

Excitation d'ondes de gravité dans des cycles de vie d'instabilité barocline

R. Plougonven*

University of St Andrews, United Kingdom.

C. Snyder

National Center for Atmospheric Research, Boulder, U.S.A.

Résumé

Les observations montrent que les jets et les fronts constituent des sources importantes d'ondes de gravité. Toutefois, les mécanismes à l'origine de ces ondes demeurent très mal compris, ce qui empêche la représentation de ces sources d'ondes de gravité par des paramétrisations dans les Modèles de Circulation Générale de l'atmosphère. Ce problème est difficile car l'excitation de ces ondes par les jets et les fronts, c'est-à-dire par des mouvements équilibrés, se rattache à une question fondamentale et non-résolue de Dynamique des Fluides Géophysiques: la limite des modèles équilibrés tels que le modèle quasi-géostrophique.

Nous présentons ici des résultats préliminaires sur l'excitation d'ondes de gravité dans des cycles de vie idéalisés d'instabilité barocline. Ces simulations révèlent que plusieurs mécanismes dynamiques distincts jouent un rôle dans l'excitation d'ondes de gravité, et permettent d'analyser en détail ces mécanismes.

1 Motivation et contexte

Les jets et les fronts sont une source d'ondes de gravité majeure aux moyennes latitudes, mais mal comprise [FA03]. De nombreuses observations ont montré que certaines régions de l'écoulement étaient favorables à la présence d'ondes de gravité de grande échelle et de forte amplitude : les régions de sortie de jet, en amont

d'une dorsale le plus souvent [UK87], mais aussi au fond d'un thalweg [PTZ03].

L'excitation d'ondes de gravité par les jets et les fronts a été analysée dans des simulations numériques de frontogénèse bidimensionnelle [SSR93, RG96], ainsi que dans des simulations d'instabilité barocline [OD95, Zha04]. L'apparition des ondes y était liée aux régions hors-équilibre, indiquées par le nombre de Rossby lagrangien [RG96, OD95] ou par le résidu de l'équation d'équilibre nonlinéaire [Zha04].

Ainsi, comprendre l'excitation des ondes de gravité par les jets revient à comprendre comment des mouvements équilibrés (jets et fronts), excitent au cours de leur évolution des mouvements non-équilibrés. Deux récentes études analytiques ont confirmé dans des écoulements simples (cisaillement constant) la faiblesse exponentielle, prédite par l'analyse de modèles réduits, des ondes de gravité associées aux mouvements équilibrés [VY03, PMS04]. Pour faire le lien entre ces modèles théoriques et les observations, l'analyse de l'excitation des ondes de gravité dans des écoulements plus réalistes est nécessaire.

Nous présentons ici des résultats préliminaires sur l'excitation d'ondes de gravité dans des simulations de différents cycles de vie d'instabilité barocline. effectuées avec le modèle météorologique méso-échelle Weather Research and Forecast (WRF). Les conditions initiales sont obtenues de manière à être aussi équilibrées que possible. Ainsi, des ondes de gravité apparaissant au cours de l'évolution du jet ne peuvent

* Adresse : Riwal Plougonven, Mathematical Institute, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, Fife, KY16 9SS. Email: riwal@melix.org

avoir leur origine que dans la dynamique du jet (émission spontanée [FMN00]). Nous montrons que

- plusieurs mécanismes distincts, liés à l'évolution du jet ou des fronts, excitent des ondes de gravité;
- contrairement à de précédentes simulations, les ondes excitées par le jet en basse stratosphère ont leur contrepartie dans la troposphère. Ceci est en accord avec les observations [PTZ03].

2 Résultats préliminaires

Les simulations numériques sont réalisées avec le modèle méso-échelle non-hydrostatique WRF. Nous simulons le développement de l'instabilité barocline d'un jet dans un canal périodique, ayant une longueur de 4000km; la rotation est prise uniforme (plan f). Le développement de l'instabilité s'accompagne de frontogénèse à la surface et en altitude.

Le jet zonal servant de condition initiale est obtenue de manière à ne pas introduire d'ondes de gravité, et de façon à avoir une tropopause bien marquée, par inversion de la vorticité potentielle dans un plan vertical [DE91, RSS94]. Le champ de température est ensuite très faiblement perturbé pour que l'instabilité démarre. La vorticité potentielle est prise uniforme dans la stratosphère (4 PVU) et dans la troposphère (0.4 PVU).

La distribution spatiale de la vorticité potentielle étant fixée, nous pouvons jouer sur les conditions aux limites, notamment imposer un cisaillement horizontal au sol, pour influencer le cycle de vie de l'instabilité barocline et passant par exemple d'un cycle de vie cyclonique (LC2, voir [THM93]) à un cycle de vie anti-cyclonique (LC1). Nous montrons ci-dessous que les ondes de gravité excitées dans l'un et l'autre des cycles de vie diffèrent profondément.

2.1 Cycle de vie cyclonique

L'évolution de l'écoulement dans le cycle de vie cyclonique se caractérise, à la surface,

par la jonction d'un front froid et d'un front chaud, l'enroulement cyclonique d'une masse d'air chaud et son détachement vers le nord (voir Fig. 1).

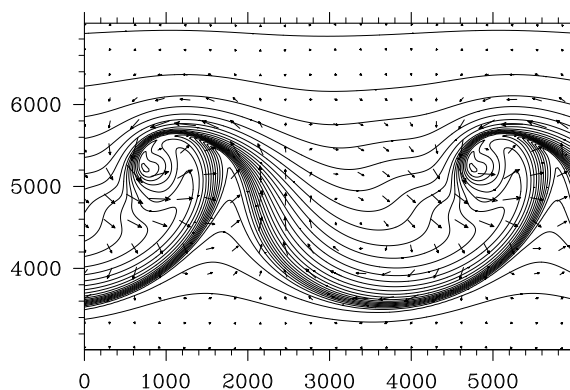


Figure 1: Coupe horizontale de la température et du vent à 80m de la surface. Ceci correspond au jour 9, 06h, de la simulation pour le cycle de vie cyclonique (résolution horizontale de 25km). Les distances sont indiquées en km: direction est-ouest en abscisse, nord-sud en ordonnée.

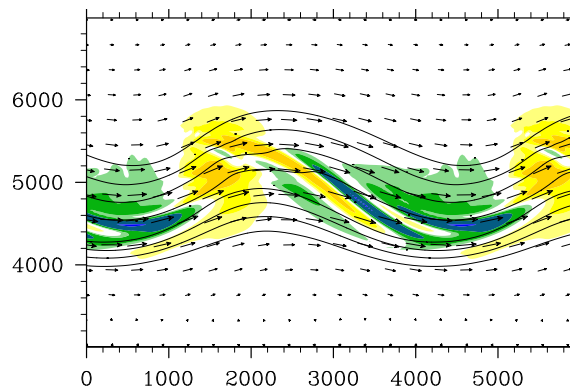


Figure 2: Coupe horizontale de la divergence du vent horizontal (en couleurs) et de l'intensité du vent (lignes tous les 5ms^{-1} à partir de 25ms^{-1}) à 10.5km d'altitude. Même jour, heure et simulation que la figure 1.

En altitude, le jet est déformé, et des rapides apparaissent dans les thalwegs, avec une région de sortie de jet en amont d'une dorsale. Pendant la phase linéaire de l'instabilité, nous reconnaissons dans le champ de divergence du vent horizontal la signature classique correspondant à

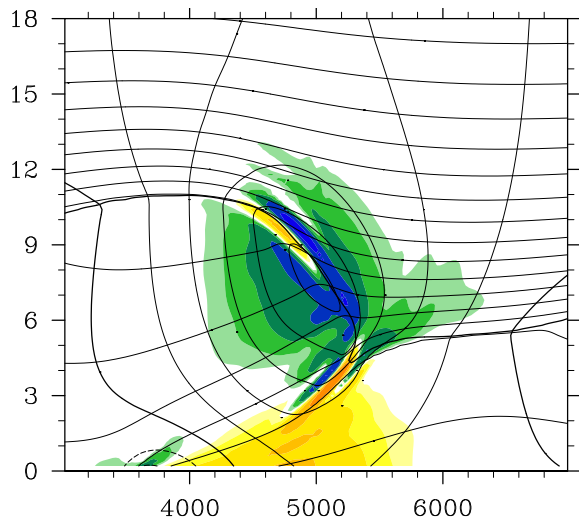


Figure 3: Coupe verticale méridienne ($x = 3400\text{km}$) de la divergence du vent horizontal, de la température potentielle et de l'intensité du vent zonal.

des vitesses verticales négatives en amont du thalweg, et positives en aval de celui-ci (par ex. [RSS94]).

Lorsque l'instabilité est dans sa phase non-linéaire, nous assistons, au niveau de la tropopause et de la basse stratosphère, à l'apparition de bandes successives de convergence et de divergence (Fig. 2), signature caractéristique d'ondes de gravité [PT03]. Des coupes verticales (Fig. 3) révèlent la présence d'un paquet d'ondes se propageant vers le haut en basse stratosphère et d'un paquet d'ondes se propageant vers le bas en troposphère, en accord avec les observations [PTZ03]. Il semble que ces ondes ont une vitesse de phase comparable à celle de l'onde barocline et soient piégées dans le jet.

2.2 Cycle de vie anticyclonique

Dans le cas du cycle de vie anticyclonique, l'évolution du champ de température à la surface est dominé par un front froid intense qui progresse vers le sud, et un large anticyclone (voir Fig. 4). Des ondes semblables à celles décrites dans le cycle de vie cyclonique sont présentes, mais plus faiblement. Le principal signal d'ondes de gravité dans ce cas correspond

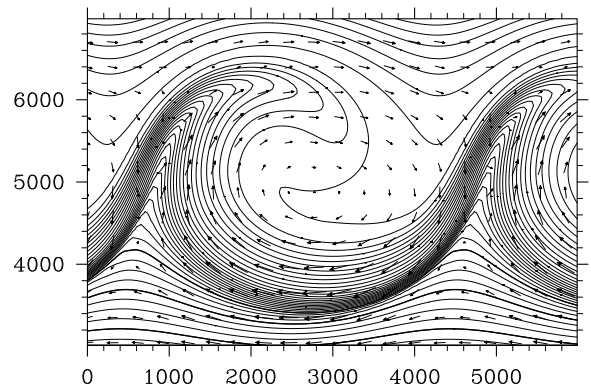


Figure 4: Comme pour la figure 1, mais pour le cycle de vie anticyclonique. La figure correspond au jour 10, 00h, de la simulation; la résolution horizontale est de 50km .

à des ondes de gravité qui diffèrent totalement des précédentes : elles apparaissent dans la troposphère, au-dessus du front froid, là où des vents d'est rencontrent le dôme d'air froid qui progresse vers le sud. Des coupes verticales de la divergence, dans la direction est-ouest, montrent clairement le lien entre l'apparition des ondes de gravité et l'avancée vers le sud du front froid (voir Fig. 5 et 6), suggérant que le front froid joue le rôle d'un relief dépendant du temps. La structure des ondes est très comparable à celle d'ondes de relief dans un écoulement cisailé (voir par exemple [Shu01]).

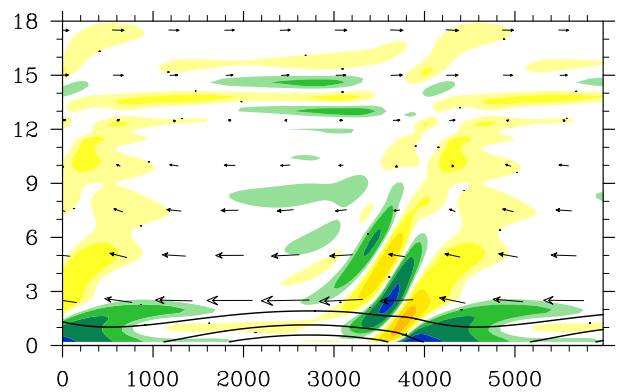


Figure 5: Coupe verticale zonale ($y = 3600\text{km}$) de la divergence et du vent zonal. Trois contours de température potentielle (330K, 335K et 340K) sont inclus pour indiquer la surface frontale qui avance vers le sud.

3 Perspectives

Ce travail est en cours, mais ces résultats préliminaires ont déjà permis de montrer que plusieurs mécanismes dynamiques d'excitation d'ondes de gravité sont actifs au niveau des jets et des fronts:

- Le premier est lié aux régions de fort cisaillement au-dessus et en-dessous du jet, et produit des ondes se propageant vers la basse stratosphère mais aussi vers la troposphère, en accord avec les observations [PTZ03].
- Le deuxième mécanisme est purement troposphérique et semble pouvoir être décrit comme un effet topographique: un front à la surface avançant dans des régions comportant des vents de surface constitue un obstacle pour ces vents.
- Enfin, les simulations comportent également près des fronts les plus intenses à la surface des ondes de gravité comparables à celles décrites par des simulations bidimensionnelles de frontogénèse [SSR93]. Nous ne les mentionnons pas ci-dessus car elles apparaissent véritablement à la limite de résolution du modèle.

L'analyse plus détaillée et plus systématique de ces simulations est en cours. Ce travail permettra de mieux comprendre ces sources d'ondes de gravité et contribuera donc au long au travaux sur les paramétrisations de ces ondes pour les modèles de circulation générale.

Remerciements Nous tenons à remercier chaleureusement Bill Skamarock, Rich Rotunno, David Muraki, Wei Wang, George Bryan pour de riches discussions et/ou pour leur aide dans l'utilisation du modèle WRF. Ce travail a bénéficié du soutien de la National Science Foundation (bourse numero 0327582).

References

[DE91] C.A. Davis and K.A. Emanuel. *J. Atmos. Sci.*, 119:1929–1953, 1991.

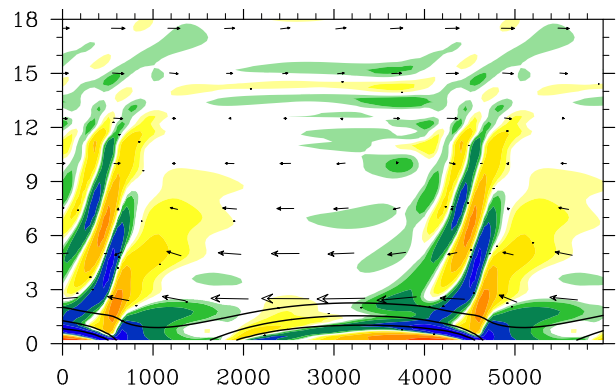


Figure 6: Comme la figure 5, mais 12 heures plus tard (jour 10, 12h).

- [FA03] D.C. Fritts and M.J. Alexander. *Reviews of Geophysics*, 41(1):1003, 2003.
- [FMN00] R. Ford, M. E. McIntyre, and W. A. Norton. *J. Atmos. Sci.*, 57:1236–1254, 2000.
- [OD95] D. O’Sullivan and T.J. Dunkerton. *J. Atmos. Sci.*, 52(21):3695–3716, 1995.
- [PMS04] R. Plougonven, D.J. Muraki, and C. Snyder. *accepted for J. Atmos. Sci.*, 2004.
- [PT03] R. Plougonven and H. Teitelbaum. *Geophys. Res. Lett.*, 30(18):1954, 2003.
- [PTZ03] R. Plougonven, H. Teitelbaum, and V. Zeitlin. *J. Geophys. Res.*, 108(D21):4686, 2003.
- [RG96] M. J. Reeder and M. Griffiths. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 122:1175–1195, 1996.
- [RSS94] R. Rotunno, C. Snyder, and W.C. Skamarock. *J. Atmos. Sci.*, 51(23):3373–3398, 1994.
- [Shu01] G. Shutts. *J. Atmos. Sci.*, 58:3293–3311, 2001.
- [SSR93] C. Snyder, W.C. Skamarock, and R. Rotunno. *J. Atmos. Sci.*, 50(18):3194–3211, 1993.
- [THM93] C.D. Thorncroft, B.J. Hoskins, and M.E. McIntyre. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 119:17–55, 1993.
- [UK87] L.W. Uccellini and S.E. Koch. *Mon. Wea. Rev.*, 115:721–729, 1987.
- [VY03] J. Vanneste and I. Yavneh. *J. Atmos. Sci.*, 61:211–223, 2003.
- [Zha04] F. Zhang. *J. Atmos. Sci.*, 61(4):440–457, 2004.