin de renforcer le cisaillement initial de vent (pour permettre à l'instabilité de se maintenir dans le temps). On voit en particulier que les anomalies en haut et en bas restent beaucoup plus proches verticalement, ce qui permet de conserver le blocage de phase qui maintient l'instabilité.

Le renforcement initial du cisaillement (figure 2.6c) est une conséquence des interactions onde-écoulement moyen. En effet, Stone (1978) et Gutowski (1985) ont montré que les perturbations baroclines avaient tendance lors de leur développement nonlinéaire à réduire le gradient méridien de vorticité potentielle afin de supprimer l'instabilité barocline. Ce processus, appelé "ajustement barocline" est à l'œuvre dans ces simulations, puisque le cisaillement final est plus faible qu'initial, (cf. figure 2.6b et c). Ceci réduit le gradient méridien de vorticité potentielle dans le modèle de Phillips. Gutowski (1985) observait aussi une réduction du cisaillement vertical dans ses simulations aux équations primitives.

Les résultats obtenus en QG ont été généralisés dans le cadre d'une étude d'un écoulement zonal régi par les équations primitives (Rivière et al., article en préparation). Dans ce cas, on constate aussi que les NLSV ont des similarités et des différences avec les vecteurs singuliers linéaires. Comme ceux-ci, ils possèdent une inclinaison contre le cisaillement horizontal (Fig. 2.7a, b) et vertical (Fig. 2.8a, b). Par contre, comme pour les écoulements quasi-géostrophiques, les anomalies de température du NLSV sont situées de part et d'autre du jet (Fig. 2.7a, c), les anomalies chaudes du côté équatorial du jet et froides du côté polaire. Contrairement au cas quasi-géostrophique, on observe une asymétrie verticale des anomalies de température, les anomalies froides se trouvant près de la surface et chaudes plus en altitude (Fig. 2.8a,

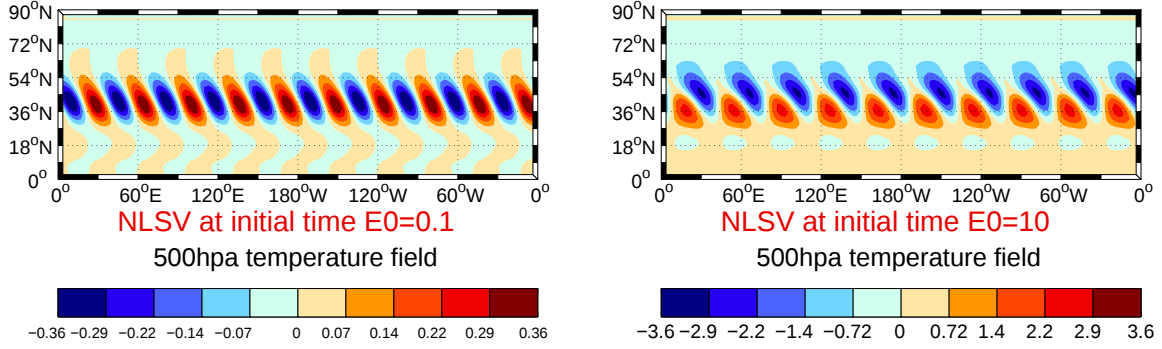


FIGURE 2.7 – Température à 500 hPa du SV linéaire (a) et NLSV (b) au temps initial dans la simulation aux équations primitives.

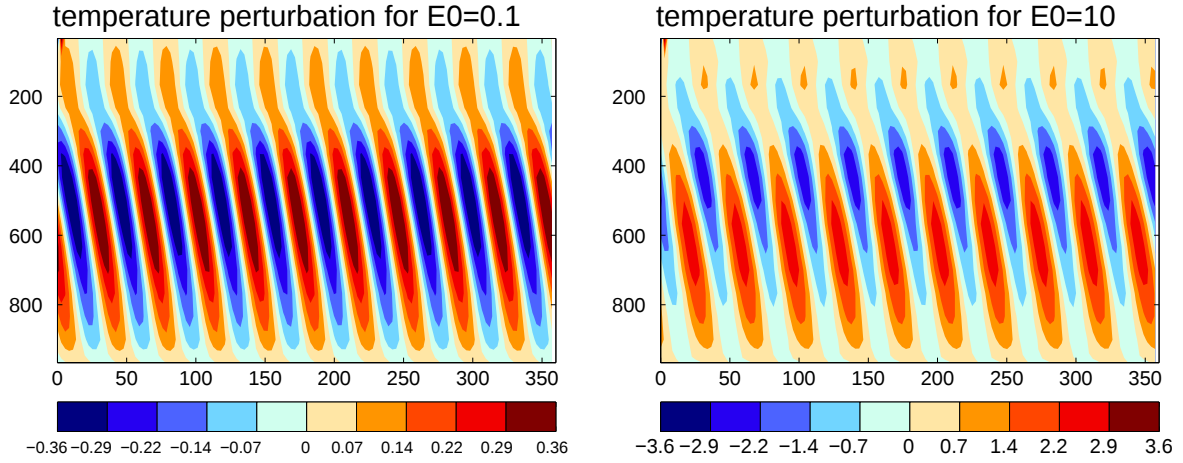


FIGURE 2.8 – Température à 45°N du SV linéaire (a) et NLSV (b) au temps initial dans la simulation aux équations primitives.

b). Ces deux phénomènes ont pour résultat que le NLSV possède un cisaillement de vent (en moyenne zonale) accentué (cf. figure 2.9a) et une stabilité statique réduite (figure 2.9b). Le NLSV permet d'avoir un taux de croissance d'Eady ($\sigma = f_0 \partial_z U / N$) plus important en augmentant le cisaillement vertical $\partial_z U$ et en diminuant la stabilité statique N au début de l'évolution nonlinéaire de la perturbation. Ceci permet d'amplifier la croissance de la structure dans les temps initiaux et donc de s'opposer à la diminution du cisaillement vertical et l'augmentation de la stabilité statique au cours du temps (cf. figure 2.9a et b). Cette tendance naturelle des nonlinéarités à diminuer l'instabilité de l'écoulement au cours du temps est en accord avec la description de Stone (1978) de l'ajustement barocline. Nous avons analysé ce mécanisme grâce à la théorie de l'interaction onde-courant moyen et des flux d'Eliassen-Palm (Andrews et McIntyre, 1976; Edmon et al., 1981). Les nonlinéarités des NLSV permettent en fait de pouvoir réduire ces interactions onde-courant moyen et de pouvoir maintenir des taux de croissance importants.

En résumé, nous avons étudié les propriétés de croissance des vecteurs singuliers

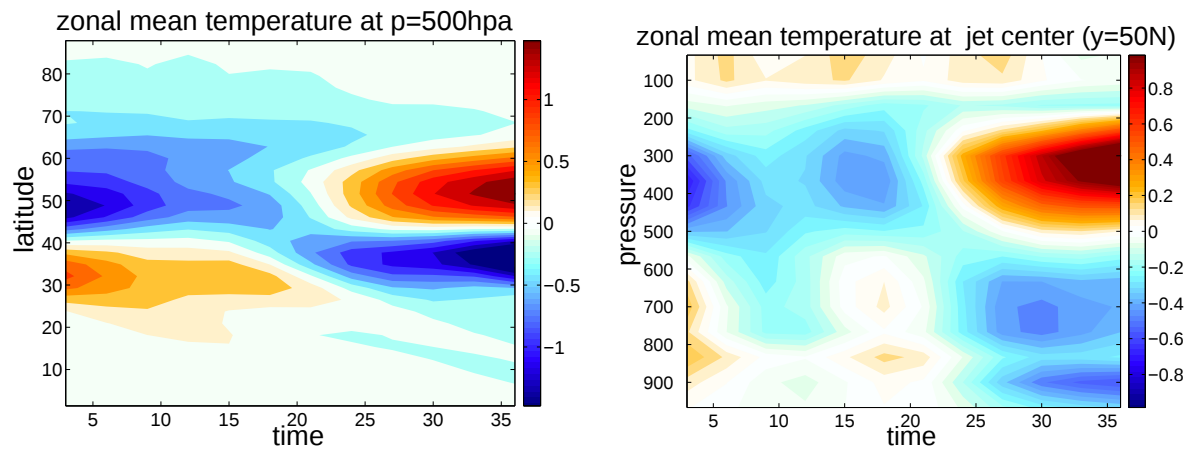


FIGURE 2.9 – (a) Diagramme de Hovmuller de la température à 500 hPa en moyenne zonale. (b) Diagramme de Hovmuller de la température à 45°N en moyenne zonale.

linéaires et nonlinéaires lorsqu'intégrés dans un modèle nonlinéaire. Nous avons vu que

- le processus d'ajustement barocline qui a lieu lors de l'évolution nonlinéaire des perturbations tend à supprimer l'instabilité de l'écoulement. Ceci est possible car les perturbations modifient le gradient méridien de vorticité potentielle de l'écoulement moyen, grâce aux flux de quantité de mouvement et de chaleur liés aux tourbillons. Dans ce cadre, les nonlinéarités tendent systématiquement à faire diminuer le taux de croissance nonlinéaire.
- les vecteurs singuliers nonlinéaires permettent de maintenir des taux de croissance plus élevés en maintenant la relation de phase entre les perturbations de la couche du haut et de la couche du bas. Ils diminuent les nonlinéarités de l'écoulement et s'opposent à l'ajustement barocline.

Qu'en est-il en présence de vapeur d'eau ? Est-ce que les nonlinéarités vont toujours avoir ce rôle d'inhibiteur de la croissance ?

2.2.2 Effet de la vapeur d'eau sur la prévisibilité

Plusieurs études indiquent que la distribution spatiale de la vapeur d'eau joue un rôle dans la croissance des perturbations atmosphériques (Gyakum, 1983; Kuo et al., 1991; Stoelinga, 1996; Mallet et al., 1999; Ahmadi-Givi et al., 2003; Posselt et Martin, 2004). Cependant, en examinant la littérature depuis les trente dernières années sur des cas réels de tempêtes, on est frappé par le fait que la plupart du temps, la vapeur d'eau joue un rôle secondaire dans le développement des tempêtes (par exemple, Davis et al., 1993). Les rares cas où l'on suspecte qu'elle joue un rôle prépondérant sont relativement débattus dans la communauté : on prendra exemple sur la tempête Lothar de fin décembre 1999 qui s'est abattue sur l'Europe. Wernli et al. (2002) et Hoskins et Coutinho (2005) indiquent que la vapeur d'eau a joué un rôle crucial dans son développement, alors que Rivière et al. (2010) indiquent qu'au contraire c'est une dynamique sèche qui explique sa forte intensification. De même, le

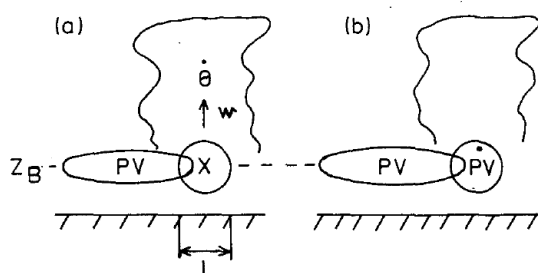


FIGURE 2.10 – Mécanisme de la Diabatic Rossby Wave. D'après Parker et Thorpe (1995).

rôle essentiel des processus diabatiques pour le développement d'une tempête de neige aux Etats-Unis (Moore et al., 2008) a été difficilement acceptée par la communauté (R. Moore, communication personnelle).

Pour illustrer le rôle central joué par la vapeur d'eau, Wernli et al. (2002) et Moore et al. (2008), dans des études de cas de tempêtes, utilisent le concept d'onde de Rossby diabatique introduit par Parker et Thorpe (1995) et Snyder et Lindzen (1991). L'idée est qu'une onde de Rossby va générer un mouvement vertical ascendant et que cela déclenche de la convection humide et des précipitations de grande échelle. L'augmentation de la température dans la mi-troposphère s'accompagne d'une anomalie de PV positive dans les basses couches et négatives dans les hautes couches (cf. fig. 2.10). Comme cette anomalie va être décalée spatialement de l'anomalie initiale, on a donc un mécanisme similaire à celui de la propagation des ondes de Rossby par effet β , mais ici lié au dégagement de chaleur latente. Moore et Montgomery (2004, 2005) ont validé ce mécanisme dans des simulations idéalisées aux équations primitives. Plant et al. (2003) ont mis en évidence que le dégagement de chaleur latente pouvait donner lieu à une nouvelle classe de dépressions qui s'intensifient grâce aux anomalies de PV intérieures générées par celui-ci, comme l'avait soupçonné Kleinschmidt (1950b, 1957).

Plusieurs études (Gutowski et Jiang, 1998; Pavan et al., 1999; Lackmann, 2002) ont montré par ailleurs que le transport de vapeur d'eau était essentiel pour la croissance des perturbations. Ceci va à l'encontre de la plupart des études qui n'utilisent qu'une paramétrisation du dégagement de chaleur latente (Bennetts et Hoskins, 1979; Emanuel et al., 1987; Beare et al., 2003, entre autres). Dans ces études, on considère que les régions d'ascendance sont des régions chargées en humidité provenant des basses couches et que la vapeur d'eau associée se condense immédiatement en altitude, ce qui réduit la stabilité statique de l'atmosphère. Nous verrons que les résultats que j'ai obtenus vont à l'encontre de cette conception et qu'il faut prendre en compte le transport de la vapeur d'eau pour bien représenter la dynamique.

La vapeur d'eau peut modifier la prévisibilité à travers la précipitation grande échelle et la convection. Straus et Huntley (1994) montrent que le chauffage diabatique lié aux transitoires baroclines augmente le taux de croissance des erreurs et diminue donc la prévisibilité. Ceci est aussi confirmé par Coutinho et al. (2004)

qui comparent des vecteurs singuliers évoluant dans un modèle sec et humide. La plupart des études montrent que, pour les latitudes moyennes, l'effet essentiel vient de la précipitation grande échelle et du dégagement de chaleur associé (Coutinho et al., 2004). Quelques études (Tan et al., 2004; Hohenegger et Schär, 2007; Spyksma et Bartello, 2008) ont examiné le rôle de la convection humide. Celle-ci agit d'abord à petite échelle et modifie très rapidement la dynamique à plus grande échelle (Tan et al., 2004). Par contre, son effet sature très vite (quelques heures) une fois que l'atmosphère s'est restratifiée (Hohenegger et Schär, 2007). Le processus est très similaire au cas de la convection sèche (Spyksma et Bartello, 2008). Zhang et al. (2007) ont examiné l'effet de la convection humide sur la prévisibilité d'ondes baroclines humides et confirment ces différents régimes. Ils observent initialement un régime d'instabilité convective qui sature au bout d'une heure, puis un régime où les erreurs s'ajustent géostrophiquement (en émettant des ondes de gravité) et deviennent balancées ; enfin un dernier régime s'installe, associé à de l'instabilité barocline grande échelle.

La détermination de la dépendance de la prévisibilité à la distribution spatiale de la vapeur d'eau ne peut pas être directement menée par la méthode des vecteurs singuliers. En effet, utiliser une norme énergie humide (qui permet d'inclure des perturbations initiales en humidité) ne donne pas des résultats physiques comme l'ont montré Ehrendorfer et al. (1999) : le simple fait de faire précipiter toute l'eau à l'instant initial fait qu'il est plus avantageux énergétiquement d'avoir des anomalies initiales d'eau que de température, ceci sans tenir compte de la dynamique elle-même (mais juste d'un bilan thermodynamique). On peut le voir très simplement : si on part d'une perturbation de température δT et une perturbation d'humidité δq , l'énergie en norme humide initiale serait

$$E_0 = \frac{C_p(\delta T)^2}{T_{ref}} + \frac{L^2(\delta q)^2}{C_p T_{ref}} \quad (2.8)$$

Si on suppose que la perturbation d'humidité condense entièrement pour donner de la chaleur latente, correspondant à une augmentation de température $L\delta q/C_p$, l'énergie finale est

$$E_1 = \frac{C_p(\delta T + L\delta q/C_p)^2}{T_{ref}} \quad (2.9)$$

En utilisant le fait que pour $ab > 0$, on a $a^2 + b^2 < (a+b)^2$, on peut facilement montrer que pour une perturbation de température donnée δT , on peut trouver une perturbation d'humidité δq telle que $E_1 > E_0$. Ceci signifie qu'une norme humide créera systématiquement un champ d'humidité initialement corrélée avec la température (dans les régions de précipitation de la trajectoire de référence) qui s'ajustera très rapidement et fera croître très vite la norme humide.

Afin de voir si on pouvait trouver une norme plus avantageuse, nous avons examiné l'effet de différentes normes humides sur les vecteurs singuliers linéaires et comparé ces résultats pour différentes normes (thèse d'Olivier Rivière, 2007b). Il en résulte que les vecteurs singuliers sont très similaires, excepté qu'ils mettent plus ou

moins de poids sur la température ou la vapeur d'eau suivant la norme utilisée. Nous en avons conclu que le champ initial d'humidité des perturbations optimales n'apportait pas d'information sur la dynamique mais répondait seulement à l'optimalité de la norme et s'équilibre au bout de quelques heures. Le choix d'une norme sèche se révèle donc la solution la plus apte et évite l'ajustement trop rapide de la vapeur d'eau. On peut alors considérer les perturbations initiales sèches qui deviendront humides au bout d'un certain temps.

Dans le cadre d'une norme sèche, plusieurs études (Mahfouf et Buizza, 1996; Coutinho et al., 2004; Hoskins et Coutinho, 2005) ont examiné l'impact de l'activation ou non du dégagement de chaleur latente pour la croissance des vecteurs singuliers. Ces différents auteurs montrent que la présence d'un fort contenu en vapeur d'eau dans certaines régions peut donner lieu à de nouvelles structures de vecteurs singuliers qui se développent plus fortement que dans une simulation sèche.

Afin de déterminer l'effet de la vapeur d'eau en prévisibilité, il nous a fallu développer une méthode de sensibilité nonlinéaire à la vapeur d'eau. Puisqu'on ne peut pas utiliser le champ de vapeur d'eau des SV humides, il faut utiliser d'autres méthodes. Une méthode utilisée classiquement est la sensibilité adjointe (Rabier et al., 1992; Langland et al., 1996; Errico, 1997; Errico et al., 2003; Lopez, 2003; Mahfouf et Bilodeau, 2007). Celle-ci consiste à calculer le gradient d'une fonction de coût préalablement choisie. Par exemple, si on veut calculer la sensibilité de perturbations à la vapeur d'eau, on calculera le gradient du taux de croissance d'une perturbation fixée par rapport à la vapeur d'eau. Cette approche est linéaire puisqu'on fixe la perturbation et qu'on ne regarde que le terme d'ordre 1 dans le développement de Taylor. Beare et al. (2003) proposent une méthode alternative qui consiste à déterminer l'impact d'une modification en vorticité potentielle dans une région donnée et à dresser une carte d'impacts (en terme de croissance de perturbations) pour toutes les localisations possibles. Si cela permet d'avoir une vision de la sensibilité nonlinéaire, cela reste très dépendant de la structure de la perturbation choisie.

Pour mettre en évidence l'importance de la distribution de vapeur d'eau dans la croissance des perturbations atmosphériques, nous avons proposé une méthode originale fondée sur l'optimisation nonlinéaire. Il s'agit en fait de modifier la trajectoire de référence (  partir de laquelle on définit des perturbations) afin d'obtenir le plus fort taux de croissance pour les vecteurs singuliers. La quantité que l'on choisit de modifier est la vapeur d'eau de la trajectoire sous la contrainte initiale de ne pas dépasser le seuil de saturation. Pour chaque modification de vapeur d'eau sur la trajectoire, on peut calculer les vecteurs singuliers nonlinéaires associés (cf figure 2.11). En utilisant une méthode numérique d'optimisation similaire au calcul du NLSV, on peut déterminer la modification de la vapeur d'eau qui maximise le taux de croissance des NLSV. La fonction de coût à maximiser est toujours le taux de croissance des perturbations. Celle-ci dépend des perturbations initiales (comme pour les NLSV) mais aussi du champ de vapeur d'eau de l'état atmosphérique de référence à optimiser. En fait, les perturbations initiales sont sèches et se chargent en vapeur d'eau au cours de leur évolution.

Avec une telle méthode, on peut donc voir dans quelle région de l'espace, la vapeur d'eau joue un rôle essentiel dans la croissance des perturbations : une erreur

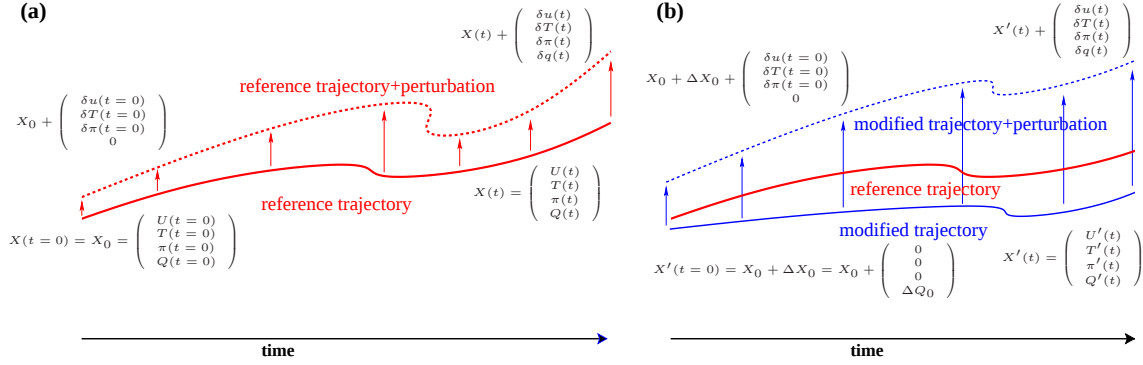


FIGURE 2.11 – (a) Technique de perturbation optimale nonlinéaire : l'état de base initial X_0 définit une trajectoire de référence lorsqu'il évolue nonlinéairement dans le modèle ; les perturbations δx (flèches rouges) sont alors calculées comme la différence entre des simulations nonlinéaires représentées par les deux courbes. (b) Sensibilité nonlinéaire des perturbations optimales à la vapeur d'eau environnante : ΔX_0 modifie l'état de base (courbe bleue continue à la place de la courbe rouge) et la perturbation δx est calculée de la même manière que pour (a) en ce qui concerne la trajectoire modifiée. Tiré de Rivière et al. (2009).

dans l'analyse de la vapeur d'eau dans cette région est responsable de la plus forte amplification des NLSV possible. Nous avons appliqué une telle méthode dans un modèle aux équations primitives incluant la vapeur d'eau. Ceci relève d'un premier défi. En effet, pour que la méthode marche, il faut que

- le gradient de la fonction de coût soit correct ;
- le problème soit bien posé (mathématiquement ou numériquement) et ait bien un maximum.

Or aucune de ces conditions n'étaient a priori validées théoriquement. Le schéma de précipitation dépend d'un seuil (il ne pleut qu'à partir de la saturation en vapeur d'eau) donc n'est pas linéarisable (Errico et Reader, 1999). En pratique, dans le linéaire tangent, il n'y aura de perturbations en précipitation que dans les endroits où il pleut sur la trajectoire. La question revient donc à savoir si l'algorithme d'optimisation pourra passer les seuils (comme discuté par Zhang et al., 2000). Nous avons observé que tel était le cas et avons pu le vérifier avec une expérience simple d'assimilation du champ de vapeur d'eau (en accord avec les résultats de Zou et al., 1993; Zhang et al., 2000). On peut penser que l'optimisation fonctionne parce que la solution itérative donnée par l'algorithme est à une distance finie de la solution précédente, ce qui autorise de s'éloigner suffisamment pour passer le seuil de précipitation.

Concernant la deuxième condition, il existe la possibilité que l'optimisation donne une trajectoire de référence (dans l'espace des phases) fantaisiste qui ne soit plus très physique dynamiquement. Or, nous avons observé numériquement, que la trajectoire et les perturbations que trouvait l'algorithme d'optimisation étaient réalistes dans les différents cas étudiés (une simulation en T42 et une autre en T63).

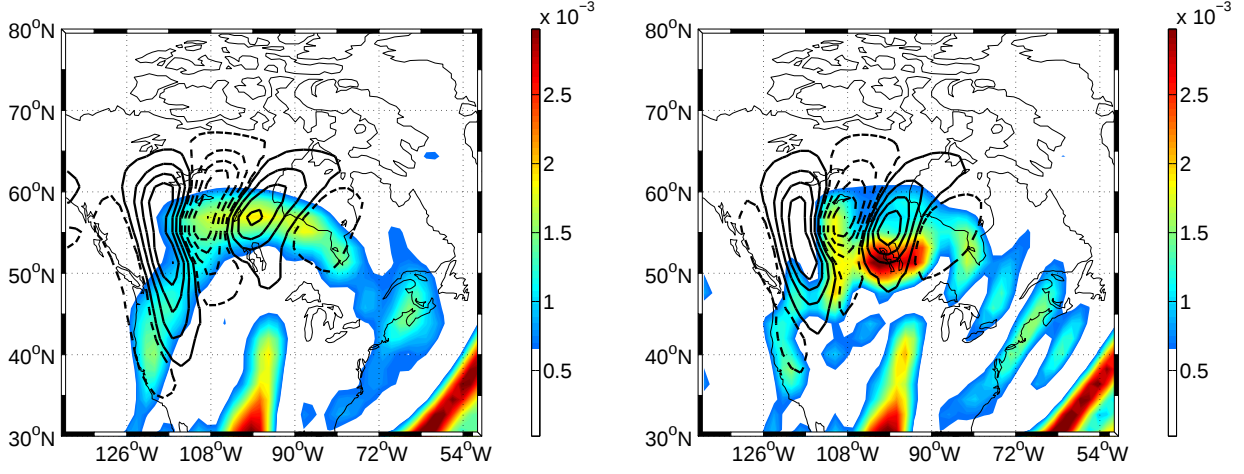


FIGURE 2.12 – Expériences de sensibilité nonlinéaire à la vapeur d’eau. A gauche, humidité spécifique d’une simulation de référence (en couleur) et anomalies de température du vecteur singulier nonlinéaire (NLSV) correspondant (contours tirets pour valeurs négatives, contours continus pour valeurs positive). A droite, humidité spécifique de la vapeur d’eau optimisée (en couleur) et anomalie de température du NLSV correspondant (contours). Tiré de Rivière et al. (2009).

perturbation initiale	+NLSV	-NLSV	SV in LT	SV sec in LT
$J(\delta X, \Delta Q_0 = 0)$	88.3	52.4	98.0	61.0
$J(\delta X, \Delta Q_0^*)$	245.8	60.7	214.6	83

TABLE 2.1 – Taux de croissance des perturbations (NLSV, SV) dans le modèle non-linéaire ou dans le modèle linéaire tangent (LT). La première ligne correspond à la simulation de référence et la deuxième avec optimisation de la vapeur d’eau.

Pour une situation atmosphérique particulière (obtenue dans ce modèle), nous avons observé que la modification optimale de la vapeur d’eau pour la croissance de perturbations est localisée dans la région des vecteurs singuliers (figure 2.12). Le taux de croissance de l’énergie des NLSV est multiplié par un facteur 3 par rapport à la simulation de référence (table 2.1) tout en gardant des structures de NLSV similaires (figure 2.12). La comparaison avec le vecteur singulier sec montre que la croissance est liée aux processus humides puisque le SV sec a un taux de croissance relativement faible. Il est à noter que, si on avait saturé en vapeur d’eau toute la basse troposphère, le taux de croissance des perturbations aurait été plus faible. Il faut en fait que le champ de vapeur d’eau optimal s’organise par rapport aux perturbations (NLSV). On en déduit donc que les études fondées sur une paramétrisation de la vapeur d’eau peuvent manquer des événements très intenses.

Si on compare l’évolution des NLSV et de leur opposé, on observe que dans la simulation de contrôle, leur taux de croissance est relativement comparable alors que dans la simulation où la vapeur d’eau est optimisée, nous obtenons une très forte différence (table 2.1). On observe de plus que le NLSV a un taux de crois-

sance supérieurs au SV linéaire alors que cela n'était pas le cas dans la simulation de référence. Cela signifie que les processus humides dans ce cas *accentuent les non-linéarités* (alors que les processus baroclines tendent à diminuer les non-linéarités). Un tel résultat ouvre la voie à une nouvelle technique d'observations ciblées sur ces régions critiques pour la vapeur d'eau ou pour d'autres champs. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication (Rivière et al., 2009).

2.3 Variabilité humide des rails des dépressions

Le climat de l'Europe de l'Ouest et de la côte Ouest des Etats-Unis et sa variabilité intrasaisonnière en hiver sont caractérisés par les rails des dépressions (ou storm-tracks) Atlantique et Pacifique qui sont les lieux préférentiels de développement et d'évolution des systèmes synoptiques. Les perturbations atmosphériques à l'échelle synoptique (avec une période de 2 à 6 jours et des échelles spatiales autour de 3000 km) sont générées à travers les instabilités barotrope et barocline du courant-jet des latitudes moyennes. Elles extraient leur énergie du courant-jet de grande échelle par ces instabilités et rendent cette énergie quand elles décroissent à la sortie du storm-track. Les interactions entre le courant-jet et les perturbations atmosphériques donnent lieu à la variabilité atmosphérique (Lau, 1988; Cai et Mak, 1990b; Branstator, 1995). En particulier, il existe des modes intrinsèques de variabilité, appelés régimes de temps qui sont des situations atmosphériques quasi-stationnaires (de l'ordre d'une dizaine de jours) parmi lesquels on retrouve la circulation de type zonale ou les systèmes de blocage (Vautard et Legras, 1988). L'échange d'énergie entre les différentes échelles du storm-track (en particulier entre les perturbations baroclines et le courant-jet) fournit de l'énergie aux régimes de temps et leur permet de se maintenir dans le temps (Cai et Mak, 1990b; Branstator, 1995; Michelangeli et Vautard, 1998). Ces régimes semblent avoir une influence sur les événements extrêmes tels que les tempêtes hivernales ou les vagues de froid, mais, à l'heure actuelle, aucune théorie n'est capable d'éclaircir les mécanismes entre eux et les événements extrêmes. A cause de ce manque de compréhension, la prévision numérique du temps ne peut pas déterminer correctement l'occurrence des tempêtes explosives et la durée exacte des blocages (D'Andrea et al., 1998; Pelly et Hoskins, 2003; Matsueda, 2009). Les études des processus d'interactions entre les systèmes synoptiques, les régimes de temps et la circulation de grande échelle sont donc toujours nécessaires pour mieux comprendre la variabilité intrasaisonnière du climat (actuel et futur).

Cette interaction est un problème classique de la météorologie moderne et a donné lieu à beaucoup de travaux dans les années 80-90 mais uniquement dans l'hypothèse d'une atmosphère sèche. Or les simulations du changement climatique font état d'une augmentation de la vapeur d'eau dans l'atmosphère associée à l'augmentation de la température moyenne, ce qui pourrait entraîner une augmentation du rôle dynamique joué par la vapeur d'eau. En particulier, Solomon (2006) montre qu'il y a une corrélation entre l'augmentation de la température au pôle et les précipitations aux latitudes moyennes (associées aux rails des dépressions). Quand on découple l'organisation spatiale des perturbations synoptiques et les précipitations de grande échelle, on constate une diminution de l'activité des transitoires et un refroidisse-

ment aux pôles de l'ordre de 2°K (Solomon, 2006). Chang et Zurita-Gotor (2007) indiquent aussi que pour simuler de façon adéquate la variabilité saisonnière des storm-tracks de l'hémisphère Nord, il faut prendre en compte le forçage diabatique par le dégagement de chaleur latente.

Il est donc nécessaire de revisiter les études sur la variabilité à partir d'une approche humide. En effet, une question importante est de savoir comment les événements extrêmes aux latitudes moyennes (tels que les tempêtes de type "explosives" ou les blocages atmosphériques) vont être modifiés dans le cadre des changements climatiques, en terme d'intensité, de fréquence ou de localisation. La question n'est pas encore tranchée scientifiquement. Bengtsson et al. (1996, 2006) indiquent, par exemple, qu'il n'y a pas d'indication de tempêtes plus intenses dans les simulations de changement climatique. On observe une faible réduction du nombre total de tempêtes mais pas de changement significatif des extrêmes (peut-être une faible augmentation, aussi remarquée par Lambert, 1995). Ceci est aussi observé par Zhang et Wang (1997) et Geng et Sugi (2003). Par contre, les extrêmes de précipitation pourraient être augmentés (Bengtsson et al., 2006; Beniston et al., 2007; O'Gorman et Schneider, 2009). Hall et al. (1994), Yin (2005), Beniston et al. (2007), Ulbrich et al. (2008) et Laîné et al. (2009) indiquent une augmentation des transitoires baroclines dans les scénarios A1B et $4\times\text{CO}_2$ alors que Stephenson et Held (1993) indiquent une légère réduction. De façon générale, un déplacement du jet vers le Nord est observé dans toutes les simulations (Boer, 1995; Yin, 2005). En ce qui concerne les blocages anticycloniques, les rares études montrent des blocages plus persistants dans le temps mais de plus faible amplitude (Lupo et al., 1997) et moins fréquents (Sillman et Croci-Maspoli, 2009; Matsueda et al., 2009).

On peut argumenter que l'effet observé dans ces différentes simulations dépend de deux processus opposés (Held, 1993) : d'une part le changement climatique s'accompagne d'une augmentation plus forte de la température au niveau des pôles que dans les régions tropicales. Il en résulte une réduction de l'instabilité barocline (par réduction du gradient méridien de température près de la surface). Ceci est en accord avec les observations de Lunkeit et al. (1998) qui constatent que le storm-track est plus sensible au changement de baroclinicité dans la basse troposphère que dans la haute troposphère. D'un autre côté, le changement climatique s'accompagne d'une augmentation de la vapeur d'eau dans l'atmosphère (comme vu par Hall et al., 1994) donc d'une augmentation de l'énergie potentielle des perturbations synoptiques si le dégagement de chaleur latente est proportionnel à la quantité d'eau atmosphérique (ce qui est aussi observé par Hall et al., 1994). On s'attend donc à deux effets contraires sur les perturbations synoptiques. C'est ce qu'on observe par exemple dans les simulations analysées par Zhang et Wang (1997).

Dans ce contexte, connaître et comprendre les mécanismes dynamiques affectés par la vapeur d'eau permettra de mieux prévoir les modifications des événements extrêmes en fonction de l'amplitude du changement climatique.

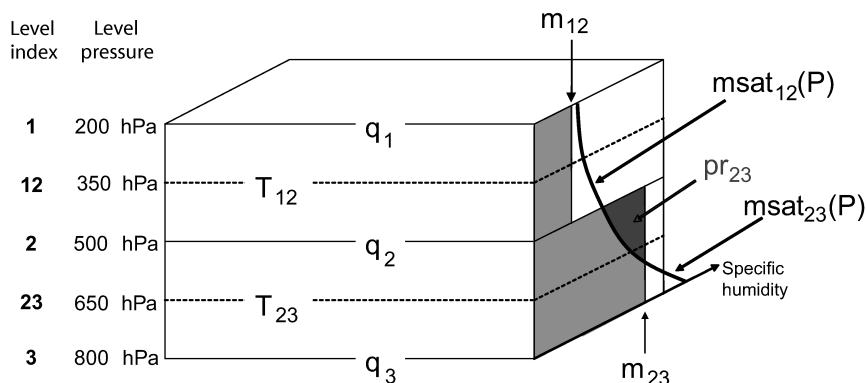


FIGURE 2.13 – Schéma du modèle QG humide. Il y a 3 niveaux pour la vorticité potentielle q_i   200, 500 et 800 hPa et deux niveaux pour l'humidité à 350 et 650 hPa (correspondant aux niveaux de température). La paramétrisation de la précipitation tient compte du fait que l'humidité représente une valeur moyenne dans chaque couche mais que l'humidité saturante varie dans celle-ci. Il en résulte qu'une partie seulement de la couche peut précipiter.

2.3.1 Un modèle idéalisé de la variabilité humide

Pour étudier ces mécanismes, j'ai développé un modèle idéalisé fondé sur le modèle quasi-géostrophique de variabilité extra-tropicale de Marshall et Molteni (1993) et récrit par Fabio D'andrea. De plus ce modèle prend en compte la paramétrisation de l'humidité et des précipitations grande échelle utilisée dans Lapeyre et Held (2004). Ce modèle est un modèle quasi-géostrophique sur la sphère avec trois niveaux verticaux (voir figure 2.13) et est forcé en vorticité potentielle et humidité à partir des réanalyses ERA40. Le forçage est calculé de façon itérative suivant Chang (2006) afin d'obtenir un état moyen proche des observations. Un modèle quasi-géostrophique représente un avantage indéniable en terme de coût numérique car il permet d'obtenir de très longues séries temporelles afin d'obtenir des statistiques robustes des régimes de temps. Il est de plus capable de représenter la variabilité atmosphérique (Marshall et Molteni, 1993; D'Andrea et Vautard, 2001; D'Andrea, 2002). On peut signaler que des modèles analogues aux équations primitives ont aussi été obtenus (Hall, 2000; Chang, 2006) mais uniquement dans le cas sec. Chang (2006) mentionne d'ailleurs une modification au modèle aux équations primitives pour tenir compte de la diminution de la stratification liée aux processus humides, qui tend à montrer l'importance de ceux-ci pour bien représenter la circulation atmosphérique.

J'ai encadré un postdoctorant (Alexandre L  n ) sur ces travaux, qui ont fait l'objet d'une collaboration avec Gwendal Riv  re au CNRM   Météo-France (Toulouse). Cette collaboration s'est matérialisée par une ANR Jeune Chercheur (projet ENVISTORM 2006-2009) et un projet LEFE de l'INSU/CNRS (2006-2008) pour lesquels j'ai été coordinateur principal. Notre collaboration concerne les mécanismes de développement intense des tempêtes liés aux caractéristiques de l'environnement de grande échelle (c'est-à-dire la distribution spatiale de vapeur d'eau et les propriétés de déformation et d'étirement du courant-jet).

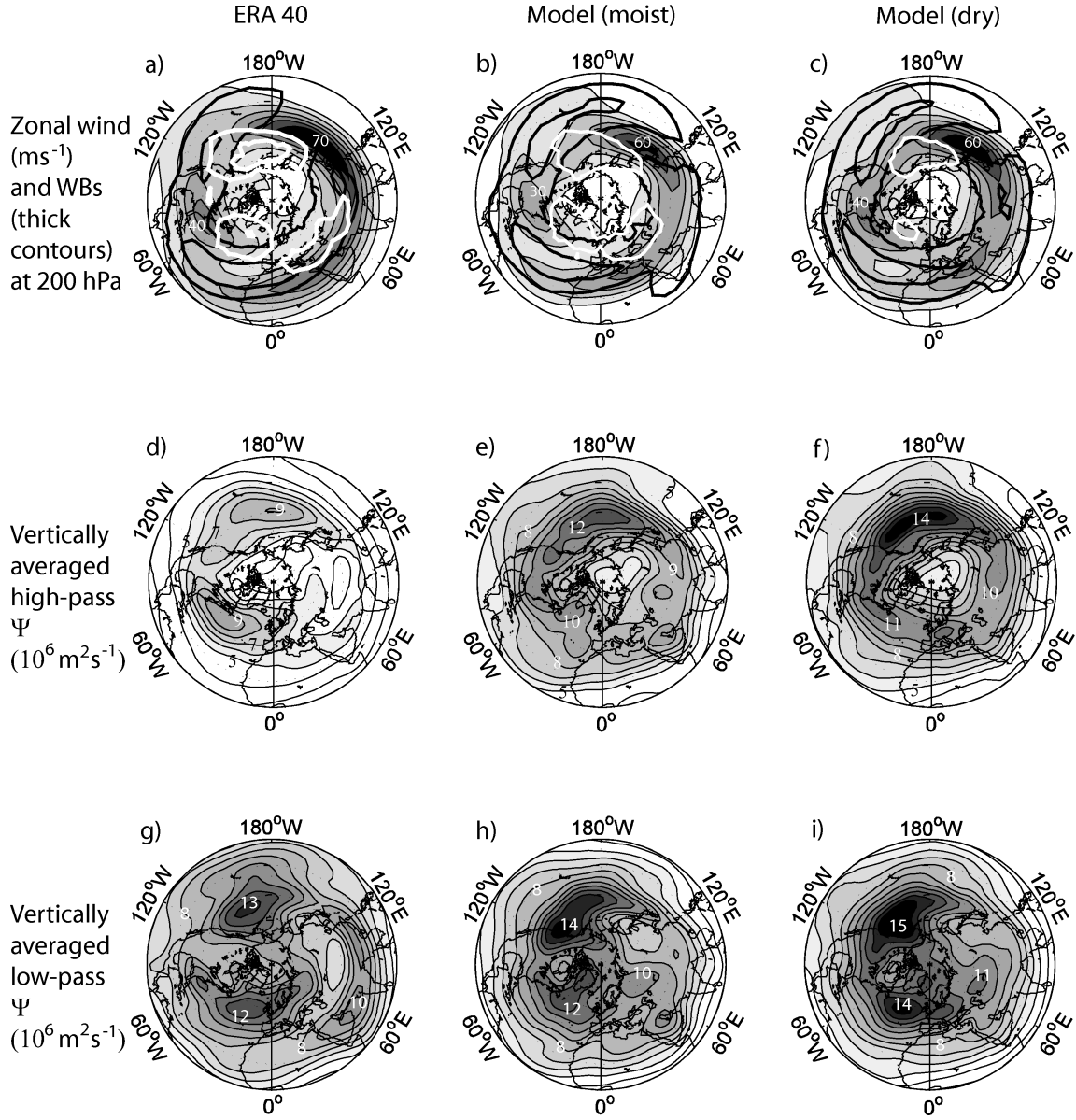


FIGURE 2.14 – Comparaison du modèle QG humide avec le modèle QG sec et les réanalyses ERA40. Première ligne : en nuances de gris, vent zonal à 200hPa. En contours noirs, régions de déferlement anticyclonique ; en contours blancs, régions de déferlement cyclonique. Deuxième ligne : fonction de courant moyennée sur les trois niveaux filtrée passe-haut (<7 jours). Troisième ligne : fonction de courant moyennée verticalement filtrée passe-bas (>7 jours). Colonne de gauche : réanalyse ERA40 ; colonne du milieu : modèle QG humide. Colonne de droite : modèle QG sec.

Les simulations réalisées avec ce modèle montrent que celui-ci est capable de mieux représenter la circulation ainsi que l'activité synoptique et basse fréquence que le modèle sec analogue (figure 2.14). En particulier, le modèle humide est associé à un vent d'altitude et des transitoires plus faibles que le modèle sec, ce qui est plus proche

des observations. Aussi, le déferlement cyclonique et anticyclonique (cf. section 2.3.2) des perturbations est plus proche de la réalité, avec plus de déferlements cycloniques. L'utilité de ce modèle est de pouvoir estimer les précipitations et la vapeur d'eau dans l'atmosphère (figure 2.15). Il peut aussi servir d'outil conceptuel pour d'autres types d'études (changement climatique, impact d'un processus dans un cadre idéalisé, effet des interactions océan-atmosphère...).

On peut signaler que d'autres types de modèles simplifiés incluant la vapeur d'eau existent, pour la plupart aux équations primitives (Molteni, 2003; Frierson et al., 2006; O'Gorman et Schneider, 2008a). Un modèle quasi-géostrophique similaire existe, le modèle ECBILT d'Opsteegh et al. (1998), réutilisé pour des études de paléoclimats (Roche et al., 2007), qui est lui aussi fondé sur le modèle de Marshall et Molteni (1993) incluant la vapeur d'eau (ainsi qu'un modèle simplifié d'océan et un code de transfert radiatif). Certains défauts du modèle ECBILT sont connus : le jet hivernal est systématiquement plus du côté polaire par rapport aux observations. Le courant-jet Atlantique est mal représenté et la variabilité synoptique y est trop faible. Par ailleurs les précipitations dans le storm track sont maximales sur la côte Ouest américaine et les maxima sur l'Atlantique et le Pacifique ne sont pas représentés. Comme le montrent les figures 2.14 et 2.15, notre modèle QG humide améliore ces défauts, même si certains persistent (storm-track Atlantique pas assez intense et précipitations sur le Pacifique central mal représentées). On peut penser que ceci est lié à une mauvaise représentation des ondes stationnaires, qui pourrait disparaître si on utilisait un modèle où le terme de vortex stretching tient compte de la variation méridienne du paramètre de Coriolis (Mak, 1991) contrairement au modèle de Marshall et Molteni (1993) pour lequel le paramètre de Coriolis est considéré comme constant dans l'équation de la vorticité potentielle (Mak, 1991; Marshall et Molteni, 1993).

Deux articles sont en préparation (Lainé et al. 2010ab) qui décrivent le modèle proprement dit et sa sensibilité à la résolution et au forçage. Des études complémentaires permettront de mieux appréhender l'impact des processus humides sur le storm-track et il faudra continuer à plus long terme à proposer des améliorations pour palier les défauts notoires de ce modèle. Nous allons voir que ce modèle permet de mieux comprendre les mécanismes reliés à la vapeur d'eau et au dégagement de chaleur latente, ainsi que l'effet de fronts océaniques de grande échelle sur le storm-track.

2.3.2 Cycle de vie des perturbations et rétroaction sur la grande échelle

Les simulations quasi-géostrophiques avec forçage réaliste (Lainé et al. 2010ab) montrent que le storm-track humide est moins énergétique et le courant-jet moins rapide que le storm-track sec. Pour comprendre l'effet de l'humidité sur le storm-track, il faut se replacer dans le cadre des interactions entre les échelles synoptiques (celles des perturbations) et les échelles planétaires (celles du courant-jet troposphérique). Or, il existe un lien étroit entre les ondes stationnaires, la variabilité basse fréquence atmosphérique et l'activité synoptique. à travers le flux d'Eliassen-Palm (Andrews et McIntyre, 1976). L'effet conjoint du transport méridien de chaleur et de moment

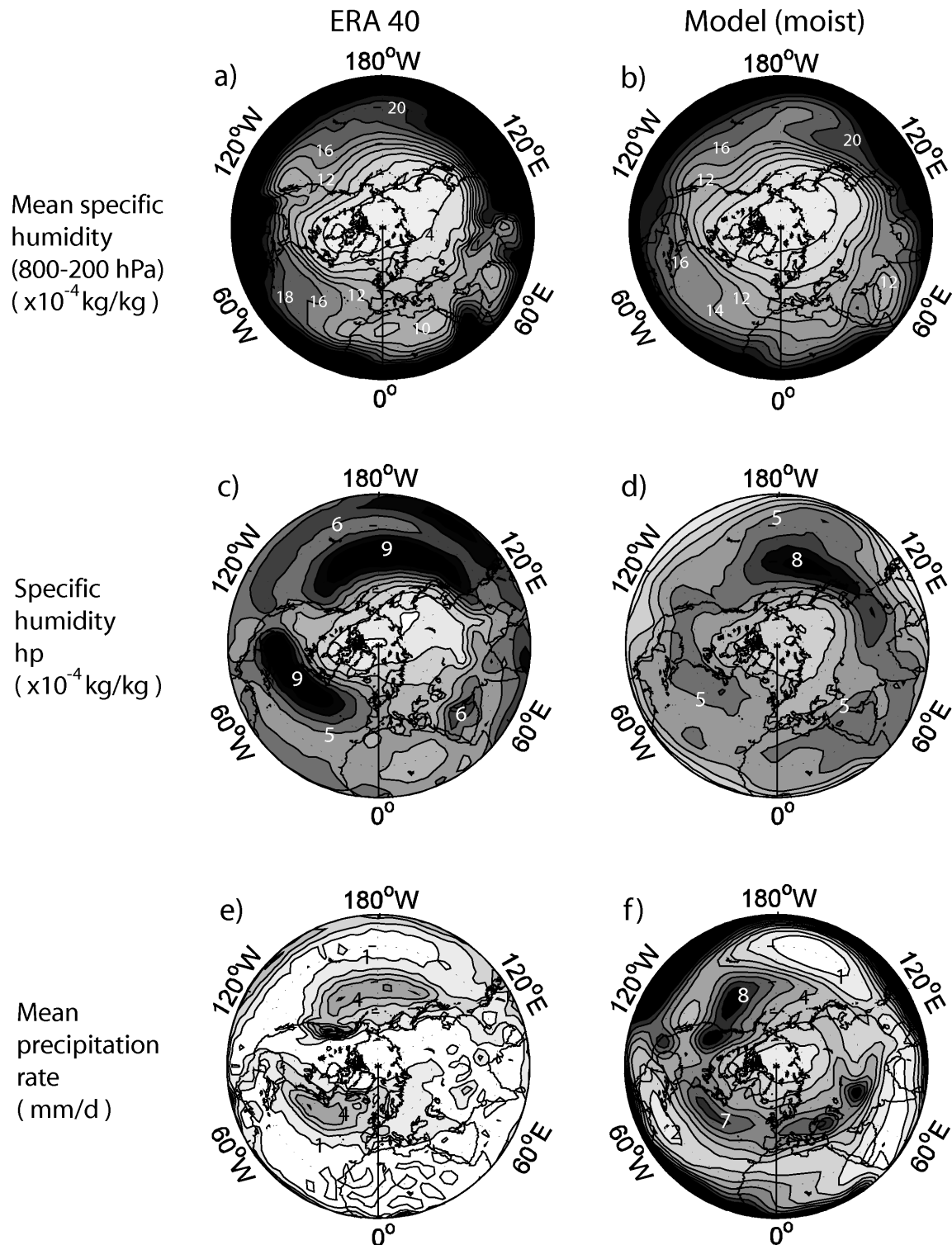


FIGURE 2.15 – Comparaison du modèle QG humide avec les réanalyses ERA40. Première ligne : humidité spécifique moyennée verticalement. Deuxième ligne : humidité spécifique passe-haut. Troisième ligne : Précipitation moyenne. Colonne de gauche : ERA40. Colonne de droite : modèle QG humide.

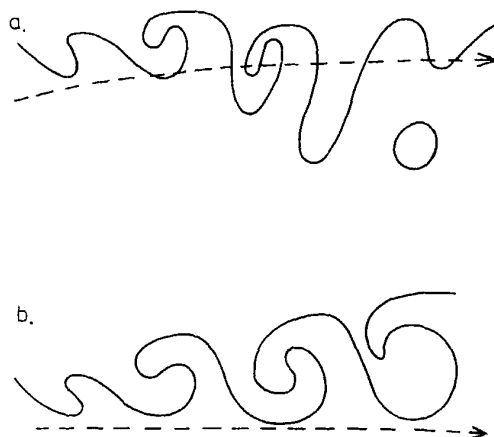


FIGURE 2.16 – Contours de vorticité absolue dans le plan horizontal montrant le développement en aval d’une onde synoptique. (a) Cycle de vie cyclonique. (b) Cycle de vie anticyclonique. D’après Thorncroft et al. (1993).

cinétique peut modifier le courant-jet à travers des interactions ondes-écoulement moyen (Hoskins et al., 1983; Shepherd, 1983).

Franzke et al. (2004) et Benedict et al. (2004) ont montré que le cycle de vie des dépressions a une conséquence directe sur le jet moyen à travers les interactions onde-écoulement moyen. Dans un cas, il renforce le jet qui s’organise en une structure plus zonale. Dans d’autres cas, le jet se sépare et intensifie un “eddy-driven” jet (jet entretenu par la rétroaction des perturbations sur la grande échelle). Cet effet n’est pas sans relation avec la variabilité basse fréquence comme l’oscillation Nord Atlantique (NAO), qui peut être vue comme une accélération ou un ralentissement du jet (ou son déplacement méridien vers le pôle pour la phase positive et vers l’équateur pour sa phase négative).

Une autre interprétation de ces interactions est fondée sur le cycle de vie des perturbations. Thorncroft et al. (1993) ont montré que les perturbations baroclines évoluaient essentiellement selon deux types de cycles de vie : LC1/cyclonique ou LC2/anticyclonique. Comme le montre la figure 2.16, le premier cycle de vie correspond à un développement de l’onde barocline avec des structures cycloniques plus intenses que les structures anticycloniques. Ceci est associé à un flux méridien de moment cinétique $u'v'$ positif. Dans le deuxième cas, les anticyclones sont plus intenses et produisent un flux méridien de moment cinétique négatif. Orlanski (2003) suggère que le courant-jet est poussé vers le pôle ou l’équateur à cause de l’action de ces transitoires. Le mécanisme sous-jacent est le déferlement des ondes synoptiques. La raison est que, lors du déferlement, les ondes rendent leur énergie à l’écoulement moyen et les flux de quantité de mouvement sont responsables du déplacement méridien du jet. Les différents résultats évoqués précédemment signifient que le déferlement cyclonique ou anticyclonique va être responsable d’une phase positive ou négative de la NAO. Le déferlement cyclonique précède la phase négative de la NAO tandis que le

déferlement anticyclonique précède la phase positive (Franzke et al., 2004). Ceci est observé si on examine un index plus haute fréquence de la NAO (Benedict et al., 2004; Rivière, 2007a; Woollings et al., 2008; Strong et Magnusdottir, 2008). On peut signaler que Chaboureau et Claud (2003) ont aussi montré que les systèmes précipitants synoptiques s'organisaient spatialement avec des structures plus ou moins zonales et inclinées verticalement suivant la phase de la NAO ou le régime de temps considéré.

On peut se demander si la vapeur d'eau ne va pas modifier la variabilité basse fréquence à travers ces mécanismes. En effet, Orlanski (2003) a étudié l'effet du forçage des transitoires sur le déferlement et le jet moyen. Il montre que pour un forçage faible, on a essentiellement du déferlement anticyclonique et un déplacement du jet vers le pôle. Quand on augmente le forçage, les cyclones deviennent plus intenses et déplacent le jet vers l'équateur, avec un déferlement cyclonique. Il indique que la baroclinicité à l'entrée du jet et la vapeur d'eau auront le même effet (voir aussi Rivière, 2007a). Ceci est plus ou moins confirmé par Balasubramanian et Garner (1997) qui examinent l'évolution de perturbations sèches et humides dans un écoulement zonal et montrent que le cyclone est plus intense dans le cas humide.

Nos simulations avec un modèle QG humide indiquent effectivement plus de déferlement cyclonique en présence d'humidité (figure 2.14). Cela s'accompagne par un déplacement du jet vers le Nord et un ralentissement du jet et une diminution de l'amplitude des transitoires, par rapport à la simulation sèche (toujours figure 2.14). Cet effet est d'autant plus grand que l'humidité est importante (non montré). Afin de voir le mécanisme sous-jacent, nous avons effectué des simulations dans un cadre idéalisé (Lapeyre et al. 2010, en préparation) : en utilisant une relaxation sur un jet zonal et en présence d'une montagne-continent (centrée à 45°N et 0°E) et d'un océan à SST fixée, on peut examiner la sensibilité à la vapeur d'eau en modifiant le taux d'évaporation. Comme le montre la figure 2.17, la vapeur d'eau a une action sur le déferlement des ondes synoptiques favorisant le déferlement cyclonique. Associé à cela, on observe un ralentissement et un dédoublement du jet (qui s'incurve vers le Nord) et une diminution importante des transitoires. Ceci est conforme avec les simulations précédentes.

L'interprétation de ce résultat est que les perturbations sont responsables d'un dégagement de chaleur latente qui augmente la température au Nord du jet, ce qui diminue le vent zonal (et le cisaillement vertical) ainsi que le gradient méridien de vorticité potentielle. Ceci a pour effet de diminuer l'instabilité barocline de l'atmosphère, qui a son tour réduit l'amplitude des transitoires. Par contre, le fait que les perturbations ont plus de déferlement cyclonique modifie l'orientation du jet. Ceci est cohérent avec l'étude de Solomon (2006) qui montre que l'effet de la vapeur d'eau se fait sentir directement sur la circulation moyenne (par la redistribution spatiale de la chaleur latente), l'effet indirect lié aux perturbations (intensifiées par le dégagement de chaleur latente) étant moindre. Schneider et al. (2009) indiquent aussi que, dans leurs simulations idéalisées aux équations primitives, la vapeur d'eau affecte l'énergie cinétique des perturbations d'abord à travers la modification de la structure thermique (de grande échelle) de l'atmosphère, plutôt qu'à travers les effets directs de dégagement de chaleur latente sur les perturbations. Nos résultats sont aussi en accord avec Frierson et al. (2006) et Son et Lee (2005) : quand on augmente

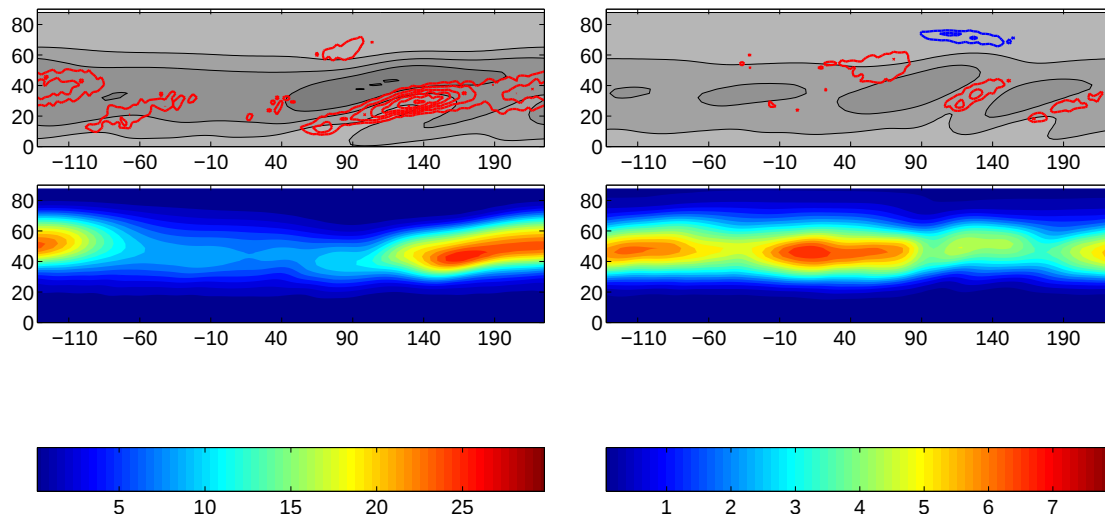


FIGURE 2.17 – Comparaison d’une simulation idéalisée humide et sèche : première ligne : en nuance de gris, vent zonal à 200hPa (tous les 5m/s). En contours rouges, régions de déferlement anticyclonique. En contours bleus, régions de déferlement cyclonique. Deuxième ligne : énergie cinétique des transitoires. Première colonne : simulation sans vapeur d’eau. Deuxième colonne : simulation avec vapeur d’eau.

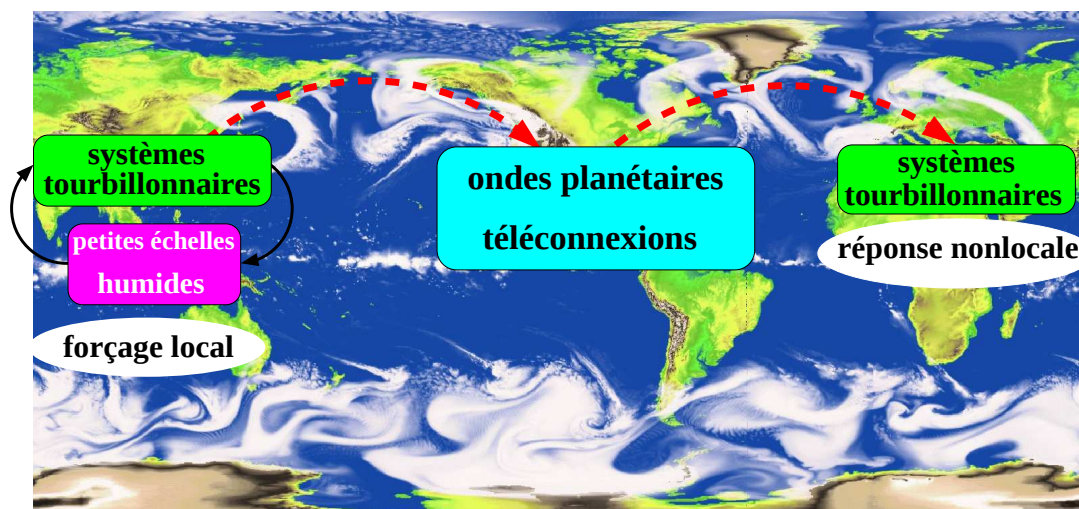


FIGURE 2.18 – Schéma d’interaction entre échelle en présence de vapeur d’eau.

la vapeur d’eau dans l’atmosphère, on observe à la fois un déplacement vers le pôle du storm-track et une réduction des transitoires.

La figure 2.18 synthétise la vision que l’on a esquissée sur les interactions entre échelles en présence de vapeur d’eau. La vapeur d’eau est en lien direct avec les systèmes tourbillonnaires (cycloniques et anticycloniques) qui organisent sa distribution spatiale. Il en résulte une intensification des cyclones et des cycles de vie avec déferlement cyclonique. Ces perturbations atmosphériques à leur tour ont un

effet sur la grande échelle (ondes planétaires et variabilité basse fréquence) à travers les flux de chaleur et de moment cinétique, mais aussi à travers le dégagement de chaleur latente qui réchauffe plus les hautes latitudes (puisque la vapeur d'eau a été transportée vers les hautes latitudes par les perturbations baroclines). De ces effets, il résulte une modification spatiale du jet d'altitude qui s'incline plus vers le Nord et qui diminue en intensité. En retour, ce jet est moins instable barocliniquement et les transitoires sont moins fortes. Ces résultats tendraient à dire que l'on s'attend bien à une *réduction* des transitoires baroclines lors du changement climatique. Cependant, ils occultent une autre partie non pris en compte et à plus petite échelle qui correspond aux systèmes précipitants de mésoéchelle (moins de 1000 km) qui, eux, sont moins affectés que les systèmes synoptiques (autour de 3000 km) par la grande échelle. Pour ceux-là, des études sont encore nécessaires pour comprendre l'effet des grandes échelles sur leur dynamique propre, qui peut aussi dépendre d'autres paramètres (interaction avec l'orographie, contraste air-mer, etc.).

2.4 Dynamique des fronts de précipitation

Dans le cadre de la thèse de Julien Lambaerts que je co-encadre avec Vladimir Zeitlin depuis octobre 2008, je m'intéresse à l'effet du dégagement de chaleur latente sur les fronts de précipitation et sur des processus fondamentaux de la dynamique géostrophique et agéostrophique (ondes équatoriales, instabilités barotrope et barocline).

Il a été montré que le dégagement de chaleur latente pouvait modifier la propagation des ondes linéaires équatoriales dans un modèle aux équations Shallow Water (Gill, 1982) et que la vitesse de propagation des ondes dépendait des caractéristiques humides du milieu (zones précipitantes ou non). Or, l'hypothèse de linéarisation de Gill (1982) n'est pas complètement valable puisque les processus humides introduisent une forte nonlinéarité dans le système à cause du déclenchement de la précipitation à partir d'une valeur seuil (qui dépend de la loi de Clausius-Clapeyron). Dans ce cas, le problème n'est plus linéaire et on ne peut plus parler et utiliser des solutions de type ondes. Pour aborder ce problème de façon plus rigoureuse, il faut alors prendre en compte les discontinuités sur les dérivées spatiales des variables dynamiques qui peuvent avoir lieu lorsqu'on passe d'une région sans précipitation à une région avec précipitation. L'idée est donc de prendre en compte ce phénomène, que l'on appelle "front de précipitation" (Gill, 1982) dans le contexte des équations shallow water multi-couches.

La première étape a consisté à dériver un modèle Shallow Water à une couche à partir des équations primitives avec une équation prognostique de la vapeur d'eau (Bouchut et al., 2009). En posant les bonnes conditions aux bords du domaine, on obtient la version humide du modèle de Ripa (1993, 1995). Dans ce modèle, en plus des variables prognostiques habituelles (vitesses zonale et méridienne, hauteur du fluide et vapeur d'eau), on a une variable prognostique supplémentaire (la température potentielle) qui intervient aussi dans le gradient de pression dans l'équation du mouvement. Pour obtenir le modèle classique, il faut alors supposer que la température potentielle est uniforme spatialement. La paramétrisation du dégagement de chaleur

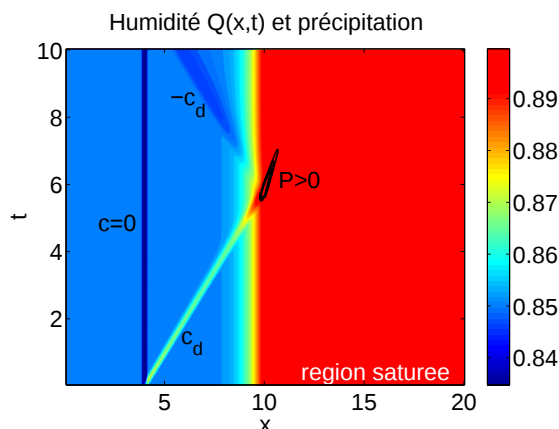


FIGURE 2.19 – Exemple d’un front de précipitation générée par une onde sèche se propageant vers une région saturée en vapeur d’eau. En couleur est représenté le champ de vapeur d’eau. Quand la perturbation pénètre dans la région saturée, une partie de la perturbation se propage dans la région saturée associée avec de la précipitation ($P > 0$ en contours noirs), et une autre est réfléchi vers la région non saturée. Tiré de Bouchut et al. (2009).

latente se fait alors comme un puits de masse (agissant dans l’équation de la hauteur de fluide), tout en préservant la conservation de l’enthalpie humide. Un tel modèle est alors une version nonlinéaire des modèles décrits par Gill (1982) et Frierson et al. (2004).

Une version numérique de ce modèle a été écrite à partir d’un code aux volumes finis de François Bouchut (Département de Mathématiques de l’ENS) et testée. Nous avons validé ce modèle sur des cas analytiques simples sur le plan équatorial (Bouchut et al., 2009) : réflexion d’une onde simple de faible amplitude sur un front en humidité, qui peut se comparer avec une solution analytique obtenue par la méthode des caractéristiques (comme dans Pauluis et al., 2008) ; propagation d’une onde de faible amplitude dans un milieu saturé en vapeur d’eau (comme dans Gill, 1982) qui peut créer la formation d’un choc. Les différentes solutions numériques et analytiques obtenues sont alors en accord avec Gill (1982) et Pauluis et al. (2008).

La figure 2.19 montre un exemple de réflexion partielle d’une onde simple sur un front d’humidité. L’onde est initiée à la position $x = 4$ et se propage vers l’Est avec une vitesse d’onde sèche (c_d). Elle rencontre une région saturée en humidité ($x > 10$) et la précipitation se déclenche (à $t > 5$). Dans le milieu humide saturée, l’onde se propage avec une vitesse de propagation humide saturée, inférieure à c_d . Cette onde est en partie dissipée dans la région saturée et réfléchi dans la région “sèche” et se propage à $t > 7$ à la vitesse d’une onde sèche $-c_d$. On voit donc que la prise en compte de l’humidité peut engendrer une dispersion des ondes (ici de gravité) et une dynamique complexe.

Un des problèmes du modèle shallow water à une couche de l’atmosphère humide est que la précipitation crée un puits de masse proportionnel au dégagement de cha-

leur latente. Un tel puits de masse existe pour l'atmosphère réelle mais son effet est bien moindre (Lackmann et Yablonsky, 2004). Il est donc nécessaire de considérer une version à deux couches (au moins) du modèle qui permettra d'échanger la masse entre les deux couches du modèle afin de permettre une conservation de l'énergie plus conforme au système original aux équations primitives. Un tel modèle permettra entre autre d'étudier l'instabilité barocline humide. Différents aspects pourront être étudiés, en particulier la turbulence barocline agéostrophique humide (comme dans Showman, 2007, mais chez qui la convection était paramétrée comme forçage stochastique), l'asymétrie cyclone anticyclone en fonction des différents paramètres du modèle (nombre de Rossby et de Froude, vapeur d'eau, etc.).

D'autres types d'études peuvent être menées, comme l'étude la circulation tropicale (Davey et Gill, 1987) ou bien l'interaction océan-atmosphère (Masumoto et Yamagata, 1990; Goswami et Rameshan, 2000). Ce modèle peut aussi servir pour mieux comprendre les instabilités de type CISK ou WISHE, comme étudié précédemment par Shuckla (1978), Wang et Rui (1990), Goswami et Goswami (1991) et Kahn et Sinton (2008), ainsi que pour avoir des modèles simples de la formation de cyclones tropicaux comme dans Schechter et Dunkerton (2009).

2.5 Discussion, perspectives

2.5.1 Interaction du storm-track avec les fronts de SST

Un élément à prendre en compte dans la dynamique du rail des dépressions concerne les interactions air-mer, et plus généralement le système couplé océan-atmosphère. Les anomalies de SST tropicales sont connues depuis longtemps pour jouer un rôle (à travers les téléconnexions atmosphériques) sur la dynamique globale de l'atmosphère. Pour résumer la compréhension classique, en suivant Robinson (2000) et le numéro spécial de Journal of Climate 2002 avec des articles de revue par Kushnir et al. (2002) entre autres, les SST tropicales affectent localement l'atmosphère par la convection humide (dans les régions d'anomalies chaudes de SST). Cette convection déclenche alors une onde de Rossby planétaire qui modifie la variabilité synoptique et basse fréquence des latitudes moyennes. De l'autre côté, l'influence des anomalies de SST extratropicales sur l'atmosphère (à travers les flux air-mer locaux) était considérée comme faible jusqu'à récemment (Kushnir et al., 2002; Maze et al., 2006; Ferreira et Frankignoul, 2008) ou confinée à la couche limite atmosphérique (Chelton et al., 2004; Small et al., 2008). La plupart des études montraient seulement une réponse faible du rail des dépressions et des modes de variabilité de l'atmosphère (comme la NAO). Concernant la cyclogenèse, quelques études seulement (Jiang et Gutowski, 2000; Giordani et Caniaux, 2001; Yamamoto et Hirose, 2007) ont montré une influence limitée et complexe des flux de surface sur celle-ci.

La différence de comportement liée aux SST tropicales ou extratropicales peut être expliquée par le fait que les anomalies de SST tropicales sont en général de grande échelle (dans la warm pool du Pacifique par exemple) et d'une taille analogue à la circulation atmosphérique, alors que dans les latitudes moyennes les anomalies de SST sont de l'ordre du rayon de déformation océanique (200 km) alors que les

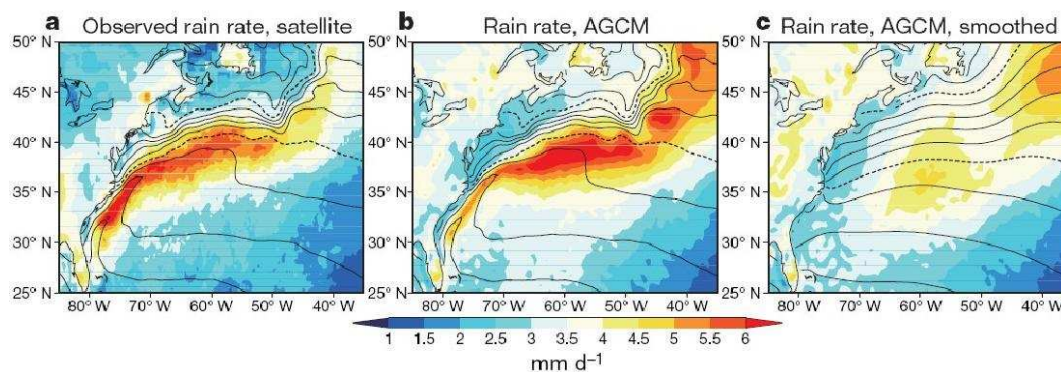


FIGURE 2.20 – (a) Précipitation observée. (b) précipitation dans un modèle à très haute résolution avec une SST haute résolution. (c) précipitation dans un modèle à très haute résolution mais avec une SST lissée. Tiré de Minobe et al. (2008).

perturbations atmosphériques sont de plus grande échelle (rayon de déformation atmosphérique 3000 km). Les processus d'interactions pourraient donc être différents (Small et al., 2008).

Cependant, lors des 5 dernières années, des simulations à très haute résolution ont mis en évidence l'importance non soupçonnée de nouveaux mécanismes liés aux anomalies de SST. Feliks et al. (2004a,b) et Minobe et al. (2008) ont révélé que dans les latitudes moyennes, ce n'était pas l'amplitude des anomalies de SST qui importait pour le système couplé océan-atmosphère mais que ce sont les gradients de SST. Minobe et al. (2008) a montré que les gradients de SST tels que ceux dans le Gulf Stream modifiaient le storm-track et étaient responsables de sa localisation spatiale. En présence d'un gradient de SST étroit, les précipitations (et la convergence de vent associée) sont localisées du côté équatorial du front de SST (cf. figure 2.20) et la réponse atmosphérique s'étend jusqu'à la tropopause. Nakamura et al. (2008) aussi confirment que dans la plupart des courants de grande échelle (Gulf Stream, Kuroshio, courant Antarctique circumpolaire), le courant-jet atmosphérique se verrouille en phase avec le front de SST. Le front de SST n'affecte pas seulement la position du jet d'altitude (Nakamura et al., 2008) mais aussi sa variabilité basse fréquence (Feliks et al., 2004a,b).

Ces effets sont complètement masqués si on utilise un champ de SST climatologique de basse résolution comme la SST Reynolds (cf. figure 2.20c). Ces études ont montré par ailleurs que l'effet des SST des latitudes moyennes ne peut être observé que si la maille de la grille océanique et atmosphérique est plus petite que 50 km ! Cela pourrait expliquer pourquoi les études des décennies précédentes furent incapables de trouver une forte sensibilité à l'océan avec des anomalies de SST extratropicales réalistes. Ces résultats montrent l'importance des simulations à haute résolution pour prendre en compte l'effet des anomalies de SST des latitudes moyennes

Pour expliquer pourquoi ce n'est pas l'anomalie de SST qui compte mais le gradient de SST, plusieurs mécanismes peuvent être invoqués :

- Lindzen et Nigam (1987) proposent un mécanisme prenant en compte dans la couche limite marine le fait que la température atmosphérique est proche de la température de l’océan. En écrivant une solution de type Ekman et en intégrant la relation hydrostatique (en coordonnée pression), on obtient que la vitesse verticale au sommet de la couche limite est proportionnelle au laplacien de la température de surface de l’océan. On peut démontrer ceci simplement en partant des équations du mouvement stationnaires avec un coefficient de friction κ ,

$$\begin{aligned} -fv &= -\partial_x \Phi - \kappa u \\ fu &= -\partial_y \Phi - \kappa v \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \log p} &= -RT \end{aligned}$$

Les deux premières équations (et l’équation de conservation de la masse) donnent alors

$$(f^2 + \kappa^2) \frac{\partial \omega}{\partial p} = \kappa \Delta \Phi$$

et la troisième intégrée sur la couche limite donne

$$\Phi = \Phi_g + \frac{Rh}{H} SST$$

avec h la hauteur de la couche limite atmosphérique et H l’échelle de hauteur ($p = p_0 \exp(-z/H)$). Φ_g est le géopotential géostrophique (calculé juste au dessus de la couche limite). On a supposé ici que la température de la couche limite était égale à la SST. On obtient donc que

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{\kappa}{f^2 + \kappa^2} (f \zeta_g + \frac{Rh}{H} \Delta SST)$$

où $\zeta_g = \Delta \Phi_g / f$. On voit donc que la convergence et divergence des vents est associée aux régions où le laplacien de la SST est important, qui sont en général des régions de forts gradients de SST. Un calcul rapide d’ordre de grandeur montre que cet effet est important pour des gradients de SST de l’ordre de 1.5°K/100km. C’est cet argument qui est repris par Feliks et al. (2004a) et Minobe et al. (2008). Il repose essentiellement sur la friction au niveau de la surface de la mer et peut être aussi interprété comme un mécanisme de type brise de mer (où la terre correspond au côté froid du front de SST), comme montré par Hsu (1984). La figure 2.21 montre effectivement que la convergence des vents est bien associée à ce mécanisme et que les forts gradients de SST sont des lieux où la convergence ou divergence des vent est forte.

- Nakamura et al. (2008) invoquent un argument lié à la température des basses couches. Comme l’écart entre la température de la mer (la SST) et la température de l’air des basses couches est forcé à rester faible grâce aux flux air-mer, un fort gradient horizontal de température de l’air se met en place (en

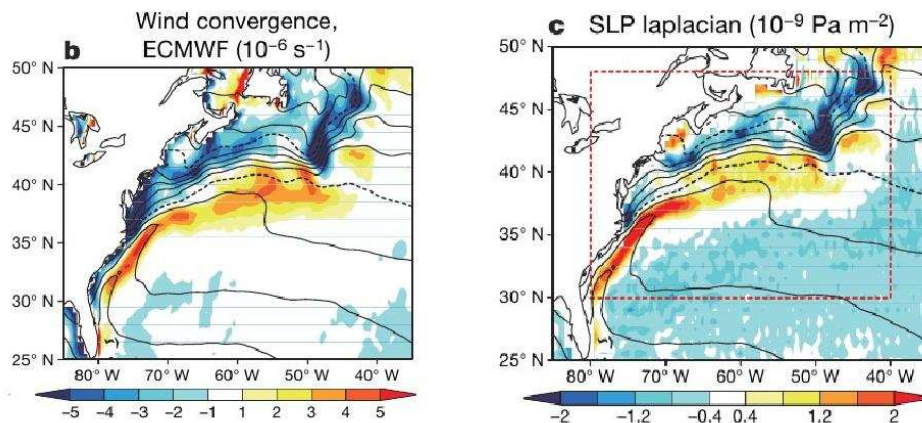


FIGURE 2.21 – A gauche, en couleur, convergence des vents dans les données de l’ECMWF. A droite, en couleur, laplacien de la pression de surface (qui est dominée par le laplacien de la SST). Le mécanisme de Lindzen et Nigam (1987) permet d’expliquer pourquoi les deux champs sont très proches. Tiré de Minobe et al. (2008).

quelques jours) à l’endroit du gradient de SST, à travers un “ajustement barocline océanique”. Cette baroclinicité de surface va alors modifier les propriétés du rail des dépressions qui va s’intensifier au niveau du gradient de SST. Cet argument repose sur les flux de chaleur sensible air-mer qui tendraient à équilibrer le système vers une température des basses couches (à 850hPa) identique à celle de l’océan sous-jacent.

- Un autre mécanisme peut être relié au transport de vapeur d’eau (c’est-à-dire de chaleur latente) depuis le côté équatorial du front de SST au côté polaire de ce front. En effet, la source de vapeur d’eau est liée à l’évaporation dans les régions à SST chaude (donc sur le côté équatorial du front de SST). Cette vapeur d’eau est transportée par les perturbations baroclines vers le Nord-Est et tend à se condenser du côté polaire du front de SST et au Nord du storm-track (là où les températures atmosphériques sont plus froides, donc où la vapeur saturante est plus faible). Ceci va générer un dégagement de chaleur latente systématiquement au Nord du front de SST. Par la relation du vent thermique, on peut s’attendre à un déplacement du jet vers le pôle. Des résultats préliminaires de Bruno Deremble qui fait sa thèse sous la direction de Michael Ghil et en coencadrement avec Fabio D’Andrea et moi-même montrent d’ailleurs ce point (figure 2.22). La position et la force du courant jet d’altitude dépend fortement de la position et de l’intensité du gradient de SST (résultat déjà mis en évidence par Brayshaw et al., 2008, mais qui considéraient l’effet d’anomalies de SST) et cet effet est plus fort quand les processus humides sont présents. Cela indique le rôle de catalyseur de la vapeur d’eau dans l’interaction air-mer dans les latitudes moyennes.

La plupart des études se sont focalisées sur l’impact sur l’atmosphère d’un seul front de SST de grande échelle. Quelques études (Businger et Shaw, 1984; Bourras et al., 2004; Small et al., 2008; The Climode Group, 2009) ont examiné l’impact

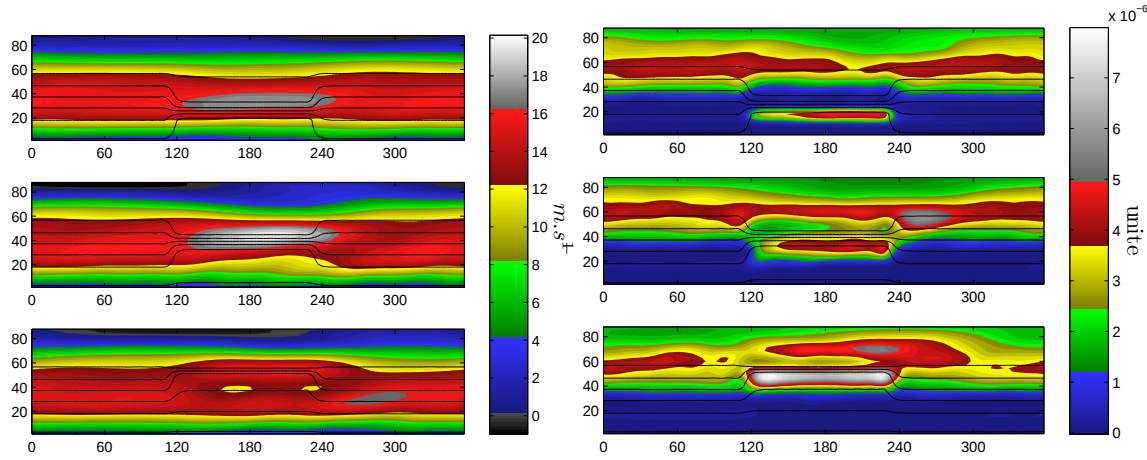


FIGURE 2.22 – A gauche, vent zonal à 200 hPa (en couleurs, en m/s) dans trois simulations avec 3 types de fronts de SST différents (contours noirs) à des latitudes ou des amplitudes différentes. A droite, précipitation moyenne à 650 hPa.

d'une anomalie océanique mésoéchelle telles que des tourbillons océaniques sur les flux air-mer. Au vu de ce que nous avons décrit dans le premier chapitre, on peut se demander comment l'atmosphère va répondre à une mer de tourbillons et de filaments avec de forts gradients de SST. Hogg et al. (2009) a montré qu'une couche limite atmosphérique paramétrisée de façon grossière pouvait interagir fortement avec la mésoéchelle océanique et modifier la circulation océanique de grande échelle en affaiblissant les gyres. De plus, le couplage air-mer peut induire la dissipation des tourbillons cycloniques (anomalies de SST froides) par rapport aux tourbillons anticycloniques (anomalies de SST chaudes), comme il a été montré par Jin et al. (2009). La présence des tourbillons modifie aussi la formation des eaux modales (Cerovecki et Marshall, 2008).

Il paraît donc nécessaire de regarder la sensibilité de la réponse atmosphérique à la présence d'anomalies de méso et sous-mésoéchelle océaniques. On peut s'attendre en particulier à ce que la variance des flux air-mer augmentera fortement en présence de ces structures. Des questions clés pourront être : quels sont les mécanismes sous-jacents ? Comment s'organise la réponse atmosphérique et la rétroaction sur l'océan ?

2.5.2 Régionalisation de la cyclogénèse

Une question encore ouverte en météorologie moderne est celle des mécanismes d'intensification des tempêtes dans le courant-jet. Les tempêtes dévastatrices sur l'Europe des dernières années ont montré que celles-ci avaient lieu souvent dans des situations particulières du courant-jet atmosphérique (Rivière et al., 2010). En particulier, Descamps et al. (2007) ont révélé que l'instabilité barocline classique (à travers les modes normaux et les vecteurs singuliers) ne pouvait expliquer à elle seule le développement des tempêtes. Rivière et Joly (2006) ont observé dans des cas réels de tempêtes ce que des études antérieures théoriques (Mak et Cai, 1989; Cai et Mak,

1990a; Rivière et al., 2003) avaient mis en évidence : le champ de déformation du courant-jet semble avoir un effet sur la croissance et sur la trajectoires des perturbations atmosphériques. Descamps et al. (2007) ont aussi noté que la localisation finale des perturbations atmosphériques étaient relativement peu sensibles à leur position initiale, suggérant que la structure spatiale du courant-jet “canalise” les perturbations selon des trajectoires préférentielles.

On peut interpréter cet effet grâce à la théorie du paquet d’onde (Bretherton et Garrett, 1968) et de l’instabilité localisée (Merkine, 1977; Pierrehumbert, 1984; Huerre et Monkewitz, 1990). Pour un paquet d’onde, ce n’est pas l’énergie qui est conservée, mais l’activité de l’onde (“wave activity”). Celle-ci est reliée à l’énergie et au nombre d’onde associé au paquet d’onde. Si un paquet d’onde passe dans une région de déformation, son extension spatiale va diminuer et son nombre d’onde horizontal va augmenter. Il en résulte (par conservation de la wave activity) une diminution de l’énergie (Young et Rhines, 1980). A la sortie du courant-jet, le nombre d’onde va diminuer car le paquet d’onde va reprendre sa forme et son énergie augmentera (Farrell, 1987, 1989).

Ce mécanisme a été mis en évidence par plusieurs études (Oortwijn, 1999) et n’est pas associé à une instabilité puisqu’il ne dépend pas des propriétés du champ de vorticité potentielle grande échelle (en particulier du changement de signe du gradient de PV). Un point qui n’a pas été élucidé jusqu’à présent est l’interaction de ce mécanisme avec l’instabilité barocline classique. En effet, souvent les régions de forte déformation horizontale sont couplées avec des régions de cisaillement vertical (Mak et Cai, 1989; Riv re et Joly, 2006). Il serait donc intéressant de r attaquer ce problème en examinant le couplage entre les deux dynamiques. Plusieurs approches sont possibles :

- les vecteurs singuliers linéaires et nonlinéaires sont des bons outils pour examiner la croissance de perturbation dans un écoulement.
- l’étude d’un paquet d’onde peut se faire grâce à l’hypothèse WKB comme l’a montré Leblanc (1997, 2006) pour le cas général des instabilité localisées. Oortwijn (1999) a montré que dans le modèle QG sur la sphère, cette approximation permet de rendre compte correctement de la propagation et de l’amplification d’un paquet d’onde. Un premier pas a été effectué par Sahli et Cambon (2006) pour étudier l’instabilité barocline mais dans une configuration trop générique ne prenant pas en compte l’inhomogénéité spatiale du champ de déformation.

C’est dans cet esprit que vient de commencer la thèse de Ludivine Oruba, en codirection avec Gwendal Riv re. Cette thèse a pour but de comprendre les liens entre processus de déformation horizontale et instabilité barocline. Un premier volet de cette thèse consiste à mieux comprendre les trajectoires des perturbations atmosphériques. En effet, il a été observé (Riv re et Joly, 2006; Descamps et al., 2007; Riv re et al., 2010) que les dépressions passaient par le point-selle associé au courant-jet, là où la déformation effective est la plus importante. Or, des mécanismes purement linéaires ne peuvent rendre compte d’un tel phénomène : dans ce cas, les perturbations restent systématiquement au Sud du jet. Une explication possible viendrait de l’effet β non linéaire qui permet aux structures cycloniques de se déplacer vers le Nord (McWilliams et Flierl, 1979; Chan, 1982; Holland, 1983). Dans le cas

d'un modèle quasi-géostrophique à deux couches avec une structure de courant-jet typique de l'atmosphère, ce mécanisme peut être examiné afin de voir quel rôle jouent le degré d'étirement des structures et l'effet β dans la trajectoire des dépressions. Si l'évolution d'un cyclone en présence d'effet β nonlinéaire et de déformation a été étudié pour un écoulement de base zonal (thèse de Gilet, 2009), une étude plus réaliste est nécessaire pour un écoulement nonzonal afin de prendre en compte l'effet de canalisation des tempêtes qui n'était pas présent dans l'écoulement zonal (Gilet et al., 2009). On peut signaler que ce type d'interaction est similaires à des interactions tourbillon-jet dans l'océan (Vandermeirsch et al., 2003a,b).

Conclusions

Que nous a appris ce manuscrit ? Quelles sont les perspectives de ce travail ?

Dynamique océanique

En transposant plusieurs résultats connus en météorologie dynamique à l'océan (en particulier concernant la théorie de la vorticité potentielle, la théorie de la frontogénèse), j'ai démontré que les anomalies de densité de surface jouent un rôle primordial pour piloter la dynamique des 500 premiers mètres à méso et sous-mésoéchelle (entre 200 km et 5 km). Jusqu'à très récemment, on considérait que la dynamique océanique était gouvernée par l'évolution des anomalies de vorticité potentielle à l'intérieur de l'océan. Or, ce que nous dit la théorie de l'inversion de la vorticité potentielle, c'est que l'écoulement dépend aussi des conditions de bord et que les anomalies de densité de surface sont l'analogue de la vorticité potentielle à l'intérieur du fluide.

J'en déduis alors qu'il existe deux dynamiques : une dynamique QG intérieure (entre 500 mètres et le fond de l'océan) contrôlée par la PV ; et une dynamique QG de surface, ou SQG, (entre la surface et 500 mètres de profondeur) contrôlée par la densité de surface (ou de subsurface, en présence de couche de mélange). La dynamique SQG correspond à un écoulement quasi-géostrophique   vorticité potentielle uniforme avec conservation lagrangienne (par l'écoulement géostrophique de surface) de la densité de surface. Il en résulte la formation de fronts de sous-mésoéchelle de densité et un écoulement intensifié près de la surface.

J'ai validé cette décomposition dans différents contextes : simulations idéalisées aux équations primitives   très haute résolution, simulation réaliste de l'atlantique Nord, observations satellites. De plus, le modèle SQG permet d'expliquer les spectres d'énergie et de variance de densité ainsi que les cascades observées en surface dans les simulations numériques et dans les observations.

Une voie nouvelle est apparue grâce   mes travaux : l'utilisation d'images de SST (ou de SSH) instantanées et de haute résolution spatiale pour reconstruire les courants marins tridimensionnels. En effet, il est suffisant de connaître la densité de surface (ou la fonction de courant de surface qui est reliée très simplement dans l'espace spectral à celle-ci) pour pouvoir faire une inversion de la vorticité potentielle puisque l'on a besoin que de sa contribution de surface. Avant de pouvoir appliquer cette méthode de façon opérationnelle, il faudra cependant mieux cerner l'impact de la couche de mélange océanique. Aussi, se pose la question maintenant des couplages océan intérieur et surface dans le cadre nonlinéaire, problème peu abordé dans l'océan et commencé à être étudié dans l'atmosphère (  partir du modèle d'instabilité barocline de Charney). Une des questions fondamentales est de modifier la théorie des cascades turbulentes développée initialement par Charney dans ce contexte.

Nous avons vu que la dynamique SQG est responsable de la frontogénèse de surface, c'est-à-dire de la formation de gradients horizontaux de densité. Cette formation

déclenche à son tour une circulation agéostrophique afin de maintenir la relation du vent thermique, conformément à l'équation de Sawyer-Eliassen. J'ai étudié l'impact de cette circulation agéostrophique sur les flux verticaux de traceurs passifs et actifs. En particulier, j'ai montré qu'il y a une forte restratification des couches de surface par cette circulation agéostrophique lorsque des fronts de sous-mésoéchelle de surface sont présents. Ceci peut être interprété en utilisant la conservation de la vorticité potentielle d'Ertel et l'équation omega. J'ai montré qu'il y a aussi un impact sur la biogéochimie, puisque lors d'interactions entre tourbillons, une frontogenèse intense va se produire (par la formation de filaments) associée à des vitesses verticales assez fortes (de l'ordre de 10 à 100 m/jour), ce qui va permettre la remontée d'eaux riches en nutriments. Des simulations turbulentes SQG ont alors indiqué que les filaments entre les tourbillons contribuent de façon importante à l'injection verticale de traceurs dans les couches de surface.

Dynamique atmosphérique

La seconde partie du manuscrit s'est intéressée au rôle joué par l'humidité dans la dynamique du rail des dépressions aussi bien pour les échelles de temps courtes (étude de prévisibilité) que pour la variabilité basse fréquence.

En utilisant un modèle de turbulence barocline quasi-géostrophique humide, j'ai pu mettre en évidence que la vapeur d'eau jouait un rôle très important dans les nonlinéarités du système avec une transition assez brutale entre un régime dominé par un jet atmosphérique et un régime dominé par des cyclones très intenses. De plus j'ai montré qu'il existait une relation de phase entre humidité et vorticité potentielle dans leur distribution spatiale liée à leur transport horizontal.

Par ailleurs, je me suis intéressé à comment la prévisibilité atmosphérique est influencée par les nonlinéarités et la vapeur d'eau. L'approche retenue a été d'utiliser les vecteurs singuliers (perturbations d'un écoulement atmosphérique donné à plus forte croissance sur un temps fini) pour quantifier la prévisibilité de l'écoulement et d'étudier le cas de l'instabilité barocline en présence de nonlinéarité. Pour cela, les vecteurs singuliers ont été généralisés au cas nonlinéaire en suivant une approche initiée par le Professeur Mu Mu, qui s'appuie sur une approche d'optimisation nonlinéaire sous contrainte. J'ai alors mis en évidence que ceux-ci tiennent compte des interactions onde-écoulement moyen qui tend à diminuer l'instabilité de l'écoulement, mais ces vecteurs sont relativement proches des vecteurs singuliers linéaires classiques. La formulation du problème en terme d'optimisation a permis d'aborder le problème de la sensibilité à la vapeur d'eau en utilisant un nouvel outil. En calculant le champ de vapeur d'eau optimal pour la croissance de perturbations, on peut avoir une mesure de la sensibilité nonlinéaire à la vapeur d'eau. Cette méthode généralise le calcul de sensibilité linéaire classique fondée sur la technique de l'adjoint. Pour une simulation idéalisée atmosphérique, on observe que la distribution de vapeur d'eau optimale n'est pas celle d'un champ complètement saturé mais est relié à la localisation des vecteurs singuliers pour obtenir des taux de croissance plus importants.

Enfin, j'ai développé un modèle quasi-géostrophique humide pour étudier la sensibilité du rail des dépressions atmosphériques au contenu en vapeur d'eau de l'at-

mosphère et les mécanismes d'interactions entre processus latents humides et dynamique sous-jacents. Les simulations effectuées avec ce modèle montrent que la prise en compte de l'humidité permet d'avoir une meilleure représentation de la variabilité de l'atmosphère par rapport aux observations. De plus, l'humidité a un effet systématique de ralentissement du courant-jet atmosphérique. La raison est que le dégagement de chaleur latente lié aux perturbations baroclines diminue le gradient méridien de température tout en le déplaçant vers le Nord. De ce point de vue, la chaleur latente a un effet nonlocal puisque la vapeur d'eau est transportée par les dépressions atmosphériques vers le Nord du rail des dépressions où a lieu la condensation et le dégagement de chaleur latente.

Perspectives

Dans ce manuscrit, j'ai présenté des travaux d'une part sur la dynamique liée aux tourbillons océaniques de mésoéchelle et des filaments de sous-mésoéchelle qui résultent de l'interaction entre ces tourbillons. D'autre part, je me suis intéressé à l'effet des nonlinéarités et de la vapeur d'eau sur le rail des dépressions atmosphériques. Or, des études récentes montrent que des régions de forts gradients de SST aux latitudes moyennes peuvent avoir un impact sur le rail des dépressions. Si ces études se sont concentrées sur les grands courants océaniques, l'effet des tourbillons et des filaments reste à éclaircir.

Une des perspectives de ce travail est de prendre en compte la composante océanique pour voir son impact sur le rail de dépressions atmosphériques. Déjà j'ai obtenus des résultats encourageants qui montrent que le courant-jet d'altitude répond aux fronts de grande échelle de SST et les mécanismes sous-jacents ont été identifiés. Que se passe-t-il si on remplace un courant océanique de grande échelle avec un front de SST unique par une mer de tourbillons avec des fronts de SST de sous-mésoéchelle? On peut penser que les nonlinéarités dans les flux de surface engendrées par des anomalies de SST de méso et sous-mésoéchelle devraient donner des résultats très différents que d'un champ homogène. Les rôles des processus diabatiques humides (qui ont une action nonlocale) et des processus de la couche de limite nécessitent donc d'être éclaircis.

Bibliographie

- Abraham, E. R., 1998 : “The generation of plankton patchiness by turbulent stirring.” *Nature*, 391, 577–580.
- , C. S. Law, P. W. Boyd, S. J. Lavender, M. T. Maldonado, et A. R. Bowle, 2000 : “Importance of stirring in the development of an iron-fertilized phytoplankton bloom.” *Nature*, 407, 727–730.
- Adamson, D. S., S. E. Belcher, B. J. Hoskins, et R. S. Plant, 2006 : “Boundary-layer friction in midlatitude cyclones.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 132, 101–124.
- Ahmadi-Givi, F., G. C. Craig, et R. S. Plant, 2003 : “The dynamics of a mid-latitude cyclone with very strong latent heat release.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130, 295–323.
- Andrews, D. G. et B. J. Hoskins, 1978 : “Energy spectra predicted by semi-geostrophic theories of frontogenesis.” *J. Atmos. Sci.*, 35, 509–512.
- 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.
- Armi, L., D. Hebert, N. Oakey, J. F. Price, P. L. Richardson, H. T. Rossby, et B. Ruddick, 1989 : “Two years in the life of a Mediterranean salt lens.” *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 354–370.
- Aubert, E. J., 1957 : “On the release of latent heat as a factor in large scale atmospheric motions.” *J. Meteor.*, 14, 527–542.
- Badger, J. et B. J. Hoskins, 2001 : “Simple initial value problems and mechanisms for baroclinic growth.” *J. Atmos. Sci.*, 58, 38–49.
- Balasubramanian, G. et M. K. Yau, 1996 : “The life cycle of a simulated marine cyclone : energetics and PV diagnostics.” *J. Atmos. Sci.*, 53, 639–653.
- et S. T. Garner, 1997 : “The equilibration of short baroclinic waves.” *J. Atmos. Sci.*, 54, 2850–2871.
- Bannon, P. R., 1986 : “Linear development of quasi-geostrophic baroclinic disturbances with condensational heating.” *J. Atmos. Sci.*, 43, 2261–2274.
- Barkmeijer, J., 1996 : “Constructing fast-growing perturbations for the nonlinear regime.” *J. Atmos. Sci.*, 53, 3838–3851.
- Bartello, P., 1995 : “Geostrophic adjustment and inverse cascades in rotating stratified turbulence.” *J. Atmos. Sci.*, 52, 4410–4428.
- Beare, R. J., A. J. Thorpe, et A. A. White, 2003 : “The predictability of extratropical cyclones : Nonlinear sensitivity to localized potential-vorticity perturbations.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 129, 219–237.
- Benedict, J. J., S. Lee, et S. B. Feldstein, 2004 : “Synoptic view of the North Atlantic Oscillation.” *J. Atmos. Sci.*, 61, 121–144.
- Bengtsson, L., K. I. Hodges, et E. Roeckner, 2006 : “Storm tracks and climate change.” *J. Climate*, 19, 3518–3543.

- , M. Botzet, et M. Esch, 1996 : “Will greenhouse gas-induced warming over the next 50 years lead to higher frequency and greater intensity of hurricanes?” *Tellus*, 48A, 57–73.
- Beniston, M., D. B. Stephenson, O. B. Christensen, C. A. T. Ferro, C. Frei, S. Goyette, K. Halsnaes, T. Holt, K. Jylha, B. Koffi, J. Palutikof, R. Scholl, T. Semmler, et Katja Woth, 2007 : “Future extreme events in European climate : an exploration of regional climate model projections.” *Climatic Change*, 81, 71–95.
- Bennetts, D. A. et B. J. Hoskins, 1979 : “Conditional symmetric instability - a possible explanation for frontal rainbands.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 105, 945–962.
- Beron-Vera, F. J., M. J. Olascoaga, et G. J. Goni, 2008 : “Oceanic mesoscale eddies as revealed by Lagrangian coherent structures.” *Geophys. Res. Lett.*, 35, L12603, doi :10.1029/2008GL033957.
- Bishop, C. H., 1993 : “On the behavior of baroclinic waves undergoing horizontal deformation. II : Error bound amplification and Rossby wave diagnostics.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 119, 241–267.
- et A. J. Thorpe, 1994 : “Potential vorticity and the electrostatics analogy : Quasi-geostrophic theory.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 120, 713–731.
- Bleck, R., R. Onken, et J. D. Woods, 1988 : “A two-dimensional model of mesoscale frontogenesis in the ocean.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 114, 347–371.
- Blumen, W., 1978 : “Uniform potential vorticity flow : part I. Theory of wave interactions and two-dimensional turbulence.” *J. Atmos. Sci.*, 35, 774–783.
- , 1979 : “On short wave baroclinic instability.” *J. Atmos. Sci.*, 36, 1925–1933.
- , 1981 : “The geostrophic coordinate transformation.” *J. Atmos. Sci.*, 38, 1100–1105.
- Boccaletti, G., R. Ferrari, et B. Fox-Kemper, 2007 : “Mixed layer instabilities and restratification.” *J. Phys. Oceanogr.*, 37, 2228–2250.
- Boer, G. J., 1995 : “Some dynamical consequences of greenhouse gas warming.” *Atmos.-Oc.*, 33, 731–751.
- Bouchut, F., J. Lambaerts, G. Lapeyre, et V. Zeitlin, 2009 : “Fronts and nonlinear waves in a simplified shallow-water model of the atmosphere with moisture and convection.” *Phys. Fluids*, 21, 116604.
- Bourras, D., G. Reverdin, H. Giordani, et G. Caniaux, 2004 : “Response of the atmospheric boundary layer to a mesoscale oceanic eddy in the northeast Atlantic.” *J. Geophys. Res.*, 109, D18114.
- Branstator, G., 1995 : “Organization of storm track anomalies by recurring low-frequency circulation anomalies.” *J. Atmos. Sci.*, 52, 207–226.
- Brayshaw, D. J., B. Hoskins, et M. Blackburn, 2008 : “The storm-track response to idealized SST perturbations in an aquaplanet GCM.” *J. Atmos. Sci.*, 65, 2842–2860.
- Bretherton, F. P., 1966 : “Critical layer instability in baroclinic flows.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 92, 325–334.
- et C. J. R. Garrett, 1968 : “Wavetrains in inhomogeneous moving media.”

- Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 302, 529–554.
- Brown, O. B., P. C. Cornillon, S. R. Emmerson, et H. M. Carle, 1986 : “Gulf Stream warm rings : a statistical study of their behavior.” *Deep-Sea Res.*, 33, 1459–1473.
- Buizza, R. et T. N. Palmer, 1995 : “The singular-vector structure of the atmospheric global circulation.” *J. Atmos. Sci.*, 52, 1434–1456.
- Burde, G. I., 1999 : “Semigeostrophic Eady wave frontogenesis in the presence of Newtonian cooling.” *J. Atmos. Sci.*, 56, 3774–3788.
- Businger, J. A. et W. J. Shaw, 1984 : “The response of the marine boundary layer to mesoscale variations in sea-surface temperature.” *Dyn. Atmos. Oceans*, 8, 267–281.
- Cai, M. et M. Mak, 1990a : “On the basic dynamics of regional cyclogenesis.” *J. Atmos. Sci.*, 47, 1417–1442.
- et ———, 1990b : “Symbiotic relation between planetary and synoptic-scale waves.” *J. Atmos. Sci.*, 47, 2953–2968.
- Cambon, C., 2001 : “Turbulence and vortex structures in rotating and stratified flows.” *Europ. J. Mech. B/Fluids*, 20, 489–510.
- Cao, Z. et H.-R. Cho, 1995 : “Generation of moist potential vorticity in extratropical cyclones.” *J. Atmos. Sci.*, 52, 3263–3281.
- Capet, X., J. C. McWilliams, M.J. Molemaker, et A.F. Shchepetkin, 2008a : “Mesoscale to submesoscale transition in the California current system. Part I : Flow structure, eddy flux, and observational tests.” *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 29–43.
- , P. Klein, B. L. Hua, G. Lapeyre, et J. C. McWilliams, 2008b : “Surface kinetic and potential energy transfer in SQG dynamics.” *J. Fluid Mech.*, 604, 165–174.
- Carton, X., 2004 : “Hydrodynamical modeling of oceanic vortices.” *Survey in Geophysics*, 22, 179–263.
- , 2009 : “Instability of surface quasi-geostrophic vortices.” *J. Atmos. Sci.*, 66, 1051–1062.
- Celani, A., M. Cencini, A. Mazzino, et M. Vergassola, 2004 : “Active and passive fields face to face.” *New J. Physics*, 6, 72.
- Cerovecki, I. et J. Marshall, 2008 : “Eddy modulation of air sea interaction and convection.” *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 65–83.
- Chaboureaud, J.-P. et C. Claud, 2003 : “Observed variability of North Atlantic oceanic precipitating systems during winter.” *J. Geophys. Res.*, 108, 2003JD003343.
- Chan, J. C. L., “On the physical processes responsible for tropical cyclone motion.” Technical Report 358, Atmospheric Science Dept., Colorado State University 1982.
- Chang, E. K. M., 2006 : “An idealized nonlinear model of the Northern hemisphere winter storm tracks.” *J. Atmos. Sci.*, 63, 1818–1839.
- et P. Zurita-Gotor, 2007 : “Simulating the seasonal cycle of the northern hemisphere storm tracks using idealized nonlinear storm-track models.” *J. Atmos. Sci.*, 64, 2309–2331.
- Charney, J. G., 1947 : “The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current.” *J. Meteor.*, 4, 135–162.

- , 1971 : “Geostrophic turbulence.” *J. Atmos. Sci.*, 28, 1087–1095.
- et A. Eliassen, 1964 : “On the growth of the hurricane depression.” *J. Atmos. Sci.*, 21, 68–75.
- et M. E. Stern, 1962 : “On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere.” *J. Atmos. Sci.*, 19, 159–172.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, M. H. Freilich, et R. F. Millif, 2004 : “Satellite measurements reveal persistent small-scale structures in ocean winds.” *Science*, 303, 978.
- , ———, R. M. Samelson, et R. A. De Szoeke, 2007 : “Global observations of large oceanic eddies.” *Geophys. Res. Lett.*, 34, L15606, doi :10.1029/2007GL030812.
- Constantin, P., 2002 : “Energy spectrum of quasigeostrophic turbulence.” *Phys. Rev. Lett.*, 89, 184501.
- , 2008a : “Partial differential equation problems from simple to complex fluids.” *Nonlinearity*, 21, 239–244.
- , 2008b : “Singular, weak and absent : solutions of the Euler equations.” *Physica D*, 237, 1926–1931.
- , A. J. Majda, et E. Tabak, 1994 : “Formation of strong fronts in the 2-D quasigeostrophic thermal active scalar.” *Nonlinearity*, 7, 1495–1533.
- , C. Fefferman, et A. Majda, 1996 : “Geometric constraints on potentially singular solutions for the 3-D Euler equations.” *Commun. Partial Diff. Eq.*, 21, 559.
- , Q. Nie, et N. Schörghofer, 1999 : “Front formation in an active scalar.” *Phys. Rev. E*, 60, 2858–2863.
- Cooper, I. M., A. J. Thorpe, et C. H. Bishop, 1992 : “The role of diffusive effects on potential vorticity in fronts.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 118, 629–647.
- Corbett, P. et A. Bottaro, 2001 : “Optimal Control of Nonmodal Disturbances in Boundary Layers.” *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 15, 65–81.
- Cordoba, D., 1997 : “On the geometry of solutions of the quasi-geostrophic and Euler equations.” *Proc. Nat. Am. Soc.*, 94, 12769–12770.
- , C. Fefferman, et J. L. Rodrigo, 2004 : “Almost sharp fronts for the surface quasi-geostrophic equation.” *Proc. Nat. Am. Soc.*, 101, 2687–2691.
- Coutinho, M. M., B. J. Hoskins, et R. Buizza, 2004 : “The influence of physical processes on extratropical singular vectors.” *J. Atmos. Sci.*, 61, 195–209.
- Danard, M. B., 1964 : “On the influence of released latent heat on cyclone development.” *J. Appl. Met.*, 3, 27–37.
- D’Andrea, F., 2002 : “Extratropical low-frequency variability as a low-dimensional problem. II : stationarity and stability of large-scale equilibria.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 128, 1059–1073.
- et R. Vautard, 2001 : “Extratropical low-frequency variability as a low-dimensional problem. I : a simplified model.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 127, 1357–1374.

- , S. Tibaldi, M. Blackburn, G. Boer, M. Déqué, M. R. Dix, B. Dugas, L. Ferranti, T. Iwasaki, A. Kitoh, V. Pope, D. Randall, E. Roeckner, D. Strauss, W. Stern, H. Van den Dool, et D. Williamson, 1998 : “Northern hemisphere atmospheric blocking as simulated by 15 atmospheric general circulation models in the period 1979-1988.” *Clim. Dyn.*, 14, 385–407.
- Davey, M. K. et A. E. Gill, 1987 : “Experiments on tropical circulation with a simple moist model.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 113, 1237–1269.
- Davis, C. A., 1992 : “A potential vorticity diagnosis of the importance of initial structure and condensational heating in observed extratropical cyclogenesis.” *Mon. Weather Rev.*, 120, 2409–2428.
- , M. T. Stoelinga, et Y. H. Kuo, 1993 : “The integrated effect of condensation in numerical simulations of extratropical cyclogenesis.” *Mon. Weather Rev.*, 121, 2309–2330.
- De Vries, H., J. Methven, et T. H. A. Frame, 2009 : “An Interpretation of Baroclinic Initial Value Problems : Results for Simple Basic States with Nonzero Interior PV Gradients.” *J. Atmos. Sci.*, 66, 864–882.
- 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, 4287–4308.
- Doglioli, A. M., B. Blanke, S. Speich, et G. Lapeyre, 2007 : “Tracking Coherent Structures in a Regional Ocean Model with Wavelet Analysis : Application to Cape Basin Eddies.” *J. Geophys. Res.*, 112, C05043, doi :10.1029/2006JC003952.
- Dritschel, D. G., 2010 : “An exact steadily-rotating surface quasi-geostrophic elliptical vortex.” Submitted to *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*
- et R. Saravanan, 1994 : “Three-dimensional quasigeostrophic contour dynamics, with an application to stratospheric vortex dynamics.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 120, 1267–1298.
- , P. H. Haynes, M. N. Jukes, et T. G. Shepherd, 1991 : “The stability of a two-dimensional vorticity filament under uniform strain.” *J. Fluid Mech.*, 230, 647–665.
- Duan, W. S., M. Mu, et B. Wang, 2004 : “Conditional nonlinear optimal perturbations as the optimal precursors for ENSO events.” *J. Geophys. Res.*, 109, D23105, doi :10.1029/2004JD004756.
- Eady, E. T., 1949 : “Long waves and cyclone waves.” *Tellus*, 1, 33–52.
- Edmon, H. J., B. J. Hoskins, et M. E. McIntyre, 1981 : “Eliassen-Palm cross sections for the troposphere.” *J. Atmos. Sci.*, 37, 2600–2616.
- Ehrendorfer, M., R. M. Errico, et K. D. Raeder, 1999 : “Singular-vector perturbation growth in a primitive equation model with moist physics.” *J. Atmos. Sci.*, 56, 1627–1648.
- Eliassen, A., 1962 : “On the vertical circulation in frontal zones.” *Geofys. Publik.*, 24, 147–160.
- Emanuel, K. A., M. Fantini, et A. J. Thorpe, 1987 : “Baroclinic instability in an envi-

- ronment of small stability to slantwise moist convection. Part I : two-dimensional models." *J. Atmos. Sci.*, 44, 1559–1573.
- Errico, R. M., 1997 : "What is an adjoint model?" *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 78, 2577–2591.
- et K. D. Reader, 1999 : "An examination of the accuracy of the linearization of a mesoscale model with moist physics." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 125, 169–195.
- , K. D. Raedler, et L. Fillion, 2003 : "Examination of the sensitivity of forecast precipitation rates to possible perturbations of initial conditions." *Tellus*, 55A, 88–105.
- Falkowski, P. G., D. Zieman, Z. Kolber, et P. K. Bienfang, 1991 : "Role of eddy pumping in enhancing primary production in the ocean." *Nature*, 352, 55–58.
- Farrell, B. F., 1984 : "Modal and non-modal baroclinic waves." *J. Atmos. Sci.*, 41, 668–673.
- , 1987 : "Developing disturbances in shear." *J. Atmos. Sci.*, 44, 2191–2199.
- , 1989 : "Transient development in confluent and diffluent flows." *J. Atmos. Sci.*, 46, 3279–3288.
- Feliks, Y., M. Ghil, et E. Simonnet, 2004a : "Low-frequency variability in the mid-latitude atmosphere induced by an oceanic thermal front." *J. Atmos. Sci.*, 61, 961–981.
- , ———, et ———, 2004b : "Low-frequency variability in the midlatitude baroclinic atmosphere induced by an oceanic thermal front." *J. Atmos. Sci.*, 64, 97.
- Ferrari, R. et F. Paparella, 2003 : "Compensation and alignment of thermohaline gradients in the ocean mixed layer." *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 2214–2223.
- Ferreira, D. et C. Frankignoul, 2008 : "Transient atmospheric response to interactive SST anomalies." *J. Climate*, 21, 576–583.
- Fox-Kemper, B. et R. Ferrari, 2008 : "Parameterization of mixed layer eddies. Part II : Prognosis and impact." *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1166–1179.
- Franzke, C., S. Lee, et S. B. Feldstein, 2004 : "Is the North Atlantic Oscillation a breaking wave?" *J. Atmos. Sci.*, 61, 145–160.
- Frierson, D. M. W., A. J. Majda, et O. M. Pauluis, 2004 : "Large scale dynamics of precipitation fronts in the tropical atmosphere : A novel relaxation limit." *Comm. Math. Sciences*, 2, 605–640.
- , I. M. Held, O. Pauluis, et P. Zurita-Gotor, 2006 : "A gray-radiation aquaplanet moist GCM. Part I : Static stability and eddy scale." *J. Atmos. Sci.*, 63, 2548–2566.
- Fu, L.-L. et R. Ferrari, 2009 : "Observing oceanic submesoscale processes from space." *E.O.S.*, 89, 488–499.
- Gall, R., 1976 : "The effects of released latent heat in growing baroclinic waves." *J. Atmos. Sci.*, 33, 1686–1701.
- Garçon, V. C., A. Oschlies, S. C. Doney, D. McGillicuddy, et J. Waniek, 2001 : "The role of mesoscale variability on plankton dynamics in the North Atlantic."

- Deep-Sea Res.*, II 48, 2199–2226.
- Geng, Q. et M. Sugi, 2003 : “Possible change of extratropical cyclone activity due to enhanced greenhouse gases and sulfate aerosols – Study with a high resolution AGCM.” *J. Climate*, 16, 2262–2274.
- Gilet, J.-B., 2009 : “Interaction non-linéaires de structures cohérentes tourbillonnaires d’échelle synoptique.” Thèse de doctorat, Université Toulouse III, Paul Sabatier.
- , M. Plu, et G. Rivière, 2009 : “Nonlinear baroclinic dynamics of surface cyclones crossing a zonal jet.” *J. Atmos. Sci.*, 66, 3021–3041.
- Gill, A. E., 1982 : “Studies of moisture effects in simple atmospheric models : the stable case.” *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 19, 119–152.
- , J. S. A. Green, et A. J. Simmons, 1974 : “Energy partition in the large-scale ocean circulation and the production of mid-ocean eddies.” *Deep-Sea Res.*, 21, 499–528.
- Gilmour, I., L. A. Smith, et R. Buizza, 2001 : “On the duration of the linear regime : Is 24 hours a long time in synoptic weather forecasting?” *J. Atmos. Sci.*, 58, 3529–3539.
- Giordani, H. et G. Caniaux, 2001 : “Sensitivity of cyclogenesis to sea surface temperature in the northwestern Atlantic.” *Mon. Weather Rev.*, 129, 1273–1295.
- Godeferd, F. S. et L. Lollini, 1999 : “Direct numerical simulations of turbulence with confinement and rotation.” *J. Fluid Mech.*, 393, 257–308.
- Goswami, P. et B. N. Goswami, 1991 : “Modification of $n=0$ waves due to interaction between convection and dynamics.” *J. Atmos. Sci.*, 48, 2231–2244.
- et K. Rameshan, 2000 : “Convective coupling and interannual and intraseasonal coupled variabilities in the tropics.” *J. Atmos. Sci.*, 57, 2446–2462.
- Gower, J. F. R., K. L. Denman, et R. J. Holyer, 1980 : “Phytoplankton patchiness indicates the fluctuation spectrum of mesoscale oceanic structure.” *Nature*, 288, 157–159.
- Greenslade, M. D. et P. H. Haynes, 2008 : “Vertical Transition in Transport and Mixing in Baroclinic Flows.” *J. Atmos. Sci.*, 65, 1137–1157.
- Guegan, A., P. J. Schmid, et P. Huerre, 2006 : “Optimal energy growth and optimal control in swept Hiemenz flow.” *J. Fluid Mech.*, 566, 11–45.
- Gutowski, W. J., 1985 : “Baroclinic adjustment and midlatitude temperature profiles.” *J. Atmos. Sci.*, 42, 1733–1745.
- et W. Jiang, 1998 : “Surface-flux regulation of the coupling between cumulus convection and baroclinic waves.” *J. Atmos. Sci.*, 55, 940–952.
- , L. E. Branscome, et D. A. Stewart, 1992 : “Life cycles of moist baroclinic eddies.” *J. Atmos. Sci.*, 49, 306–319.
- Gyakum, J. R., 1983 : “On the evolution of the QE II storm. II : Dynamics and thermodynamic structure.” *Mon. Weather Rev.*, 111, 1156–1173.
- Hakim, G. J., C. Snyder, et D. J. Muraki, 2002 : “A new surface model for cyclone-anticyclone asymmetry.” *J. Atmos. Sci.*, 59, 2405–2420.

- Hall, N. M. J., 2000 : “A simple GCM based on dry dynamics and constant forcing.” *J. Atmos. Sci.*, 57, 1557–1572.
- , B. J. Hoskins, P. J. Valdes, et C. A. Senior, 1994 : “Storm tracks in a high-resolution GCM with doubled carbon dioxide.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 120, 1209–1230.
- Hamilton, K., Y. O. Takahashi, et W. Ohfuchi, 2008 : “Mesoscale spectrum of atmospheric motions investigated in a very fine resolution global general circulation model.” *J. Geophys. Res.*, 113, D18110, doi :10.1029/2008JD009785.
- Harvey, B. J. et M. H. P. Ambaum, 2010 : “Instability of surface temperature filaments in strain and shear.” Submitted to Quart. J. Roy. Meteor. Soc.
- Hayashi, Y. et D. G. Golder, 1981 : “The effects of condensational heating on mid-latitude transient waves in their mature stage : control experiments with a GFDL general circulation model.” *J. Atmos. Sci.*, 38, 2532–2539.
- Haynes, P. H. et M. E. McIntyre, 1990 : “On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity.” *J. Atmos. Sci.*, 47, 2021–2031.
- Heifetz, E., C. H. Bishop, B. J. Hoskins, et J. Methven, 2004a : “The counter-propagating Rossby-wave perspective on baroclinic instability. I : Mathematical basis.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130, 211–231.
- et J. Methven, 2005 : “Relating optimal growth to counterpropagating Rossby waves in shear instability.” *Phys. Fluids*, 17, 064107.
- , ———, B. J. Hoskins, et C. H. Bishop, 2004b : “The counter-propagating Rossby-wave perspective on baroclinic instability. II : Application to the Charney model.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130, 233–258.
- Held, I. M., 1978 : “The vertical scale of an unstable baroclinic wave and its importance for eddy heat flux parameterizations.” *J. Atmos. Sci.*, 35, 572–576.
- , 1993 : “Large-scale dynamics and global warming.” *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 74, 228–241.
- et B. J. Soden, 2000 : “Water vapor feedback and global warming.” *Annu. Rev. Energy Environ.*, 25, 441–475.
- et V. D. Larichev, 1996 : “A scaling theory for horizontally homogeneous, baroclinically unstable flow on a beta plane.” *J. Atmos. Sci.*, 53, 946–952.
- , R. T. Pierrehumbert, S. T. Garner, et K. L. Swanson, 1995 : “Surface quasi-geostrophic dynamics.” *J. Fluid Mech.*, 282, 1–20.
- Herring, J. R., R. M. Kerr, et R. Rotunno, 1994 : “Ertel’s potential vorticity in unstratified turbulence.” *J. Atmos. Sci.*, 51, 35–47.
- Hogg, A. M., W. K. Dewar, P. Berloff, S. Kravtsov, et D. K. Hutchinson, 2009 : “The effects of mesoscale ocean-atmosphere coupling on the large-scale ocean circulation.” *J. Climate*, 22, 4066.
- Hohenegger, C. et C. Schär, 2007 : “Predictability and error growth dynamics in cloud-resolving models.” *J. Atmos. Sci.*, 64, 4467–4478.
- Holland, G. J., 1983 : “Tropical cyclone motion : Environmental interaction plus a Beta effect.” *J. Atmos. Sci.*, 40, 328–342.

- Hoskins, B. J., 1975 : "The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations." *J. Atmos. Sci.*, 32, 233–242.
- et F. P. Bretherton, 1972 : "Atmospheric frontogenesis models : mathematical formulation and solution." *J. Atmos. Sci.*, 29, 11–37.
- et M. M. Coutinho, 2005 : "Moist singular vectors and the predictability of some high impact European cyclones." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 131, 581–601.
- 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 ω -equation." *Q. J. R. Meteorol. 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, 1595–1612.
- , M. E. McIntyre, et A. W. Robertson, 1985 : "On the use and significance of isentropic potential vorticity maps." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 111, 877–946.
- Hoyer, J.-M. et R. Sadourny, 1982 : "Closure modeling of fully developed baroclinic turbulence." *J. Atmos. Sci.*, 39, 707–721.
- Hsu, S. A., 1984 : "Sea-breeze-like winds accross the north wall of the Gulf Stream : an analytical model." *J. Geophys. Res.*, 89, 2025–2028.
- Hua, B. L. et D. B. Haidvogel, 1986 : "Numerical simulations of the vertical structure of quasi-geostrophic turbulence." *J. Atmos. Sci.*, 43, 2923–2936.
- Huerre, P. et P. A. Monkewitz, 1990 : "Local and global instabilities in spatially developing flows." *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 22, 473–537.
- Hurlburt, H. E. et P. J. Hogan, 2000 : "Impact of $1/8^\circ$ to $1/64^\circ$ resolution on Gulf Stream model-data comparisons in basin-scale subtropical Atlantic Ocean models." *Dyn. Atmos. Oceans*, 32, 283–329.
- Isern-Fontanet, J., B. Chapron, G. Lapeyre, et P. Klein, 2006 : "Potential use of microwave Sea surface temperatures for the estimation of ocean currents." *Geophys. Res. Lett.*, 33, L24608, doi :10.1029/2006GL027801.
- , E. Garcia-Ladona, et J. Font, 2003 : "Identification of marine eddies from altimetric maps." *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 20, 772–778.
- , G. Lapeyre, P. Klein, B. Chapron, et M. W. Hecht, 2008 : "Three-dimensional reconstruction of oceanic mesoscale currents from surface information." *J. Geophys. Res.*, 113, C09005, doi :10.1029/2007JC004692.s.
- James, I. N. et B. J. Hoskins, 1985 : "Some comparisons of atmospheric internal and boundary baroclinic instability." *J. Atmos. Sci.*, 42, 2142–2155.
- Jenkins, W. J., 1988 : "Nitrate flux into the euphotic zone near Bermuda." *Nature*, 331, 521–523.
- Jiang, W. et W. J. Gutowski, 2000 : "Moist baroclinic instability in the presence of surface-atmosphere coupling." *J. Atmos. Sci.*, 57, 2923–2935.
- Jin, X., C. Dong, J. Kurian, J. C. McWilliams, D. B. Chelton, et Z. Li, 2009 : "SST-wind interaction in coastal upwelling : Oceanic simulation with empirical coupling." *J. Phys. Oceanogr.*, 39, 2957–2970.

- Joly, A., 1995 : “The stability of steady fronts and the adjoint method : Nonmodal frontal waves.” *J. Atmos. Sci.*, 52, 3082–3108.
- et A. J. Thorpe, 1989 : “Warm and occluded fronts in two-dimensional moist baroclinic instability.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 115, 515–534.
- Ju, N., 2007 : “Dissipative 2D quasi-geostrophic equation : Local well-posedness, global regularity and similarity solutions.” *Indiana Univ. Math. J.*, 56, 187–206.
- Juckes, M., 1994 : “Quasigeostrophic dynamics of the tropopause.” *J. Atmos. Sci.*, 51, 2756–2768.
- , 1995 : “Instability of surface and upper-tropospheric shear lines.” *J. Atmos. Sci.*, 52, 3247–3262.
- Kahn, B. H. et D. M. Sinton, 2008 : “A preferred scale for warm-core instability in a nonconvective moist basic state.” *J. Atmos. Sci.*, 65, 2907–2921.
- Kerr, R. M. et G. P. Ping, 2009 : “Evidence for a mid-latitude, mesoscale downscale energy cascade from the marine boundary layer.” Submitted to *J. Atmos. Sci.*
- Kitamura, Y. et Y. Matsuda, 2006 : “The k_H^{-3} and $k_H^{-5/3}$ energy spectra in stratified turbulence.” *Geophys. Res. Lett.*, 33, L05809, doi : 10.1029/2005GL024996.
- Klein, P., A.-M. Tréguier, et B. L. Hua, 1998 : “Three-dimensional stirring of thermohaline fronts.” *J. Mar. Res.*, 56, 589–612.
- , B. L. Hua, G. Lapeyre, X. Capet, S. Le Gentil, et H. Sasaki, 2008 : “Upper ocean turbulence from high 3-D resolution simulations.” *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1748–1763.
- et ———, 1988 : “Mesoscale heterogeneity of the wind-driven mixed layer : influence of a quasigeostrophic flow.” *J. Mar. Res.*, 46, 495–525.
- et ———, 1990 : “The mesoscale variability of the sea surface temperature : an analytical and numerical model.” *J. Mar. Res.*, 48, 729–763.
- et G. Lapeyre, 2009 : “The oceanic vertical pump induced by mesoscale and submesoscale turbulence.” *Ann. Rev. Marine Sci.*, 1, 351–375.
- , J. Isern-Fontanet, G. Lapeyre, G. Rouillet, E. Danioux, B. Chapron, S. Le Gentil, et H. Sasaki, 2009 : “Diagnosis of vertical velocities in the upper ocean from high resolution Sea Surface Height.” *Geophys. Res. Lett.*, 36, L12603.
- Kleinschmidt, E., 1950a : “Über Aufbau und Entstehung von Zyklonen. I Teil.” *Met. Rundschau*, 3, 1–6.
- , 1950b : “Über Aufbau und Entstehung von Zyklonen. II Teil.” *Met. Rundschau*, 3, 54–61.
- , 1951 : “Über Aufbau und Entstehung von Zyklonen. III Teil.” *Met. Rundschau*, 4, 89–96.
- , 1957 : “Cyclones and Anticyclones.” In S. Flugge (ed.), *Dynamic Meteorology, Handbuch der Physik*, Vol. 48 pp. 112–154.
- Kuo, Y.-H., M. A. Shapiro, et E. G. Donall, 1991 : “The interaction between baroclinic and diabatic processes in a numerical simulation of a rapidly intensifying extratropical marine cyclone.” *Mon. Weather Rev.*, 119, 368–384.
- Kushnir, Y., W. A. Robinson, I. Bladé, N. M. J. Hall, S. Peng, et R. Sutton, 2002 :

- “Atmospheric GCM Response to Extratropical SST Anomalies : Synthesis and Evaluation.” *J. Climate*, 15, 2233–2256.
- Lacarra, J.-F. et O. Talagrand, 1988 : “Short-range evolution of small perturbations in a barotropic model.” *Tellus*, 40A, 81–95.
- LaCasce, J. H., 2008 : “Statistics from Lagrangian observations.” *Prog. in Oceanog.*, 77, 1–29.
- et A. Mahadevan, 2006 : “Estimating sub-surface horizontal and vertical velocities from sea surface temperature.” *J. Mar. Res.*, 64, 695–721.
- Lackmann, G. M., 2002 : “Cold-frontal potential vorticity maxima, the low-level jet, and moisture transport in extratropical cyclones.” *Mon. Weather Rev.*, 130, 59–74.
- et R. M. Yablonsky, 2004 : “The importance of the precipitation mass sink in tropical cyclones and other heavily precipitating systems.” *J. Atmos. Sci.*, 61, 1674–1692.
- Lalaurette, F., C. Fischer, et J.-P. Cammas, 1994 : “Location and interaction of upper- and lower-tropospheric adiabatic frontogenesis.” *Mon. Weather Rev.*, 122, 2004–2021.
- Lambert, S. J., 1995 : “The effect of enhanced greenhouse warming on winter cyclone frequencies and strengths.” *J. Climate*, 8, 1447–1452.
- Langland, R. H., R. L. Elsberry, et R. M. Errico, 1996 : “Adjoint sensitivity of an idealized extratropical cyclone with moist physical processes.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 122, 1891–1920.
- Lapeyre, G., 2000 : “Topologie du mélange dans un fluide turbulent géophysique.” Thèse de doctorat, Université Paris VI.
- , 2002 : “Characterization of finite-time Lyapunov exponents and vectors in two-dimensional turbulence.” *Chaos*, 12, 688–698.
- , 2009 : “What mesoscale signal does the altimeter reflect ? On the decomposition in baroclinic modes and on a surface-trapped mode.” *J. Phys. Oceanogr.*, 39, 2857–2874.
- , B. L. Hua, et B. Legras, 2001 : “Comments on ”Finding finite-time invariant manifolds in two-dimensional velocity fields”.” *Chaos*, 11, 426–430.
- et I. M. Held, 2004 : “The role of moisture in the dynamics and energetics of turbulent baroclinic eddies.” *J. Atmos. Sci.*, 61, 1693–1710.
- et P. Klein, 2006a : “Dynamics of the upper oceanic layers in terms of surface quasigeostrophy theory.” *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 165–176.
- et ———, 2006b : “Impact of the small-scale elongated filaments on the oceanic vertical pump.” *J. Mar. Res.*, 64, 935–951.
- , ———, et B. L. Hua, 1999 : “Does the tracer gradient vector align with the strain eigenvectors in 2-D turbulence ?” *Phys. Fluids A.*, 11, 3729–3737.
- , ———, et ———, 2006 : “Oceanic restratification forced by surface frontogenesis.” *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 1577–1590.
- Larichev, V. D. et I. M. Held, 1995 : “Eddy amplitudes and fluxes in a homogeneous model of fully developed baroclinic instability.” *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 2285–2297.

- Lau, N.-C., 1988 : “Variability of the observed midlatitude storm tracks to low-frequency changes in the circulation pattern.” *J. Atmos. Sci.*, 45, 2718–2743.
- Lainé, A., M. Kageyama, D. Salas-Melia, G. Ramstein, S. Planton, S. Denvil, et S. Tyteca, 2009 : “An energetics study of wintertime northern hemisphere storm tracks under 4 x CO₂ conditions in two ocean-atmosphere coupled models.” *J. Climate*, 22, 819–839.
- Le Cann, B., M. Assenbaum, J.-C. Gascard, et G. Reverdin, 2005 : “Observed mean and mesoscale upper ocean circulation in the midlatitude northeast Atlantic.” *J. Geophys. Res.*, 110, C07S05, doi :10.1029/2004JC002768.
- Le Traon, P. Y., P. Klein, B. L. Hua, et G. Dibarboure, 2008 : “Do altimeter wavenumber spectra agree with the interior or surface quasigeostrophic theory?” *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1137–1142.
- Leblanc, S., 1997 : “Stability of stagnation points in rotating flows.” *Phys. Fluids*, 9, 3566–3569.
- , 2006 : “Instabilités hydrodynamiques localisées.” Habilitation à diriger des recherches, Université de Toulon.
- Lesieur, M. et R. Sadourny, 1981 : “Satellite-sensed turbulent ocean structure.” *Nature*, 294, 673–673.
- Lévy, M., 2008 : “The modulation of biological production by oceanic mesoscale turbulence.” *Lect. Notes Phys.*, 744, 219–261.
- , P. Klein, et A.-M. Tréguier, 2001 : “Impact of sub-mesoscale physics on production and subduction of phytoplankton in an oligotrophic regime.” *J. Mar. Res.*, 59, 535–565.
- Lichtenstein, L., F. S. Godeferd, et C. Cambon, 2005 : “Nonlinear formation of structures in rotating stratified turbulence.” *J. Turbulence*, 6, 24.
- Lilly, D. K., 1983 : “Stratified turbulence and the mesoscale variability of the atmosphere.” *J. Atmos. Sci.*, 40, 749–761.
- Lilly, J. M., P. B. Rhines, F. Schott, K. Lavender, J. Lazier, U. Send, et E. D’Asaro, 2003 : “Observations of the Labrador Sea eddy field.” *Prog. in Oceanog.*, 59, 75–176.
- Lim, C. C. et A. J. Majda, 2001 : “Point vortex dynamics for coupled surface/interior QG and propagating heton clusters in models for ocean convection.” *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 94, 177–220.
- Lindborg, E., 2005 : “The effect of rotation on the mesoscale energy cascade in the free atmosphere.” *Geophys. Res. Lett.*, 32, L01809, doi :10.1029/2004GL021319.
- Lindzen, R. S. et S. Nigam, 1987 : “On the role of sea surface temperature gradients in forcing low level winds and convergence in the tropics.” *J. Atmos. Sci.*, 44, 2418–2436.
- Lopez, P., 2003 : “The inclusion of 3D prognostic cloud and precipitation variables in adjoint calculations.” *Mon. Weather Rev.*, 131, 1953–1974.
- Lunkeit, F., K. Fraedrich, et S. E. Bauer, 1998 : “Storm tracks in a warmer climate : sensitivities studies with a simplified global circulation model.” *Clim. Dyn.*, 14,

- 813–826.
- Lupo, A. R., R. J. Oglesby, et I. I. Mokhov, 1997 : “Climatological features of blocking anticyclones : a study of Northern hemisphere CCM1 model blocking events in present-day and double CO₂ concentration atmospheres.” *Clim. Dyn.*, 13, 181–195.
- Mahadevan, A., 2006 : “Modeling vertical motion at ocean fronts : Are nonhydrostatic effects relevant at submesoscales ?” *Ocean Modelling*, 14, 222–240.
- , A. Tandon, et R. Ferrari, 2010 : “Rapid changes in mixed layer stratification driven by submesoscale instabilities and winds.” *J. Geophys. Res.*, 115, C03017, doi :10.1029/2008JC005203.
- et ———, 2006 : “An analysis of mechanisms for submesoscale vertical motion at ocean fronts.” *Ocean Modelling*, 14, 241–256.
- et D. Archer, 2000 : “Modeling the impact of fronts and mesoscale circulation on the nutrient supply and biochemistry of the upper ocean.” *J. Geophys. Res.*, 105, 1209–1225.
- Mahfouf, J.-F. et B. Bilodeau, 2007 : “Adjoint sensitivity of surface precipitation to initial conditions.” *Mon. Weather Rev.*, 135, 2879–2896.
- et R. Buizza, 1996 : “On the inclusion of physical processes in linear forward and adjoint models. Impact of large-scale condensation on singular vectors.” *ECMWF Newsletter*, 72, 2–8.
- Mak, M., 1982 : “On moist quasi-geostrophic baroclinic instability.” *J. Atmos. Sci.*, 39, 2028–2037.
- , 1991 : “Influences of the Earth’s sphericity in the quasi-geostrophic theory.” *J. Met. Soc. Jap.*, 69, 497–510.
- et M. Cai, 1989 : “Local barotropic instability.” *J. Atmos. Sci.*, 46, 3289–3311.
- Mallet, I., J. P. Cammas, P. Mascart, et P. Bechtold, 1999 : “Effects of cloud diabatic heating on the early development of the FASTEX IOP17 cyclone.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 125, 3439–3467.
- Manabe, S., 1956 : “On the contribution of heat released by condensation to the change in pressure patterns.” *J. Met. Soc. Jap.*, 34, 12–24.
- Mariotti, A., B. Legras, et D. G. Dritschel, 1994 : “Vortex stripping and the erosion of coherent structures in two-dimensional flows.” *Phys. Fluids A.*, 6, 3954–3962.
- , M. Moustauoui, B. Legras, et H. Teitelbaum, 1997 : “Comparison between vertical ozone soundings and reconstructed potential vorticity maps by contour advection with surgery.” *J. Geophys. Res.*, 102, 6131–6142.
- Marshall, J. et F. Molteni, 1993 : “Towards a dynamical understanding of planetary scales flow regimes.” *J. Atmos. Sci.*, 50, 1792–1818.
- Martin, A. P., 2003 : “Phytoplankton patchiness : the role of lateral stirring and mixing.” *Prog. in Oceanog.*, 57, 125–174.
- Masumoto, Y. et T. Yamagata, 1990 : “The birth and evolution of an eastward propagating air-sea coupled disturbance in an aqua-planet.” *Meteorol. Atmos. Phys.*,

- 44, 1–9.
- Matsueda, M., 2009 : “Blocking predictability in operational medium-range ensemble forecasts.” *Sola*, 5, 113–116.
- , R. Mizuta, et S. Kusunoki, 2009 : “Future change in wintertime atmospheric blocking simulated using a 20-km-mesh atmospheric global circulation model.” *J. Geophys. Res.*, 114, D12114.
- Maze, G., F. D’Andrea, et A. Colin de Verdière, 2006 : “Low-frequency variability in the Southern Ocean region in a simplified coupled model.” *J. Geophys. Res.*, 111, C05010.
- McGillicuddy, D. J., A. R. Robinson, D. A. Siegel, H. W. Jannasch, R. Johnson, T. D. Dickey, J. McNeil, A. F. Michaels, et A. H. Knap, 1998 : “Influence of mesoscale eddies on new production in the Sargasso sea.” *Nature*, 394, 263–266.
- et ———, 1997 : “Interaction between the oceanic mesoscale and the surface mixed layer.” *Dyn. Atmos. Oceans*, 27, 549–574.
- , R. Johnson, D. A. Siegel, A. F. Michaels, N. R. Batters, et A. H. Knap, 1999 : “Mesoscale variations of biogeochemical properties in the Sargasso Sea.” *J. Geophys. Res.*, 104, 13,381–13,394.
- , V. K. Kosnyrev, J. P. Ryan, et J. A. Yoder, 2001 : “Covariation of mesoscale ocean color and sea surface temperature patterns in the Sargasso Sea.” *Deep-Sea Res.*, II 48, 1823–1836.
- McWilliams, J. C., 1984 : “The emergence of isolated coherent vortices in turbulent flow.” *J. Fluid Mech.*, 146, 21–43.
- , 1985 : “Submesoscale coherent vortices in the ocean.” *Rev. Geophys.*, 23, 165–182.
- , 1989 : “Statistical properties of decaying geostrophic turbulence.” *J. Fluid Mech.*, 198, 199–230.
- , 1990 : “Geostrophic vortices.” In “Proc. Intl. School of Physics., Enrico Fermi,” pp. 5–50.
- et G. Flierl, 1979 : “On the evolution of isolated nonlinear vortices.” *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 1155–1182.
- , M.J. Molemaker, et I. Yavneh, 2001 : “From stirring to mixing of momentum : Cascades from balanced flows to dissipation in the oceanic interior.” In “Aha Huliko’a Proceedings of University of Hawaii,” pp. 59–66.
- Merkine, L.-O., 1977 : “Convective and absolute instability of baroclinic eddies.” *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 9, 129–157.
- Michelangeli, P.-A. et R. Vautard, 1998 : “The dynamics of Euro-Atlantic blocking onsets.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 124, 1045–1070.
- 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, doi :10.1038/nature06690.
- Molemaker, J. et J. C. Mc Williams, 2005 : “Baroclinic instability and loss of balance.” *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 1505–1517.

- , J. C. McWilliams, et X. Capet, 2009 : “Balanced and Unbalanced Routes to Dissipation in an Equilibrated Eady Flow.” Submitted to *J. Fluid Mech.*
- Molteni, F., 2003 : “Atmospheric simulations using a GCM with simplified physical parametrizations. I : model climatology and variability in multi-decadal experiments.” *Clim. Dyn.*, 20, 175–191.
- Montani, A. et A. J. Thorpe, 2002 : “Mechanisms leading to singular-vector growth for FASTEX cyclones.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 128, 131–148.
- Moore, R. W. et M. T. Montgomery, 2004 : “Reexamining the dynamics of short-scale, diabatic Rossby waves and their role in midlatitude moist cyclogenesis.” *J. Atmos. Sci.*, 61, 754–768.
- et ———, 2005 : “Analysis of an idealized, three-dimensional diabatic Rossby vortex : a coherent structure of the moist baroclinic atmosphere.” *J. Atmos. Sci.*, 62, 2703–2725.
- , ———, et H. C. Davies, 2008 : “The role of a diabatic Rossby vortex in a heavy snowfall event.” *Mon. Weather Rev.*, 136, 1878–1897.
- Morize, C., F. Moisy, M. Rabaudy, et J. Sommeria, 2006 : “On the cyclone-anticyclone asymmetry in decaying rotating turbulence.” In “Conference on Turbulence and Interactions TI2006, May 29 - June 2, 2006, Porquerolles, France.”
- Morrow, R., F. Birrol, D. Griffin, et J. Sudre, 2004 : “Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies.” *Geophys. Res. Lett.*, 31, L24311, doi :10.1029/2004GL020974.
- Morss, R., C. Snyder, et R. Rotunno, 2009 : “Spectra, spatial scales, and predictability in a quasigeostrophic model.” *J. Atmos. Sci.*, 66, 3115–3130.
- Mu, M., 2000 : “Nonlinear singular vectors and nonlinear singular values.” *Sci. China (D)*, 43, 375–383.
- et Z. Zhang, 2006 : “Conditional nonlinear optimal perturbations of a two-dimensional quasigeostrophic model.” *J. Atmos. Sci.*, 63, 1587–1604.
- , L. Sun, et H. A. Dijkstra, 2004 : “The sensitivity and stability of the ocean’s thermohaline circulation to finite amplitude perturbations.” *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 2305–2315.
- , W. S. Duan, et B. Wang, 2003 : “Conditional nonlinear optimal perturbation and its applications.” *Nonlin. Processes Geophys.*, 10, 493–501.
- Muller, P., J. McWilliams, et J. Molemaker, 2005 : “Routes to dissipation in the ocean : The 2D/3D turbulence conundrum.” In H. Baumert, J. Simpson, et J. Sundermann (eds.) , *Marine Turbulence*, Cambridge University Press, pp. 397–405.
- Munk, W. et C. Wunsch, 1998 : “Abyssal recipes II : energetics of tidal and wind mixing.” *Deep-Sea Res.*, I 45, 1977–2010.
- Muraki, D. J., C. Snyder, et R. Rotunno, 1999 : “The next-order corrections to quasi-geostrophic theory.” *J. Atmos. Sci.*, 56, 1547–1560.
- Métais, O., P. Bartello, E. Garnier, J. J. Riley, et M. Lesieur, 1996 : “Inverse cascade in stably stratified rotating turbulence.” *Dyn. Atmos. Oceans*, 23, 193–203.
- Nagai, T., A. Tandon, H. Yamazaki, et M. J. Doubell, 2009 : “Evidence of enhanced

- turbulent dissipation in the frontogenetic Kuroshio Front thermocline.” *Geophys. Res. Lett.*, 36, L12609, doi :10.1029/2009GL038832.
- Nakamura, H., T. Sampe, A. Goto, W. Ohfuchi, et S.-P. Xie, 2008 : “On the importance of midlatitude oceanic frontal zones for the mean state and dominant variability in the tropospheric circulation.” *Geophys. Res. Lett.*, 35, L15709, doi :10.1029/2008GL034010.
- Nastrom, G. D. et K. S. Gage, 1985 : “A climatology of atmospheric wavenumber spectra of wind and temperature observed by commercial aircraft.” *J. Atmos. Sci.*, 42, 950–960.
- Nurser, A. J. G. et J. W. Zhang, 2000 : “Eddy-induced mixed layer shallowing and mixed layer/thermocline exchange.” *J. Geophys. Res.*, 105, 21851–21868.
- O’Gorman, P. A. et T. Schneider, 2008a : “The hydrological cycle over a wide range of climates simulated with an idealized GCM.” *J. Climate*, 21, 3815–3832.
- et ———, 2008b : “Weather-layer dynamics of baroclinic eddies and multiple jets in an idealized general circulation model.” *J. Atmos. Sci.*, 65, 524–535.
- et ———, 2009 : “The physical basis for increases in precipitation extremes in simulations of 21st-century climate change.” *Proc. Nat. Am. Soc.*, 106, 14773–14777.
- Ohfuchi, W., H. Sasaki, Y. Masumoto, et H. Nakamura, 2007 : ““Virtual” atmospheric and oceanic circulation in the Earth Simulator.” *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 88, 861–866.
- Onken, R., 1992 : “Mesoscale upwelling and density finestructure in the seasonal thermocline- a dynamical model.” *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 1257–1273.
- Oortwijn, J., 1999 : “Growth properties of optimal transition perturbations.” *J. Atmos. Sci.*, 56, 2491–2511.
- Opsteegh, J. D., R. J. Haarsma, F. M. Selten, et A. Kattenberg, 1998 : “ECBILT : a dynamic alternative to mixed boundary conditions in ocean models.” *Tellus*, 50A, 348–367.
- Orlanski, I., 2003 : “Bifurcation in eddy life cycles : implications for storm track variability.” *J. Atmos. Sci.*, 60, 993–1023.
- Orr, W. M., 1907 : “Stability or instability of the steady motions of a perfect liquid.” *Proc. R. Ir. Acad. A*, 27, 9.
- Oschlies, A., 2002 : “Improved representation of upper-ocean dynamics and mixed layer depths in a model of the North Atlantic on switching from eddy-permitting to eddy-resolving grid resolution.” *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 2277–2298.
- et V. Garçon, 1998 : “Eddy-induced enhancement of primary production in a model of the North Atlantic ocean.” *Nature*, 394, 266–269.
- Paillet, J., B. Le Cann, A. Serpette, Y. Morel, et X. Carton, 1999 : “Real-time tracking of a Galician meddy.” *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1877–1880.
- Paiva, A. M., J. T. Hargrove, E. P. Chassignet, et R. Bleck, 1999 : “Turbulent behavior of a fine mesh (1/12°) numerical simulation of the North Atlantic.” *J. Mar. Syst.*, 21, 307–320.

- Parker, D. J. et A. J. Thorpe, 1995 : “Conditional convection heating in a baroclinic atmosphere : a model of convective frontogenesis.” *J. Atmos. Sci.*, 52, 1699–1711.
- Pauluis, O. M., D. M. W. Frierson, et A. J. Majda, 2008 : “Precipitation fronts and the reflection and transmission of tropical disturbances.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 134, 913–930.
- Pavan, V., N. Hall, P. Valdes, et M. Blackburn, 1999 : “The importance of moisture distributions for the growth and energetics of midlatitude systems.” *Ann. Geophysicae*, 17, 242–256.
- Pedlosky, J., 1987 : *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer Verlag.
- Pelly, J. L. et B. J. Hoskins, 2003 : “How well does the ECMWF Ensemble Prediction System predict blocking?” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 129, 1683–1702.
- Perrot, X., J. N. Reinaud, X. Carton, et D. G. Dritschel, 2010 : “Homostrophic Vortex Interaction under External Strain, in a Coupled QG-SQG Model.” *Reg. Chaot. Dyn.*, 15, 66–83.
- Perruche, C., 2009 : “Influence de la dynamique mésoéchelle et submésoéchelle sur la compétition au sein d’un écosystème planctonique.” Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale.
- , P. Rivière, G. Lapeyre, et X. Carton, 2009 : “Effects of Surface Quasi-Geostrophic turbulence on phytoplankton competition and coexistence.” Submitted to *J. Marine. Res.*
- Petterssen, S., 1936 : “Contribution to the theory of frontogenesis.” *Geofys. Pub.*, 11, 5–27.
- Pierrehumbert, R. T., 1984 : “Local and global baroclinic instability of zonally varying flow.” *J. Atmos. Sci.*, 41, 2141–2162.
- , 2002 : “The hydrologic cycle in deep-time climate problems.” *Nature*, 419, 191–198.
- , I. M. Held, et K. L. Swanson, 1994 : “Spectra of local and nonlocal two-dimensional turbulence.” *Chaos, Solitons and Fractals*, 4, 1111–1116.
- Plant, R. S., G. C. Craig, et S. L. Gray, 2003 : “On a threefold classification of extratropical cyclogenesis.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 129, 2989–3012.
- Polvani, L. M., J. C. McWilliams, M. A. Spall, et R. Ford, 1994 : “The coherent structures of shallow-water turbulence : deformation-radius effects, cyclone/anticyclone asymmetry and gravity-wave generation.” *Chaos*, 4, 177–186.
- Posselt, D. J. et J. E. Martin, 2004 : “The effect of latent heat release on the evolution of a warm occluded thermal structure.” *Mon. Weather Rev.*, 132, 578–599.
- Praud, O., J. Sommeria, et A. M. Fincham, 2006 : “Decaying grid turbulence in a rotating stratified fluid.” *J. Fluid Mech.*, 547, 389–412.
- Rabier, F., P. Courtier, et O. Talagrand, 1992 : “An application of adjoint models to sensitivity analysis.” *Beitr. Phys. Atmos.*, 65, 177–192.
- Raymond, D. J. et H. Jiang, 1990 : “A theory for long-lived mesoscale convective systems.” *J. Atmos. Sci.*, 47, 3067–3077.
- Reynolds, C. A. et T. E. Rosmond, 2003 : “Nonlinear growth of singular-vector-based

- perturbations." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 129, 3059–3078.
- Ripa, P., 1993 : "Conservation laws for primitive equations models with inhomogeneous layers." *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 70, 85–111.
- , 1995 : "On improving a one-layer ocean model with thermodynamics." *J. Fluid Mech.*, 303, 169–201.
- Rivière, G., 2007a : "Characteristics of the Atlantic storm-track eddy activity and its relation with the North Atlantic Oscillation." *J. Atmos. Sci.*, 64, 241–266.
- , B. L. Hua, et P. Klein, 2003 : "Perturbation growth in terms of barotropic alignment properties." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 129, 2613–2636.
- et A. Joly, 2006 : "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.
- , 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." *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* in press.
- Rivière, O., 2007b : "Prévisibilité de l'écoulement atmosphérique aux échelles synoptiques : influence des non-linéarités et de l'humidité." Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- , G. Lapeyre, et O. Talagrand, 2008 : "Nonlinear generalization of singular vectors in baroclinic unstable flows." *J. Atmos. Sci.*, 65, 1896–1911.
- , ———, et ———, 2009 : "A novel technique for nonlinear sensitivity analysis : application to moist predictability." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 135, 1520–1537.
- Robinson, W. A., 2000 : "Review of WETS - The Workshop on Extra-Tropical SST anomalies." *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 81, 567–577.
- Roche, D. M., T. M. Dokken, H. Goosse, H. Renssen, et Weber, 2007 : "Climate of the Last Glacial Maximum : sensitivity studies and model-data comparison with the LOVECLIM coupled model." *Climate of the Past*, 3, 205–224.
- Rodrigo, J. L., 2004 : "The vortex patch problem for the surface quasi-geostrophic equation." *Proc. Nat. Am. Soc.*, 101, 2684–2686.
- Rotunno, R., D. J. Muraki, et C. Snyder, 2000 : "Unstable baroclinic waves beyond quasigeostrophic theory." *J. Atmos. Sci.*, 57, 3285–3295.
- et C. Snyder, 2008 : "A generalization of Lorenz's model for the predictability of flows with many scales of motion." *J. Atmos. Sci.*, 65, 1063–1076.
- , W. C. Skamarock, et C. Snyder, 1994 : "An analysis of frontogenesis in numerical simulations of baroclinic waves." *J. Atmos. Sci.*, 51, 3373–3398.
- Rudnick, D. L., 2001 : "On the skewness of vorticity in the upper ocean." *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2045–2048.
- et R. Ferrari, 1999 : "Compensation of horizontal temperature and salinity gradients in the ocean mixed layer." *Science*, 283, 526–529.
- Sahli, A. et C. Cambon, 2006 : "Advances in rapid distortion theory : From rotating shear flows to the baroclinic instability." *J. App. Mech.*, 73, 449–460.
- Salmon, R., 1978 : "Two-layer quasi-geostrophic turbulence in a simple special case."

- Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 10, 25–52.
- Samelson, R. M. et D. C. Chapman, 1995 : “Evolution of the instability of a mixed-layer front.” *J. Geophys. Res.*, 100, 6743–6759.
- Sawyer, J. S., 1956 : “The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis.” *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, A234, 346–362.
- Schecter, D. A. et T. J. Dunkerton, 2009 : “Hurricane formation in diabatic Ekman turbulence.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 135, 823–838.
- Schlosser, F. et C. Eden, 2007 : “Diagnosing the energy cascade in a model of the North Atlantic.” *Geophys. Res. Lett.*, 34, L02604, doi : 10.1029/2006GL027813.
- Schmid, P. J., 2007 : “Nonmodal stability theory.” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 39, 129–162.
- Schneider, T. et P. A. O’Gorman, 2008 : “Moist convection and the thermal stratification of the extratropical troposphere.” *J. Atmos. Sci.*, 65, 3571–3583.
- , I. M. Held, et S. T. Garner, 2003 : “Boundary effects in potential vorticity dynamics.” *J. Atmos. Sci.*, 60, 1024–140.
- , P. A. O’Gorman, et X. Levine, 2009 : “Water vapor and the dynamics of climate changes.” Submitted to *Rev. Geophys.*
- Schorghofer, N., 2000 : “Energy spectra of steady two-dimensional turbulent flows.” *Phys. Rev. E*, 61, 6572–6577.
- Scott, R. B. et F. Wang, 2005 : “Direct evidence of an oceanic inverse kinetic energy cascade from satellite altimetry.” *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 1650–1666.
- Scott, R. K., 2006 : “Local and nonlocal advection of a passive scalar.” *Phys. Fluids*, 56, 122–125.
- Shchepetkin, A. F. et J. C. McWilliams, 2003 : “A method for computing horizontal pressure-gradient force in an oceanic model with nonaligned vertical coordinate.” *J. Geophys. Res.*, 108, 3090, doi : 10.1029/2001JC001047.
- et ———, 2005 : “The Regional Oceanic Modeling System : A split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate ocean model.” *Ocean Modelling*, 9, 347–404.
- et ———, 2008 : “Computational kernel algorithms for fine-scale, multi-process, long-time oceanic simulations.” In R. Teman and J. Tribbia (eds.) , *Handbook of Numerical Analysis : Special volume : Computational Methods for the Atmosphere and the Oceans*, Elsevier Publishers : p. In press.
- Shepherd, T. G., 1983 : “Mean motions induced by baroclinic instability in a jet.” *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 27, 35–72.
- Showman, A. P., 2007 : “Numerical simulations of forced shallow-water turbulence : Effects of moist convection on the large-scale circulation of Jupiter and Saturn.” *J. Atmos. Sci.*, 64, 3132–3157.
- Shuckla, J., 1978 : “CISK-barotropic-baroclinic instability and the growth of monsoon depressions.” *J. Atmos. Sci.*, 35, 495–508.
- Siegel, A., J. B. Weiss, J. Toomre, J. C. McWilliams, P. S. Berloff, et I. Yavneh, 2001 : “Eddies and vortices in ocean basin dynamics.” *Geophys. Res. Lett.*, 28,

- 3183–3186.
- Siegel, D. A., D. J. McGillicuddy, et E. A. Fields, 1999 : “Mesoscale eddies, satellite altimetry, and new production in the Sargasso Sea.” *J. Geophys. Res.*, 104, 13,359–13,379.
- Sillman, J. et M. Croci-Maspoli, 2009 : “Present and future atmospheric blocking and its impact on European mean and extreme climate.” *Geophys. Res. Lett.*, 36, L10702.
- Smagorinsky, J., 1956 : “On the inclusion of moist baroclinic processes in numerical prediction models.” *Ber. Dtsch. Wetterdienstes*, 38, 82–88.
- Small, R. J., S. P. deSzoeke, S. P. Xie, L. O’Neil, H. Seo, Q. Song, P. Cornillon, M. Spall, et S. Minobe, 2008 : “Air-sea interaction over ocean fronts and eddies.” *Dyn. Atmos. Oceans*, 45, 274.
- Smith, K. S., 2007 : “The geography of linear baroclinic instability in Earth’s oceans.” *J. Mar. Res.*, 65, 655–683.
- et G. K. Vallis, 2001 : “The scales and equilibration of midocean eddies : freely evolving flow.” *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 554–571.
- et ———, 2002 : “The scales and equilibration of midocean eddies : Forced-dissipative flows.” *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 1699–1721.
- et R. Ferrari, 2009 : “The production and dissipation of compensated thermohaline variance by mesoscale stirring.” *J. Phys. Oceanogr.*, 39, 2477–2501.
- , G. Bocaletti, C. C. Henning, I. N. Marinov, C. Y. Tam, I. M. Held, et G. K. Vallis, 2002 : “Turbulent diffusion in the geostrophic inverse cascade.” *J. Fluid Mech.*, 469, 14–47.
- Smith, R., M. Maltrud, F. Bryan, et M. Hecht, 2000 : “Numerical simulation of the North Atlantic Ocean at $1/10^\circ$.” *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 1532–1561.
- Snyder, C. et A. Joly, 1998 : “Development of perturbations within growing baroclinic waves.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 124, 1961–1983.
- et R. S. Lindzen, 1991 : “Quasi-geostrophic wave-CISK in an unbounded baroclinic shear.” *J. Atmos. Sci.*, 48, 76–86.
- , W. C. Skamarock, et R. Rotunno, 1991 : “A comparison of primitive-equation and semigeostrophic simulations of baroclinic waves.” *J. Atmos. Sci.*, 48, 2179–2194.
- Solomon, A., 2006 : “Impact of latent heat release on polar climate.” *Geophys. Res. Lett.*, 33, L07716, doi :10.1029/2005GL025607.
- Son, S.-W. et S. Lee, 2005 : “The response of westerly jets to thermal driving in a primitive equation model.” *J. Atmos. Sci.*, 62, 3741–3757.
- Spall, M. A., 1995 : “Frontogenesis, subduction, and cross-front exchange at upper ocean fronts.” *J. Geophys. Res.*, 100, 2543–2557.
- , 1997 : “Baroclinic jets in a confluent flow.” *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1054–1071.
- Spall, S. A. et K. J. Richards, 2000 : “A numerical model of mesoscale frontal instabilities and plankton dynamics : I model formulation and initial experiments.”

- Deep-Sea Res.*, 47, 1261–1301.
- Spyksma, K. et P. Bartello, 2008 : “Predictability in wet and dry convective turbulence.” *J. Atmos. Sci.*, 65, 220–234.
- Stammer, D., 1997 : “Global characteristics of ocean variability estimated from regional TOPEX/POSEIDON altimeter measurements.” *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1743–1769.
- Stegmann, P. M. et F. Schwing, 2007 : “Demographics of mesoscale eddies in the California Current.” *Geophys. Res. Lett.*, 34, L14602, doi :10.1029/2007GL029504.
- Stephenson, D. B. et I. M. Held, 1993 : “GCM response of northern winter stationary waves and storm tracks to increasing amounts of carbon dioxide.” *J. Climate*, 6, 1859–1870.
- Stoelinga, M. T., 1996 : “A potential vorticity-based study of the role of diabatic heating and friction in a numerically simulated baroclinic cyclone.” *Mon. Weather Rev.*, 124, 849–874.
- Stone, P. H., 1978 : “Baroclinic adjustment.” *J. Atmos. Sci.*, 35, 561–571.
- Straus, D. M. et M. A. Huntley, 1994 : “Interactions between moist heating and dynamics in atmospheric predictability.” *J. Atmos. Sci.*, 51, 447–464.
- Strong, C. et G. Magnusdottir, 2008 : “Tropospheric Rossby wave breaking and the NAO/NAM.” *J. Atmos. Sci.*, 65, 2861–2876.
- Sukhatme, J. et L. M. Smith, 2008 : “Vortical and wave modes in 3D rotating stratified flows : random large-scale forcing.” *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 102, 437–455.
- et ———, 2009 : “Local and nonlocal dispersive turbulence.” *Phys. Fluids*, 21, 056603.
- Tan, Z., F. Zhang, R. Rotunno, et C. Snyder, 2004 : “Mesoscale predictability of moist baroclinic waves : Experiments with parameterized convection.” *J. Atmos. Sci.*, 61, 1794–1804.
- The Climode Group, 2009 : “The Climode Field Campaign : Observing the Cycle of Convection and Restratification over the Gulf Stream.” *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 90, 1337–1350.
- Thomas, L., 2005 : “Destruction of potential vorticity by winds.” *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 2457–2466.
- , C. M. Lee, et Y. Yoshikawa, 2010 : “The subpolar front of the Japan/East Sea. Part II : Inverse method for determining the frontal vertical circulation.” *J. Phys. Oceanogr.*, 40, 3–25.
- et R. Ferrari, 2008 : “Friction, frontogenesis, frontal instabilities and the stratification of the ocean surface mixed layer.” *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 2501–2518.
- Thompson, A. F. et W. R. Young, 2006 : “Scaling baroclinic eddy fluxes : vortices and the energy balance.” *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 720–738.
- Thorncroft, C. D., B. J. Hoskins, et M. McIntyre, 1993 : “Two paradigms of baroclinic wave life-cycle behaviour.” *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 119, 17–55.
- Tréguier, A. M., S. Theetten, E. P. Chassignet, T. Penduff, R. Smith, L. Talley, et

- J. O. Beismann and C. Boning, 2005 : "The North Atlantic subpolar gyre in four high-resolution models." *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 757–774.
- Tulloch, R. et K. S. Smith, 2006 : "A new theory for the atmospheric energy spectrum : depth-limited temperature anomalies at the tropopause." *Proc. Nat. Am. Soc.*, 103, 14690–14694.
- et ———, 2009a : "A note on the numerical representation of surface dynamics in quasigeostrophic turbulence : Application to the nonlinear Eady model."
- et ———, 2009b : "Quasigeostrophic turbulence with explicit surface dynamics : Application to the atmospheric energy spectrum." *J. Atmos. Sci.*, 66, 450–467.
- Ulbrich, U., J. G. Pinto, H. Kupfer, G. C. Leckebusch, T. Spanghel, et M. Reyers, 2008 : "Changing northern hemisphere storm tracks in an ensemble of IPCC climate change simulations." *J. Climate*, 21, 1669–1679.
- Vallis, G. K., 1996 : "Potential vorticity inversion and balanced equations of motion for rotating and stratified flows." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 122A, 291.
- , 2006 : *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*, Cambridge University Press.
- Vandermeersch, F. O., X. J. Carton, et Y. G. Morel, 2003a : "Interaction between an eddy and a zonal jet. Part I. One-and-a-half-layer model." *Dyn. Atmos. Oceans*, 36, 247–270.
- , ———, et ———, 2003b : "Interaction between an eddy and a zonal jet. Part II. Two-and-a-half-layer model." *Dyn. Atmos. Oceans*, 36, 271–296.
- Vautard, R. et B. Legras, 1988 : "On the source of midlatitude low-frequency variability. Part II : nonlinear equilibration of weather regimes." *J. Atmos. Sci.*, 45, 2845–2867.
- Viehoff, T., 1989 : "Mesoscale variability of sea surface temperature in the North Atlantic." *Int. J. Remote Sensing*, 10, 771–785.
- Waite, M. L. et P. Bartello, 2006 : "The transition from geostrophic to stratified turbulence." *J. Fluid Mech.*, 568, 89–108.
- Wang, B. et H. Rui, 1990 : "Dynamics of the coupled moist Kelvin-Rossby wave on an equatorial β -plane." *J. Atmos. Sci.*, 47, 397–413.
- Wang, D.-P., 1993 : "Model of frontogenesis : subduction and upwelling." *J. Mar. Res.*, 51, 497–513.
- Warn, T., T. G. Shepherd, O. Bokhove, et G. K. Vallis, 1995 : "Rossby number expansions, slaving principles, and balance dynamics." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 121, 723–739.
- Wernli, H., S. Dirren, M. A. Liniger, et M. Zillig, 2002 : "Dynamical aspects of the life cycle of the winter storm 'Lothar' (24–26 December 1999)." *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 128, 405–429.
- Williams, R. T., 1967 : "Atmospheric frontogenesis : A numerical experiment." *J. Atmos. Sci.*, 24, 627–641.
- et J. Plotkin, 1968 : "Quasi-geostrophic frontogenesis." *J. Atmos. Sci.*, 25, 201–206.

- Wirth, V., C. Appenzeller, et M. Juckes, 1997 : “Signatures of induced vertical air motion accompanying quasi-horizontal roll-up of stratospheric intrusions.” *Mon. Weather Rev.*, 125, 2504–2519.
- Woollings, T. J., B. J. Hoskins, M. Blackburn, et P. Berrisford, 2008 : “A new Rossby wave-breaking interpretation of the North Atlantic Oscillation.” *J. Atmos. Sci.*, 65, 605–626.
- Wu, J., 2007 : “Existence and uniqueness results for the 2-D dissipative quasi-geostrophic equation.” *Nonlinear Analysis*, 67, 3013–3036.
- Wunsch, C., 1997 : “The vertical partition of oceanic horizontal kinetic energy.” *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1770–1794.
- , 2001 : “Ocean observations and the climate forecast problem.” In R. P. Pearce (ed.), *Meteorology and the Millenium*, Academic Press, pp. 217–224.
- Wyrski, K., L. Magaard, et J. Hager, 1975 : “Eddy Energy in the Oceans.” *J. Geophys. Res.*, 81, 2641–2646.
- Yamamoto, M. et N. Hirose, 2007 : “Impact of SST reanalyzed using OGCM on weather simulation : A case of a developing cyclone in the Japan Sea area.” *Geophys. Res. Lett.*, 34, L05808, doi :10.1029/2006GL028386.
- Yavneh, I., A. F. Shchepetkin, J. C. McWilliams, et L. P. Graves, 1997 : “Multigrid Solution of Rotating, Stably Stratified Flows : The Balance Equations and Their Turbulent Dynamics.” *J. Comput. Phys.*, 136, 245–262.
- Yin, J. H., 2005 : “A consistent poleward shift of the storm tracks in simulations of 21st century climate.” *Geophys. Res. Lett.*, 32, L18701, doi :10.1029/2005GL023684.
- Young, W. R. et P. B. Rhines, 1980 : “Rossby wave action, enstrophy and energy in forced mean flows.” *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 15, 39–52.
- Zhang, D.-L. et R. Harvey, 1995 : “Enhancement of extratropical cyclogenesis by a mesoscale convective system.” *J. Atmos. Sci.*, 52, 1107–1127.
- Zhang, F., N. Bei, R. Rotunno, C. Snyder, et C. C. Epifanio, 2007 : “Mesoscale predictability of moist baroclinic waves : convection-permitting experiments and multistage error growth dynamics.” *J. Atmos. Sci.*, 64, 3579–3574.
- Zhang, S., X. Zou, J. Ahlquist, I. M. Navon, et J. G. Sela, 2000 : “Use of differentiable and nondifferentiable optimization algorithms for variational data assimilation with discontinuous cost functions.” *Mon. Weather Rev.*, 128, 4031–4044.
- Zhang, Y. et W.-C. Wang, 1997 : “Model-simulated northern winter cyclone and anticyclone activity under a greenhouse warming scenario.” *J. Climate*, 10, 1616–1634.
- Zou, X., I. M. Navon, et J. G. Sela, 1993 : “Variational data assimilation with moist threshold processes using the NMC spectral model.” *Tellus*, 45A, 370–387.