

Séparation des sources d'ondes d'inertie-gravité atmosphériques à proximité de la Cordillère des Andes

Aymeric Spiga¹

Rapport de stage de 2ème année de Master Recherche
Spécialité Océan, Atmosphère, Climat et Télédétection
Parcours Dynamique de l'Atmosphère

Sous la direction d'Hector Teitelbaum et Vladimir Zeitlin

Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS
Ecole Normale Supérieure
24, rue Lhomond, 75235 PARIS cedex 05, France

29 juin 2005

¹Contact : aymeric.spiga@m4x.org

Table des matières

1	Introduction : généralités sur les ondes d'inertie-gravité	1
2	Sources des ondes d'inertie-gravité	5
2.1	Investigation générale	5
2.2	Source agéostrophique	6
2.3	Source topographique	7
2.4	Source convective	8
2.5	Source relative au cisaillement	9
3	Techniques d'investigation des ondes d'inertie-gravité	11
4	Séparation des sources d'ondes d'inertie-gravité	14
4.1	Source agéostrophique	14
4.1.1	Bilan des sources	14
4.1.2	Analyse observationnelle	16
4.1.3	Modèle numérique méso-échelle	19
4.1.4	Conclusion	20
4.2	Source convective	20
4.2.1	Bilan des sources	20
4.2.2	Analyse observationnelle	22
4.2.3	Modèle numérique méso-échelle	23
4.2.4	Conclusion	24
4.3	Source topographique	25
4.3.1	Bilan des sources	25
4.3.2	Analyse observationnelle	26
4.3.3	Modèle numérique méso-échelle	27
4.3.4	Conclusion	29
5	Conclusion	30
A	Carte topographique	5
B	Activité des ondes de gravité de montagne : comparaison de la paramétrisation NCEP/NCAR et des résultats de WRF	7
C	Quelques climatologies NCEP/NCAR	11
D	Eléments sur l'analyse en ondelettes	13

Résumé

Les ondes d'inertie-gravité sont très fréquemment rencontrées dans l'atmosphère. Elles ont donné lieu à de très nombreuses études théoriques, numériques et observationnelles. Leur diagnostic est devenu d'une importance capitale en dynamique atmosphérique.

Plusieurs sources leur donnant naissance sont distinguées : topographie, convection, ajustement géostrophique de jets ou de systèmes frontaux, couche cisailée. L'identification des sources et des mécanismes physiques en jeu est encore sujet actuellement à controverse.

Cette étude se propose de choisir un unique lieu géographique (les régions proches de la Cordillère des Andes) pour décrire plusieurs épisodes distincts de propagation d'ondes d'inertie-gravité. Dans ces régions, l'activité des ondes d'inertie-gravité est particulièrement intense et les diverses sources leur donnant naissance sont toutes potentiellement activées. A l'aide d'un modèle numérique méso-échelle et d'observations atmosphériques diverses, nous distinguons des cas où les sources précitées sont bien séparées, et dans chacun des cas, nous mettons en évidence les ondes d'inertie-gravité émises et leurs principales caractéristiques.

Chapitre 1

Introduction : généralités sur les ondes d'inertie-gravité

Le milieu que nous considérons est l'atmosphère terrestre, considéré comme un fluide stratifié soumis à des contraintes mécaniques (majoritairement gravité et rotation) et thermodynamiques (rayonnement solaire). Des ondes diverses peuvent se propager dans ce milieu : ondes de gravité, de Rossby, de Kelvin ...

Cette étude se focalise sur les ondes d'inertie-gravité principalement. Propagatives et à divergence non nulle, ces ondes ont été observées dans toutes les couches de l'atmosphère. Dans la partie basse de la stratosphère, qui intéresse cette étude, leur longueur d'onde horizontale est de l'ordre de 100 - 1000 km, leur longueur d'onde verticale 1-10 km, et leur période quelques heures.

Les ondes d'inertie-gravité (notées OIG par la suite) résultent de forces de rappel de deux natures : force de *buoyancy*, conséquence du déplacement adiabatique des parcelles d'air, et force de Coriolis, conséquence de la rotation terrestre. Leur fréquence approche la fréquence inertielle locale $f = 2\Omega \sin \Phi$, où Ω est la vitesse angulaire terrestre et Φ la latitude du point considéré. Lorsque la fréquence est trop élevée, l'effet de la force de Coriolis est négligeable, on parle simplement d'onde de gravité (notée OG par la suite).

Nous rappelons rapidement dans ce chapitre quelques concepts utiles pour la suite.

Modèle linéaire Théoriquement, on peut étudier, dans un modèle linéaire, les OIG comme de petites perturbations u' , v' et w' d'un milieu au repos (cf *Andrews, Holton, et Leovy* [3]).

L'approximation hydrostatique est valide lorsque l'accélération verticale est négligeable par rapport à la force de gravité multipliée par la perturbation relative de densité. On peut montrer que ceci est vérifié pour la perturbation lorsque l'échelle verticale de l'onde est plus petite que l'échelle horizontale, ce qui est le cas pour les OIG.

On considère de plus que les ondes sont suffisamment confinées autour d'une certaine latitude pour pouvoir se placer dans l'approximation de plan f .

La linéarisation des relations de conservation de moment, de masse et d'énergie (cf *Holton* [17]) autour d'un écoulement moyen au repos donne :

$$\begin{aligned}u'_t - fv' + \Phi'_x &= 0 \\v'_t + fu' + \Phi'_y &= 0 \\u'_x + v'_y + \rho_0^{-1}(\rho_0 w')_z &= 0\end{aligned}$$

$$\Phi'_{zt} + N^2 w' = 0$$

La dernière équation synthétise l'équation thermodynamique et l'équilibre hydrostatique. Φ est le géopotentiel, $N^2 = g \frac{\partial \ln \theta}{\partial z}$ est le carré de la fréquence de Brunt-Väisälä, dite aussi fréquence de *buoyancy*¹, et $z = H \ln(P_r/P)$ la coordonnée logarithmique, adoptée pour toute la suite de l'étude, où P_r est la pression de référence, et H l'échelle de hauteur standard de l'atmosphère².

Puisque notre étude concerne les OIG de courte longueur d'onde verticale, nous allons considérer N constant. Ceci nous conduit à supposer que $m = 2\pi/\lambda_z$ est aussi indépendant de z .

Relations de polarisation Classiquement, on substitue dans les équations une solution type onde monochromatique de vecteur d'onde (k, l, m) et de fréquence absolue ω , assortie d'un terme rendant compte de la décroissance moyenne de densité : $(u', v', w', \Phi') = e^{z/2H} \text{Re}[(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{\Phi})e^{i(kx+ly+mz-\omega t)}]$.

Les relations de polarisation s'obtiennent alors ainsi : vitesse zonale $\hat{u} = \frac{\omega k + i l f}{\omega^2 - f^2} \hat{\Phi}$, méridionale $\hat{v} = \frac{\omega l - i k f}{\omega^2 - f^2} \hat{\Phi}$, et verticale $\hat{w} = -\frac{\omega}{N^2} (m - \frac{i}{2H}) \hat{\Phi}$.

La relation de dispersion³, qui lie les différents paramètres de l'onde, est $\omega^2 = f^2 + \frac{N^2(k^2+l^2)}{m^2 + \frac{1}{4H^2}}$.

Cas du milieu en mouvement Dans le cas où l'écoulement moyen est $\underline{U}(z) = (U_0(z), V_0(z), 0)$, la relation de dispersion ci-dessus est, dans l'approximation hydrostatique, encore valable, en remplaçant la fréquence absolue ω , calculée dans un référentiel fixé au sol, par la fréquence intrinsèque $\hat{\omega}$, calculée dans un référentiel suivant l'écoulement moyen, et obtenue par $\hat{\omega} = \omega - \underline{k} \cdot \underline{U}(z)$

Les relations de polarisation sont quant à elles modifiées de la façon suivante (cf *Moldovan et al.* [28]) : remplacement de ω par $\hat{\omega}$, ajout d'un terme $\frac{\hat{w}}{\omega^2 - f^2} (i\hat{\omega} \frac{dU_0}{dz} + f \frac{dV_0}{dz})$ dans l'équation de \hat{u} et d'un terme $\frac{i\hat{w}}{\omega^2 - f^2} (if \frac{dU_0}{dz} + \hat{\omega} \frac{dV_0}{dz})$ dans l'équation de \hat{v} .

Solutions OIG D'après la relation de dispersion, des OIG ayant une composante propagative suivant la verticale ne sont possibles que pour k, l, m réels, ce qui conduit à l'intervalle des fréquences possibles $[|f|, N]$. Dans le cas des OIG que nous considérons, nous avons même $|f| \leq |\hat{\omega}| \ll N$. De plus, on peut négliger les effets de compressibilité liés à la propagation des ondes : $m^2 \gg 1/4H^2$. Ainsi la relation de dispersion que nous utiliserons est :

$$\hat{\omega}^2 = f^2 + \frac{N^2(k^2 + l^2)}{m^2} \quad (RD)$$

En formant le rapport $\frac{\hat{u}}{\hat{v}}$ à partir des relations de polarisation, on obtient, lorsque $|\hat{\omega}| \rightarrow |f|$, le résultat $\frac{\hat{u}}{\hat{v}} = i$ pour une OIG. Dans ce cas, \hat{u} et \hat{v} tendent à être de même amplitude et en quadrature (déphasés d'un quart de cycle i.e. $\pi/2$). Il s'agit d'une signature assez pratique lorsqu'on désire repérer le passage d'une OIG.

¹ N est la fréquence des oscillations verticales d'un fluide stratifié stable, après une petite perturbation [5]. Ce paramètre de stratification est plus élevé dans la stratosphère que dans la troposphère (La température potentielle dans la stratosphère augmente plus vite avec l'altitude principalement à cause de la présence de l'ozone qui absorbe la radiation UV, émet dans l'IR, et chauffe l'atmosphère)

² Les valeurs numériques que nous prendrons sont P_r de 1000 hPa et H de 6,7 km

³ Précisons qu'il est possible de faire un raisonnement similaire conduisant à l'équation de dispersion dans un cadre non hydrostatique, voir par exemple *Fritts et Alexander* [9] : $m^2 + \frac{1}{4H^2} = \frac{(k^2+l^2)(N^2-\omega^2)}{\omega^2-f^2}$

Vitesse de groupe La relation de dispersion peut être dérivée par rapport au nombre d'onde horizontal et vertical, de façon à obtenir la relation suivante pour les composantes de la vitesse de groupe : $|c_g^z/c_g^h| = |k_h/k_z| = \frac{(\hat{\omega}^2 - f^2)^{1/2}}{N}$

Ainsi, la direction de propagation de l'énergie d'une OIG est proche de l'horizontale. De plus, dans la mesure où les OIG ont leur vitesse de groupe (dans l'approximation linéaire) perpendiculaire à la vitesse de phase, la direction de propagation de la phase d'une OIG est de fait proche de la verticale. Ainsi, les OIG peuvent se trouver à des distances horizontales de leur source très grandes, ce qui peut constituer une limitation dans le cadre de notre étude.

Il est à noter de plus que le vecteur vitesse horizontal (u', v') tourne dans le sens anticyclonique⁴ avec la hauteur pour des ondes se propageant vers le haut ($c_g^z > 0$), et dans le sens cyclonique pour des ondes se propageant vers le bas ($c_g^z < 0$). Ceci est simple à démontrer en différenciant la grandeur $\tan(\xi) = v'/u'$, représentative de l'angle entre le vecteur vitesse et l'axe des x positifs ; on obtient alors que $\text{sgn}(\frac{\partial \xi}{\partial z}) = -\text{sgn}(f c_g^z)$. Un critère équivalent dans l'hémisphère sud ($f < 0$) est le suivant : si selon les $z > 0$, u' est en avance sur v' , alors $c_g^z > 0$.

Vitesse de phase La relation de dispersion nous indique également que, pour une OIG se propageant vers le haut ($c_g^z > 0$), sa phase se propage vers le bas ($c_\phi^z < 0$). Mentionnons de plus que pour les OIG, les parcelles suivent des ellipses dans le sens anticyclonique, sur des plans perpendiculaires au vecteur d'onde (k, l, m) .

Interaction onde/écoulement moyen Les OIG n'ont pas, dans l'approximation linéaire, de signature sur le champ de vorticité potentielle (voir par exemple [5] ou [34]). Elles ont cependant un rôle dynamique non négligeable, dans la mesure où elles peuvent forcer l'écoulement moyen et la structure thermique de l'atmosphère moyenne. Pour évaluer cela, il faut r ecrire les relations de conservation de moment et de masse en moyenne zonale, et définir une moyenne eulérienne transformée ^{*} [3, 13] qui permet de rendre compte de l'effet net du forçage par l'onde. Ainsi, l'équation pour la vitesse méridionale peut se réduire à : $f \bar{v}^* = \frac{1}{\bar{p}} \frac{\partial F_x}{\partial z}$ avec $F_x = \overline{u'w'}(1 - f^2/\hat{\omega}^2)$ flux vertical de quantité de mouvement zonal (dit d'Eliassen et Palm).

Si les ondes ont une composante propagative suivant la verticale, la divergence de F_x peut être non nulle. Dans ce cas, les ondes peuvent modifier l'écoulement moyen : lorsqu'elles se dissipent (et plus généralement lorsque des effets transitoires sont en jeu), elles déposent dans cet écoulement moyen le moment et l'énergie qu'elles transportent. Par ce mécanisme, les ondes peuvent influencer la circulation générale, donner naissance à des événements météorologiques troposphériques type bandes de précipitation ou cellules convectives, ou participer au mélange atmosph erique⁵. L'expression de F_x montre que ces effets sont plus mod er es pour les OIG que pour les OG courtes.

Dissipation La dissipation des OIG est un phénomène non-linéaire. Cependant, si les amplitudes des OIG sont suffisamment faibles, il est possible de décrire ce phénomène par une interaction entre ondes linéaires et écoulement moyen. Divers mécanismes, parmi lesquels majoritairement le déferlement d'ondes et l'approche d'un niveau critique ont été propos es (voir par exemple *Moldovan et al.* [28]).

Le déferlement peut intervenir dans un écoulement moyen qui ne varie pas avec l'altitude : les ondes peuvent voir leur amplitude devenir suffisamment élevée pour qu'un tel  ev enement intervienne lors de la propagation vers le haut. L'existence de

⁴Dans le sens des aiguilles d'une montre sur l'hémisphère nord, et dans le sens inverse des aiguilles d'une montre sur l'hémisphère sud

⁵Voir pour plus de précisions *Holton* [18], *Lindzen* [22] ou *Andrews, Holton, et Leovy* [3]

niveaux critiques est par contre liée à la variation verticale des vents moyens : dans le cas des OIG, il faut prendre en compte le niveau critique classique, où vitesse de l'écoulement moyen s'équilibre avec vitesse de phase i.e. $\hat{\omega} = 0$, mais également les niveaux critiques inertiels, pour lesquels $|\hat{\omega}| = |f|$.

Les deux mécanismes précités sont identifiables par l'occurrence d'une couche de mélange (voir par exemple *Teitelbaum et al.* [42]), où le gradient de température potentielle est réduit⁶. Cela ne doit pas masquer qu'il s'agit de deux phénomènes physiques bien distincts.

⁶Des couches de mélange peuvent également intervenir dans le cas d'une instabilité de cisaillement locale ou de plis de tropopause

Chapitre 2

Sources des ondes d'inertie-gravité

Dans la mesure où de nombreux phénomènes météorologiques peuvent être appréhendés en ne gardant que l'évolution lente de l'écoulement à grande échelle, les phénomènes rapides que sont les OIG et les OG ont dans un premier temps été déclarés indésirables dans les modèles prédictifs et par conséquent filtrés, par exemple via l'approximation quasi-géostrophique [13, 17, 34].

Cependant, depuis les études pionnières de *Hines* [16], de nombreuses études théoriques, numériques ou observationnelles ont souligné l'importance des OIG et OG, et ont conduit à leur paramétrisation (donc leur retour) dans les modèles prédictifs. Les problématiques ont été diverses : caractéristiques du spectre associé¹, propagation et dissipation, sources, répartition climatologique et géographique. Nous nous concentrerons dans cette partie sur la description des sources des OIG.

2.1 Investigation générale

Fritts et Nastrom [11, 29] ont clairement identifié à l'aide de données aéronautiques, assorties d'analyses météorologiques et d'images satellite, quatre situations propices à une activité OG-OIG : topographie, nuages convectifs, systèmes frontaux, présence d'un courant jet. Ils montrent en effet que l'occurrence d'épisodes OG-OIG est corrélée à l'activation de chacune des sources précitées.

Le classement des sources de *Fritts et Nastrom* est révisable (*Fritts et Alexander* [9]), en se concentrant plus sur les effets dynamiques à l'origine des OIG que sur les structures météorologiques elles-mêmes. Exemple d'ambiguïté : la présence d'un système frontal peut être à la fois concomitante au passage d'un jet en déséquilibre géostrophique et à l'origine d'épisodes convectifs. De plus, le bilan des sources ne comportait pas les instabilités de cisaillement².

Nous considérerons donc les sources d'OIG troposphériques et stratosphériques suivantes : ajustement géostrophique d'écoulements en déséquilibre, topographie, convection, cisaillement.

¹Voir *Fritts et VanZandt* [12]

²A plus haute altitude, donc en dehors du champ de cette étude, des mécanismes d'interaction onde-onde peuvent de plus générer des OIG

2.2 Source agéostrophique

L’ajustement géostrophique est un phénomène très répandu et connu de longue date (*Blumen* [4]). Un écoulement en déséquilibre atteint un nouvel état d’équilibre géostrophique par un processus d’ajustement qui d’une part conserve la masse et la vorticité potentielle, et d’autre part conserve l’énergie, à condition de considérer une émission conjointe d’ondes³.

Un écoulement de grande échelle, par exemple un courant-jet, pouvant comporter au cours de son évolution des zones de vitesse agéostrophique très élevées est susceptible, par ce mécanisme dynamique d’ajustement, de générer des OIG.

Van Tuyl et Young [46] ont étudié l’ajustement d’un jet initialement perturbé à l’aide d’un modèle aux équations primitives à deux couches. Pour quantifier les effets des déséquilibres donnant naissance aux OIG, ils proposent de recourir au nombre de Rossby lagrangien⁴, obtenu à partir de la vitesse horizontale \underline{v}_h par $R_0 = \frac{|dv_h/dt|}{|f v_h|} = \frac{|v_h^{ag}|}{|v_h|}$. De grandes valeurs (> 0.5) de R_0 indiquent le déséquilibre quasi-géostrophique du jet, et une probable émission d’OIG en son voisinage⁵.

Les résultats de *Van Tuyl et Young* sont confirmés dans plusieurs cas réels par *Uccellini and Koch* [45], qui repèrent des OIG probablement émises à la sortie d’un jet⁶ se dirigeant vers une dorsale du géopotentiel. Ils n’affirment cependant rien sur la source dynamique de ces ondes, mentionnant simplement que l’ajustement géostrophique ou l’instabilité de cisaillement vertical de vent horizontal sont les deux mécanismes de génération les plus plausibles.

Fritts et Luo [10] proposent une étude numérique et théorique plus précise que *Van Tuyl et Young*. Ils rendent compte de l’ajustement géostrophique d’un jet axisymétrique de forme gaussienne initialement en déséquilibre. Le jet atteint au bout d’une période inertielle un nouvel état d’équilibre. Des OIG sont émises au cours de cet ajustement, les échelles caractéristiques et les fréquences de ces ondes étant imposées par l’étendue horizontale et verticale de la perturbation initiale. La direction de propagation horizontale des OIG émises est symétrique par rapport à l’axe du jet ; verticalement, l’émission se fait par contre vers le haut au-dessus du jet et vers le bas en dessous. Une simulation jumelle [26] avec une perturbation gaussienne 3D a également été réalisée. Les résultats sont similaires, à part en ce qui concerne la direction de propagation des OIG, plutôt méridionale pour des perturbations allongées zonalement (cf cas 2D), et plutôt zonale pour des perturbations allongées méridionalement.

O’Sullivan et Dunkerton ont pour leur part décrit la génération d’OIG par un jet courbé lors de l’évolution d’une onde barocline instable de grande échelle (voir figure 4.2b). En utilisant un modèle de circulation générale, sans topographie ni humidité, ils mettent en évidence la déformation de l’écoulement de haute troposphère, les accélérations agéostrophiques résultantes, et l’émission des OIG en sortie de jet par ajustement géostrophique.

³Se reporter à *Holton* [17] pour une formulation eulérienne et à *Zeitlin* [37, 48] pour une formulation lagrangienne

⁴On peut, à l’image de [36] et d’autres études, raffiner par le nombre de Rossby lagrangien normal, calculé avec la partie de la vitesse agéostrophique qui est normale au vent, de façon à éviter une sur-représentation des régions où l’écoulement est fortement courbé

⁵Dans le cadre de leur étude, ils s’attachent également à décrire les éventuels effets de cisaillement et les effets non-linéaires qui seraient en mesure de modifier la marche normale de l’ajustement géostrophique. On peut se reporter également à [34] pour cette question. De fortes variations de cisaillement sont en mesure de piéger les OIG, et ainsi empêcher l’énergie de se propager hors les régions de déséquilibre. De tels modes OIG peuvent se trouver piégés dans la partie anticyclonique du jet et atteignent parfois des fréquences subinertielles, leur paramètre de Coriolis étant modifié par la vorticité $f + \partial_x v - \partial_y u$

⁶Le terme de sortie de jet désigne la zone en amont du maximum du jet, où l’écoulement est plus faiblement accéléré

Par la suite, les études observationnelles et numériques ont confirmé ces résultats.

A l'aide de données radar et de radiosondages, *Pavelin et al.* [31] montrent un cas réel d'émission d'ondes proche des simulations de *O'Sullivan et Dunkerton*. Les OIG, de propagation verticale vers le haut, sont émises à proximité d'un jet fortement courbé⁷. *Thomas et al.* [43] ont également exhibé des épisodes OIG en sortie de jet, mais, plus conformément à *Fritts et Luo* [10], des OIG sont émises verticalement dans les deux sens.

Guest et al. [15], en utilisant des radiosondages répartis sur l'année, ont confirmé la corrélation entre des événements OIG et la présence de structures synoptiques type jet en haute troposphère / front en surface. La région de sortie du jet est une nouvelle fois mise en évidence comme sources des ondes. *Hertzog et al.* [19], *Plougonven et al.* [35, 36], en combinant différentes techniques, améliorent encore la localisation cette source, à la fois dans le cas d'un jet fortement courbé et d'un jet rectiligne à très forte accélération géostrophique.

Notons que l'évolution rapide d'une circulation frontale de surface ou proche de la tropopause (souvent associée à un jet, ce qui rend la séparation difficile) peut également donner lieu à génération d'OIG, comme le mentionnaient déjà *Uccellini et Koch* [45], et comme cela a été vérifié numériquement par *Reeder et Griffiths* [38]. La source dynamique des ondes semble être également l'ajustement géostrophique.

Le tableau ci-dessous résume les paramètres des OIG dans les études précitées. Ces dernières concordent d'ailleurs sur le fait que les OIG générées par ajustement géostrophique des écoulements troposphériques sont en général quasi monochromatiques.

Référence	Données	λ_z (km)	λ_H (km)	Période (h)	$\hat{\omega}/f$
1987 [45]	synoptique, USA		400	(abs) 1-4	
1995 [30]	GCM, Atlantique	4	600	(int) 9 (abs) 12-24	1-4
1996 [38]	modèle front 2D	3-10	500-1000	(abs) 10-20	2-7
1999 [43]	radar, Wales	2	150	(int) 6-7 (abs) 9-10	
2000 [15]	sondages, Australia	1-7	100-1000		
2001 [31]	radar + sond., Wales	2		(abs) 12-16	~ 1
2001 [19]	lidar + sond., W.Europe	2	400		1,6
2002 [28]	sond. + ECMWF, Atlan.	4-7	550		
2003 [36]	sond. + ECMWF, Atlan.	2-3	400-450	(int) 12	1-2
2003 [35]	sond. + ECMWF, UK	2-4	100-400	(int) 12	1-5
2004 [20]	sond. + modèle mésoéch.	2-3	200	(int) 6	3

2.3 Source topographique

L'ascension de l'air imposé par une perturbation orographique peut créer des perturbations de *buoyancy* dans l'écoulement proche de la surface, et donner lieu à une émission d'OG en général stationnaires, ayant λ_z de l'ordre de la dizaine de kilomètres et λ_H de l'ordre de la dizaine à la centaine de kilomètres. La structure de base de ces ondes de montagne (notées par la suite OM) est imposée par la taille et la forme de la topographie, ainsi que les profils verticaux de température, de vent et d'humidité. Leur étude spécifique est extensive dans la littérature (par exemple *Durran* [6], *Gossard et Hooke* [14], *Lott et Teitelbaum* [25], *Smith* [41]), et ne rentre pas dans le cadre de cette étude.

Contentons nous de signaler une signature utile des OM. Dans les régions que nous sommes amenés à considérer (montagnes localisées zonalement et étendues

⁷Dans leur étude comme dans les suivantes, la source topographique et la source cisaillement étaient invalidées par le choix du lieu géographique

méridionalement), une étude 2D est suffisante. Nous supposons également que l'approximation hydrostatique est vérifiée pour les OM considérées et que la Cordillère est en bonne approximation de forme gaussienne. De telles ondes se repèrent alors sur une figure dans un plan zonal-vertical par la signature linéaire classique de Queney⁸ : alternance de cellules positives / négatives de vitesse verticale et déformation des iso-températures (et des isentropes).

Lorsque les ondes entrent dans la basse stratosphère, la stabilité statique est plus grande, les vents horizontaux plus faibles, et la densité moins élevée. Ces conditions peuvent donner lieu à une augmentation de l'amplitude des OM, voire une dissipation des OM par déferlement ou atteinte d'un niveau critique⁹. Il y a alors déposition de moment et d'énergie dans l'écoulement moyen et forçage de ce dernier. On peut repérer des zones où ces événements ont éventuellement lieu là où certaines isentropes enregistrent une pente proche de la verticale, traduisant une déstabilisation convective de l'écoulement.

Scavuzzo et al. [40] avancent que ces conditions sont propices à une émission d'OIG. Dans le cas où l'OM quasi-stationnaire est de grande amplitude (voire déferle), l'équilibre géostrophique peut être localement brisé. L'écoulement répond alors par un mécanisme type ajustement géostrophique. Cette réponse est faite essentiellement d'ondes, dans la mesure où la perturbation varie très vite dans le temps et ne laisse pas à l'écoulement le temps d'atteindre un nouvel état d'équilibre. Des radiosondages de la région des Pyrénées montrent effectivement des OIG émises au-dessus et en dessous du forçage, et des simulations numériques, en utilisant un modèle proche de celui de *Fritts et Luo* (le forçage est néanmoins plus persistant et dépendant du temps), confirment ces observations. La source topographique n'a cependant pas été catégoriquement isolée, l'ajustement géostrophique dans des structures frontales dans la région considérée n'étant pas à exclure.

D'autres mécanismes de réémission d'ondes secondaires à partir d'une OM primaire ont également été évoqués, faisant appel majoritairement à des effets non-linéaires que nous ne détaillerons pas ici. Les ondes émises dans ce cas sont plutôt des OG de grande fréquence (voir *Satomura et Sato* [39]).

2.4 Source convective

La source convective des OIG est assez complexe. Si elle est identifiée de longue date, les études observationnelles et numériques qui lui sont spécifiquement dédiées sont récentes.

Des études ont clairement montré la corrélation entre l'activité des ondes et la convection profonde. *Tsuda et al.* [44] repèrent par une méthode d'occultation l'activité des OG-OIG de λ_z entre 2 et 10 km, et trouvent dans la zone intertropicale 30N-30S une intensification de l'activité des OIG dans les régions de convection active¹⁰.

De nombreux radiosondages dans une région de l'Océan Indien éloignée de toute topographie, et susceptible d'être le lieu d'une intense convection, sont considérés dans l'étude de *Vincent et Alexander* [47]. Ils trouvent des OIG se propageant vers le haut dans la basse stratosphère, de $\lambda_z \sim 2$ km, de fréquence intrinsèque 2 à 3 fois

⁸ Donnée par la figure p 141 de [41], correctement reproduite par notre modèle méso-échelle, figure 4.13b

⁹ Ceci arrive typiquement lorsque la hauteur de montagne ne peut être négligée par rapport à la longueur d'onde verticale de l'OM, donnée par $2\pi U/N$ pour une onde stationnaire linéaire hydrostatique

¹⁰ Dans toutes ces études globales où l'activité des OIG est reliée aux sources potentielles, il convient d'être prudent (cf *Alexander* [1]) car les variations spatiales et saisonnières de l'activité des OIG doivent plus aux variations correspondantes des champs moyens de l'atmosphère (vent principalement) qu'aux variations dans l'activité des différentes sources

la fréquence inertielle (période de 20 à 25 heures), et de λ_H compris entre 200 et 2000 km. Conjointement, par une étude numérique [2], ils désignent la convection profonde (d'étendue synoptique et de mouvements lents) comme étant la source de ces ondes, probablement émises à haute altitude à proximité de la tropopause. Les résultats de *Vincent et Alexander* sont en accord avec d'autres études dans des régions similaires de l'hémisphère Sud sièges d'intense activité convective; les longueurs d'ondes horizontales constatées avoisinent parfois plusieurs milliers de kilomètres. D'autres jeux de données, par exemple aéronautiques, ont également mis en évidence dans ces régions des épisodes corrélés à une intense convection, ayant des longueurs d'onde plus courtes, et des fréquences plus élevées.

La source convective génère donc des OIG-OG de paramètres (longueurs d'onde, fréquences) très divers, contrairement à l'ajustement géostrophique qui sélectionne surtout des OIG de fréquence assez faible. Ceci peut se comprendre par la grande variété des structures convectives : colonnes isolées, amas organisé de cellules convectives, système dynamique couplé OIG-cellules convectives, mais également par la diversité des mécanismes de perturbation de buoyancy à l'origine de ces ondes. On compte principalement trois mécanismes que nous décrirons très succinctement.

En l'absence de cisaillement, le forçage thermique conséquent au dégagement de chaleur latente est à l'origine d'ondes de gravité de λ_z comparable à l'étendue verticale du chauffage latent. *Piani et al.* [33] détectent ainsi dans leur modèle méso-échelle des ondes de basse stratosphère telles que λ_z est 4-7 km, mais les valeurs de λ_z peuvent être plus élevées encore (*McLandress et al.* [27]). Les ondes émises, isotropes, sont souvent de fréquence élevée (dans l'exemple précité, $\lambda_H \sim 40km$ et $T \sim 35 min$).

Dans certains cas, les ondes peuvent être émises par interaction entre la colonne convective et une couche cisailée stable située au-dessus. Par analogie avec la formation d'OM¹¹, on parle d'effet "d'obstacle" ou "topographique". *Pfister et al.* [32] ont exhibé des preuves observationnelles d'une telle génération dans la basse stratosphère, et en modélisant de différentes façons la "topographie" variable de la cellule convective au cours du temps, ont obtenu un spectre possible des OG-OIG émises : λ_H entre 20 et 8000 km, période entre 10 minutes et 64 heures. Les amplitudes des ondes sont plus élevées que dans le cas thermique simple, et l'onde n'est plus isotrope. Les OIG de l'étude précitée de *Vincent et Alexander* semblent également dues à un mécanisme de type "effet d'obstacle". *Teitelbaum et al.* [42] mettent également en évidence ces ondes, ainsi que l'occurrence d'un niveau critique à la tropopause et la formation d'une couche de mélange.

Un troisième mécanisme peut entrer en jeu et générer des ondes, par des mouvements oscillants d'une source localisée de moment. Nommé "oscillateur mécanique", ce mécanisme est principalement à la source d'OG de très haute fréquence (*Fovell et al.* [7], *Lane et al.* [21]).

2.5 Source relative au cisaillement

Nous avons vu ci-dessus que la présence d'un cisaillement pouvait influencer la génération d'OG-OIG par la convection. La génération d'ondes par une couche de cisaillement peut cependant se faire dans des circonstances plus générales. Elle est reliée à l'apparition d'instabilités de Kelvin-Helmholtz dans la couche cisailée (*Fritts* [8], *Lott et al.* [24]).

La stabilité d'une couche cisailée est donnée [14] par le nombre de Richardson $Ri = N^2/(u_z^2 + v_z^2)$. Le critère de Miles-Howard nous indique que Ri supérieur à 1/4 est une condition suffisante de stabilité. Un profil vertical de Ri peut nous indiquer,

¹¹En ce sens qu'une modification par l'obstacle de la forme des isentropes, perturbe par en bas une couche stable en mouvement au dessus de l'obstacle

si les valeurs descendent en deçà de $1/4$, le caractère potentiellement instable (donc potentiellement émetteur d'OG-OIG) des couches cisillées. Cependant, de telles réductions de stabilité peuvent être induites par la propagation d'OG-OIG émises par une autre source (*Pavelin et al.* [31], *Lane et al.* [20]). De plus, *Lott* [23] montre qu'une propagation d'OG-OIG est même envisageable dans le cas d'une couche stratifiée stable faiblement perturbée¹².

Pour notre part, au vu de ces difficultés, nous considérerons que l'émission par une couche cisillée est une possibilité à ne pas rejeter, mais nous ne tenterons pas un diagnostic en détail.

¹²C'est d'ailleurs l'une des justifications théoriques de l'effet d'obstacle mentionné à la section précédente

Chapitre 3

Techniques d'investigation des ondes d'inertie-gravité

Nous avons vu au chapitre précédent les progrès du diagnostic des OIG et de leurs sources. Ces avancées ont été permises par le développement de techniques appropriées, qu'elles soient observationnelles (radiosondages, télédétection, occultation satellite, mesures aéronautiques, utilisation de radar et/ou lidar) ou numériques (réanalyses de champs météorologiques, modèles de circulation générale, modèles méso-échelle, modèles idéalisés, modèles de suivi des trajectoires des parcelles fluides).

Dans ce chapitre, nous donnons quelques détails sur les techniques utilisées dans notre étude.

Radiosondages L'utilisation des profils de température et de vent horizontaux relevés par radio-sondage¹ est appropriée pour la détection jusqu'à 30 km d'épisodes d'OIG de courte longueur d'onde verticale. Les données sont abondantes et réparties sur tout le globe, et leur utilisation est aisée et fructueuse (elles sont acquises de façon routinière par les stations météorologiques). Les radiosondages exploités ici comportaient entre 60 et 100 points selon la verticale.

Le problème principal de ces données est que le lancer de radiosondes est d'une fréquence très faible (un à deux par jour). De plus, les aléas de ces lancers donnent certains jours des données parcellaires, d'une résolution verticale peu satisfaisante, voire absentes. Néanmoins, les nombreuses études précitées montrent l'efficacité des radiosondages pour l'investigation des OIG.

Pour notre part, à partir du jeu de données brutes, que l'on choisit d'une hauteur maximale et d'une résolution suffisantes, nous obtenons par spline cubique un premier profil interpolé (de vent, de température), comportant des points régulièrement espacés de 100m.

Ce profil est ensuite filtré afin de séparer le champ de vent horizontal en une composante moyenne (partie variant lentement suivant la verticale) et une perturbation, supposée constituée en majorité par le signal des OIG. Le filtre² passe-bande

¹Les données sont disponibles en ligne à l'adresse <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>

²Le filtre est non-récurif, de façon à conserver de manière robuste les informations sur la phase, et utilise une fenêtre Kaiser, permettant d'éviter l'apparition d'artefacts non physiques par effet de Gibbs. Les détails sont en annexe de [40]. Des fits polynomiaux (de degré 4 ou 5) du signal spliné peuvent également être obtenus par la méthode des moindres carrés. Ceci fournit une méthode alternative pour extraire la composante moyenne, qui fournit des résultats assez similaires au filtre. Notons que le filtre n'est pas parfait : si le jet d'altitude ou une inversion de vent sont trop puissants, ils ne seront pas filtrés

appliqué permet d'isoler une fenêtre entre 1,5 et 8 km ³.

Téledétection L'utilisation de cette technique est assez rudimentaire dans notre cas. Elle nous sert principalement à repérer des événements convectifs. Nous utilisons des images satellites dans le canal IR du satellite NOAA/DMSP⁴ pour un premier diagnostic, où nous repérons les masses nuageuses. Des masses blanches sont d'une température éloignée de celle du sol, et peuvent représenter des événements convectifs suffisamment hauts et intenses pour être la source d'OIG. En complément, si les données le permettent, nous tirons des cartes de température au sommet des nuages à partir de données de la sonde MODIS embarquée sur le satellite TERRA, ou encore celles du satellite GOES.

Champs météorologiques réanalysés

ECMWF Nous utilisons les champs météorologiques (vitesse, température, géopotential, divergence, vorticité) tirés de l'ECMWF pour décrire la situation synoptique. Cette dernière nous donne principalement des informations sur la source géostrophique des OIG. Les réanalyses ECMWF sont fiables et font autorité. La résolution horizontale est de 100 km, et le modèle comporte 60 niveaux verticaux jusque 1 hPa.

Il est parfois possible de directement repérer le passage d'une OIG dans les champs ECMWF⁵. Le champ de divergence de vitesse horizontale peut servir à isoler les OIG de l'écoulement de grande échelle quasi-géostrophique, en exploitant leur nature divergente. Une alternance de zones de convergence et de divergence est caractéristique du passage d'une onde, éventuellement une OIG. De tels motifs sont malheureusement parfois difficiles à extraire du champ de divergence, pouvant rendre compte de nombreux autres effets ag ostrophiques.

NCEP-NCAR Les données des r -analyses NCEP-NCAR sont d'une moins bonne acuité que les données ECMWF, mais leur accessibilité est ais e⁶. Elles permettent de vérifier les tendances d gag es dans les champs ECMWF.

Ces données nous ont été utiles pour tirer des climatologies de paramètres caractérisant l'activation des différentes sources des OIG. Ainsi, pour la source topographique nous avons utilisé le paramètre U-GWD ("gravity-wave zonal drag", qui représente peu ou prou l'activité des ondes de montagne⁷), pour la source agéostrophique (jet) le vent et la vorticité en altitude (11-13 km), et pour la source convective le taux de précipitation convective (bien que ce dernier paramètre ne rende pas forcément compte de tous les épisodes convectifs). Ces climatologies (voir en annexe) nous ont permis de choisir des jours pertinents pour illustrer les cas de source isol e que nous voulions exhiber, en évitant d'avoir recours soit au hasard, soit à une démarche coûteuse en temps.

³Parfois, lorsque la longueur d'onde trouv e était proche de 1,5 km, nous avons étendu le filtre à 500 m de façon à vérifier que les oscillations exhib es n'étaient pas un artefact de la limite basse du filtre.

⁴Ces données sont disponibles en ligne à l'adresse <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>

⁵Des réserves sont émettre concernant cette méthode si l'épisode OIG est de longueurs d'onde proches des limites de résolution des champs ECMWF. Par contre, les réserves émises sur le fait que les OIG sont artificiellement cr ees par le procédé d'assimilation de l'ECMWF ne semblent pas résister à l'analyse (voir [35])

⁶Disponibles en ligne <http://iridl.ldeo.columbia.edu/SOURCES/.NOAA/.NCEP-NCAR/.CDAS-1/>, pour plus de précisions voir Kalnay et al. 1996 "The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project," Bulletin of the American Meteorological Society.

⁷Il s'agit d'un paramètre, défini pour une maille de modèle à grande échelle, qui évalue le flux de moment d  aux effets de la topographie sous-maille, en prenant en compte le vent, la distribution orographique, et des paramètres rendant compte des effets non-linéaires (déferlement, cisaillement, niveaux critiques)

WRF Le modèle WRF (Weather Research and Forecasting⁸) est un modèle méso-échelle récemment développé, complet et puissant. Le noyau dynamique du modèle est basé sur une résolution eulérienne des équations compressibles complètes, dans un cadre non-hydrostatique. WRF comporte de plus un système d'assimilation variationnel 3D. Il est valable pour des simulations allant du mètre au millier de kilomètres. Il est encore en cours de développement, et inclut les dernières avancées physiques, numériques et d'assimilation de données.

Nous avons lancé des simulations WRF tri-dimensionnelles sur un domaine carré (2000 km par 2000 km) centré sur le point considéré (celui pour lequel nous disposions de radiosondages corrects). La résolution spatiale (horizontale) est de 20 km, et nous avons choisi une grille verticale à 77 niveaux de pression, espacés à peu près régulièrement en altitude entre 1000hPa et 10 hPa, ce qui assure une résolution verticale de 400m. Les simulations étaient contraintes toutes les six heures par les données synoptiques de l'ECMWF. Nous avons lancé des simulations de 30 heures, avec des bornes temporelles de part et d'autre de la date que nous voulions étudier.

Un test de cohérence entre WRF et NCEP/NCAR pour le diagnostic des ondes de montagne est présenté en annexe. Il se révèle très satisfaisant.

Analyse en ondelettes Il nous a été utile d'utiliser ce type d'analyse spectrale sur les profils verticaux splinés, afin de repérer un peu mieux la longueur d'onde verticale dominante. Des détails sont en annexe.

⁸Site dédié <http://www.wrf-model.org/index.php>

Chapitre 4

Séparation des sources d'ondes d'inertie-gravité

Le cadre de notre étude est défini à proximité de la Cordillère des Andes. Toutes les sources d'OIG mentionnées au chapitre 2 sont susceptibles d'être actives.

Notre objectif est pour cette région de séparer clairement les effets des différentes sources et de tenter de caractériser les OIG émises. Les techniques décrites au chapitre 3 sont utilisées.

Des radiosondages de bonne qualité sont disponibles pour Santo Domingo latitude 33.65S, longitude 71.61W, et Salta Aero latitude 24.85S, longitude 65.48W.

Nous avons isolé trois cas où les données des radiosondages sont propices au repérage des OIG, et où l'analyse des sources distingue une unique source probable des OIG. Les références de ces cas sont consignées dans le tableau ci-dessous :

Source isolée	Région	Date	$ f $ ($10^{-5} s^{-1}$)	$T_{inertielle}(h)$
Agéostrophique	Sto Domingo	13 fev 2003 12hUTC	8,1	21,6
Convective	Salta	08 fev 2005 12hUTC	6,1	28,6
Topographique	Salta	20 oct 2002 12hUTC	6,1	28,6

Pour chacun des cas, le plan d'étude est le suivant : analyse des sources, étude observationnelle à l'aide des radiosondages, étude numérique à l'aide de WRF.

4.1 Source agéostrophique

4.1.1 Bilan des sources

Situation synoptique Les cartes ECMWF dénotent de très forts vents en altitude, aux environs de 10-13 km, non loin de Santo Domingo. La présence d'un jet est confirmée par la carte de vorticité potentielle 4.1a : de forts gradients de VP sont repérables à l'endroit des vents forts. Nous notons de surcroît que le jet subit une courbure conséquente au centre du continent sud-américain.

Les cartes de Rossby lagrangien¹ montrent que le jet se trouve en déséquilibre géostrophique sur une zone assez étendue à 35S-38S. A cet endroit, le jet est susceptible d'émettre des OIG par ajustement géostrophique. La zone rep r e à 28S correspond au maximum de la norme du vent agéostrophique (carte non reproduite ici), i.e. la zone de plus forte courbure du jet.

¹Notre jet n'est pas d'une courbure très marqu e, par conséquent le raffinement par le Rossby Lagrangien normal n'est pas nécessaire

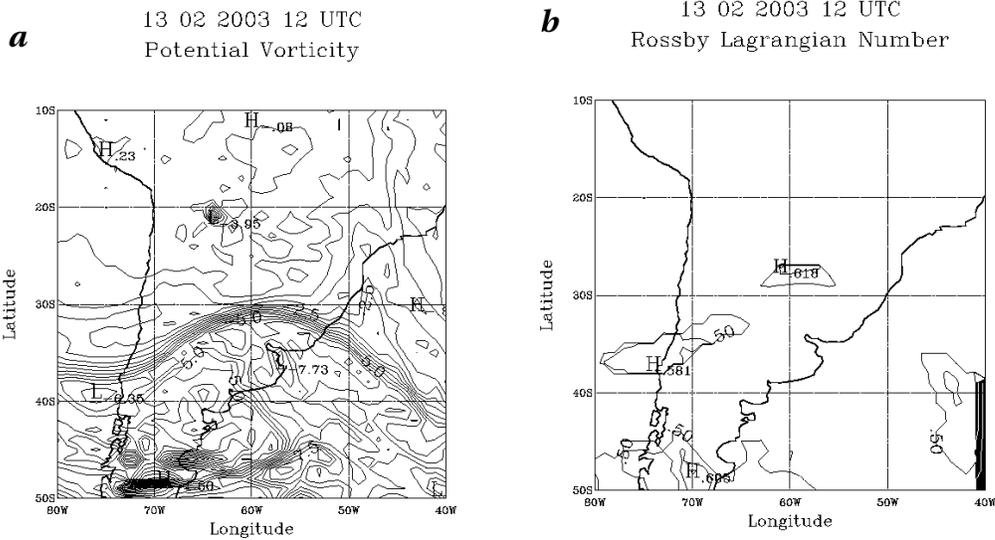


FIG. 4.1 – Cartes ECMWF à 13km d'altitude (a) Vorticité potentielle (b) Nombre de Rossby lagrangien pour des vents supérieurs à 30 m/s (Paramètre de déséquilibre du jet, valeurs supérieures à 0.5)

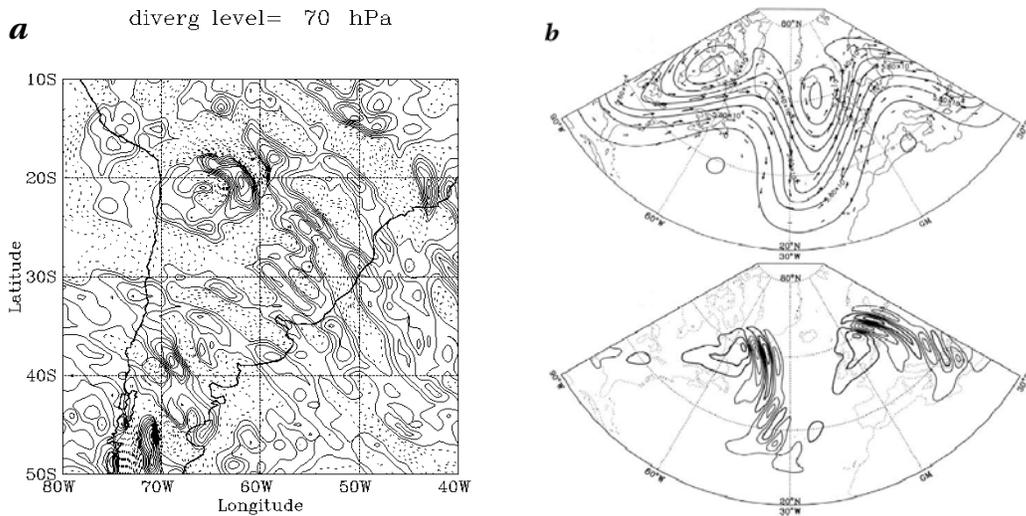


FIG. 4.2 – (a) Carte ECMWF de divergence/convergence du vent à 70 hPa (traits pleins/trait pointillés) (b) Géopotential à 500 hPa et Divergence horizontale à 130 hPa, tiré des simulations de O'Sullivan et Dunkerton [30]

Nous cherchons ensuite la trace de l'onde dans les cartes de divergence horizontale du vent de l'ECMWF (figure 4.2a). A 70 hPa (environ 18 km), il se dégage des motifs clairs alternés convergence/divergence qui semblent dénoter le passage d'une onde (voir dans la case 30S/40S-70W/80W). Les ondes apparaissent à la sortie du jet courbé, dans une configuration similaire aux événements décrits par O'Sullivan et Dunkerton [30] (figure 4.2b, voir également les figures de [35]).

En utilisant les motifs divergence/convergence, on peut évaluer la longueur d'onde horizontale² par tracé des lignes de phase sur les motifs repérés, et mesure

²L'arrondi que nous avons adopté tient compte de la résolution de 100 km, il est illusoire de

de la distance entre celles-ci. Par exemple, pour le motif à l'Est de Santo Domingo (33S,65W), $\lambda_H \sim 400 \text{ km}$. Cette valeur est assez typique d'une OIG, et de plus comparable à l'échelle horizontale de variation des vitesses sur le flanc du jet.

Dans le cas considéré, une émission d'ondes d'inertie-gravité semble donc avérée au voisinage d'un jet d'altitude en situation de déséquilibre géostrophique, qui est très probablement la source de cette émission.

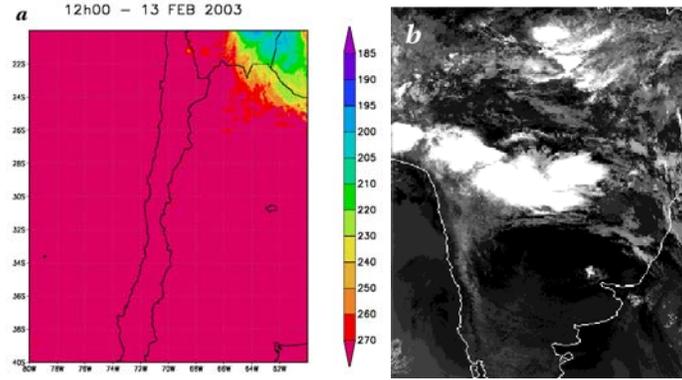


FIG. 4.3 – *Données Satellites (a) Carte GOES T_{top} à 12h00UTC (b) Image DMSP IR à 10h02 UTC*

Situation convective La figure 4.3a ne montre pas d'épisode convectif à proximité de Santo Domingo à 12h, dans la mesure où partout $T_{top} = T_{sol}$. Non reproduites ici, les mêmes cartes GOES dans le courant de la matinée montrent une situation similaire, exempte de zones convectives. Si tant est de se convaincre un peu plus, l'image satellite NOAA/DMSP en 4.3b confirme ce diagnostic. La source convective d'OIG est donc exclue.

Influence de la topographie Avec la carte 4.4a, au lieu considéré, l'activité des ondes de montagne semble inexistante. La simulation WRF, plus précise, montre par 4.4b que la situation autour de Santo Domingo est effectivement exempte d'OM (les iso-températures ne sont pas déformées, comparer avec 4.13b). Ceci est valable à 12h, mais également à 9h (figure non reproduite). Tout concorde donc pour exclure la source topographique d'ondes de gravité inertielles.

4.1.2 Analyse observationnelle

Mise en évidence de l'épisode OIG Les données de radiosondage (station de Santo Domingo, proche de la région de sortie du jet) sont disponibles pour 82 altitudes réparties à peu près équitablement de 0 à 27 km.

Le jet mis en évidence sur les cartes ECMWF se retrouve évidemment dans les profils verticaux de vitesse (figure 4.5a). Le maximum de vitesse se situe à 11 km. Remarquons de petites fluctuations (autour du profil moyen) au dessus et en dessous du jet, qui semblent traduire la propagation d'une onde.

Sur la figure 4.5b, la signature d'une OIG (u' et v' tendent à être de même amplitude et en quadrature) se révèle assez claire, que l'on soit au-dessus (entre 13 et 24 km) ou en-dessous (entre 9 et 4 km) du jet. De plus, au dessus de 13 km, u' est en avance sur v' , et en dessous de 9 km, en retard sur v' , selon les $z > 0$. Dans

vouloir reproduire plus de chiffres significatifs

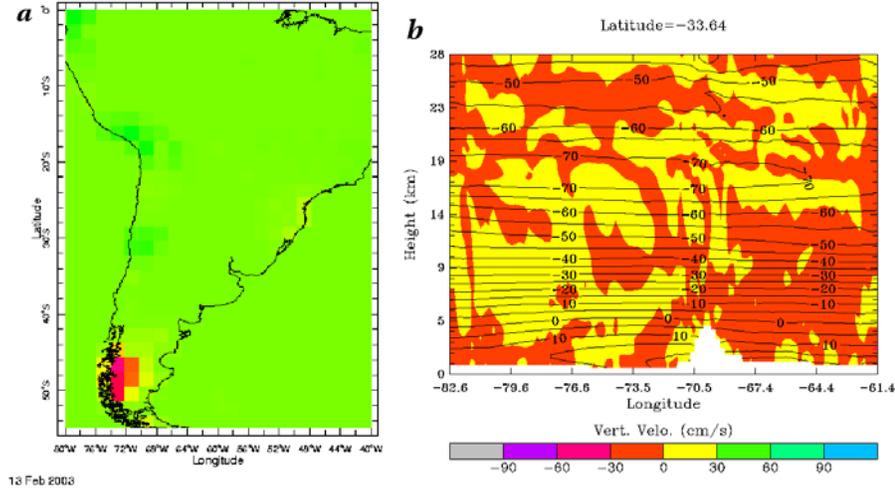


FIG. 4.4 – *Activité des ondes de montagne (a) Ré-analyses NCEP/NCAR : Carte de forçage zonal par les ondes de montagne, une zone verte dénote un forçage nul, une zone jaune un forçage modéré, et une zone rouge un forçage élevé. (b) Simulation WRF : Coupe méridionale, à la latitude de Salta, de la vitesse verticale et des isothermes*

l'hémisphère sud, ceci dénote respectivement une propagation vers le haut ($c_g^z > 0$) et une propagation vers le bas ($c_g^z < 0$).

Tous ces éléments concourent à montrer que le jet en déséquilibre aux alentours de 11-13 km émet des ondes d'inertie-gravité (lors de son réajustement géostrophique) vers le sommet de l'atmosphère et vers le sol.

L'évaluation de la longueur d'onde verticale en utilisant 4.5b est un peu ambiguë. Hâtivement, on pourrait penser que λ_z est de l'ordre de 3,5 - 4 km (distance crête à crête du signal u'). Le signal v' montre une situation plus nuancée, où la longueur d'onde est plus proche de 1,5 - 2 km.

Pour lever cette ambiguïté, remarquons que l'analyse en ondelette 4.5c sur le signal³ v rend plutôt compte d'un λ_z de 1,5 km lorsqu'on s'approche de 20 km, et 1,8 km (valeur adoptée par la suite) lorsqu'on s'approche de 15 km.

Entre 14 et 20 km sur la figure 4.5c la longueur d'onde diminue donc avec l'altitude ; c'est une signature classique d'une OIG générée plus bas et approchant en se propageant vers le haut un niveau critique [28]. La relation de dispersion nous indique que si $|m|$ augmente avec l'altitude, $\hat{\omega}$ diminue. En supposant que cette diminution soit principalement due à la variation du vent moyen zonal avec l'altitude (et pas de la fréquence absolue), et étant donné que le vent moyen augmente vers l'ouest à partir du niveau supposé d'émission⁴ (vers 12-13 km), ceci implique que l'onde se déplace vers l'ouest ($k < 0$). La propagation de l'OIG est par conséquent vers le sud-ouest (d'après l'orientation des motifs sur 4.2a). Notons que nous devons vérifier numériquement que⁵ $\omega > \hat{\omega}$.

Evaluation des paramètres de l'OIG En rapprochant les résultats du radiosondage et les résultats de l'ECMWF, on dispose de tous les éléments pour calculer

³Moins pollué par le jet, donc préféré à u

⁴Les vitesses doivent être initialisées à la valeur au niveau d'émission si l'on veut pouvoir raisonner correctement

⁵Le signe de $\underline{k} \cdot \underline{U} \sim k \underline{e}_x \cdot \underline{U}$ est positif, car k est négatif, mais $\underline{e}_x \cdot \underline{U}$ également, en plaçant le zéro des vitesses au niveau supposé d'émission des ondes (\underline{e}_x vecteur unitaire zonal vers l'Est)

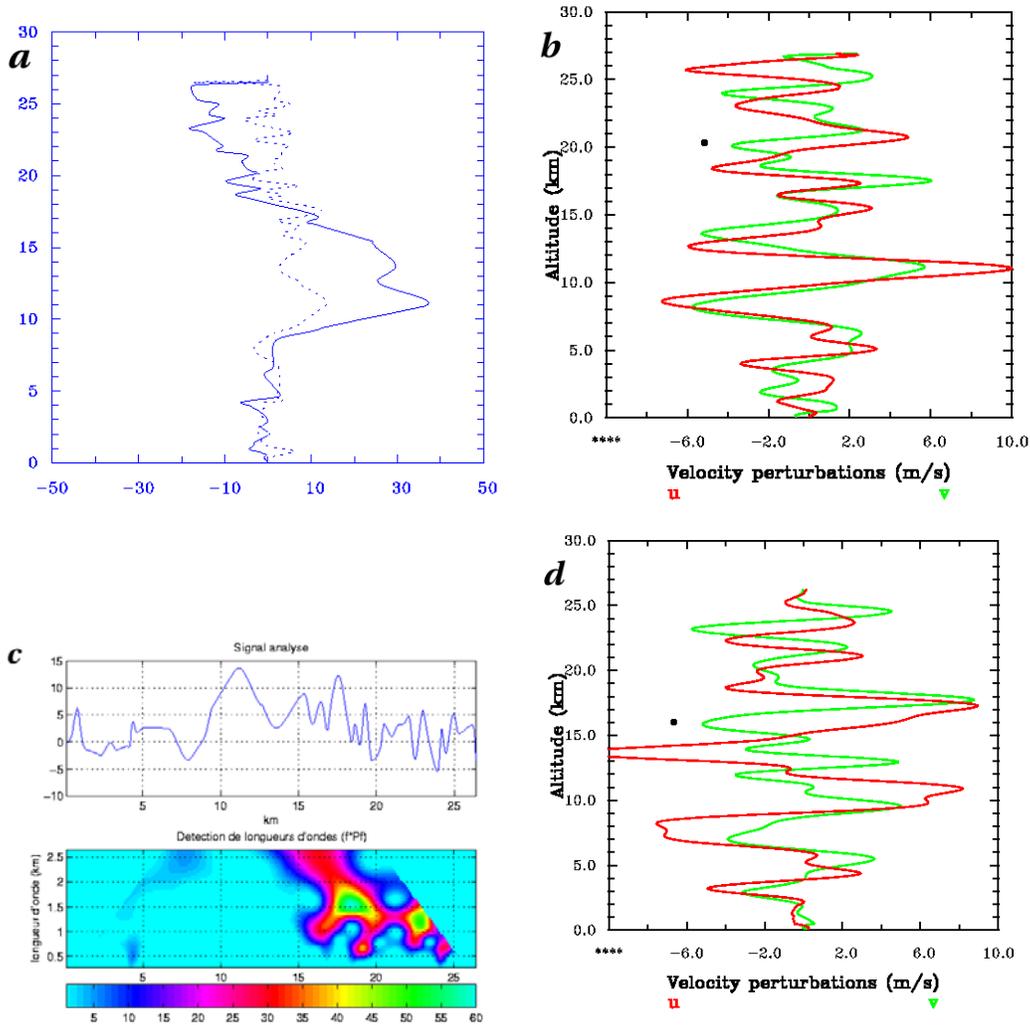


FIG. 4.5 – Profils verticaux issus de radiosondages (a) Vitesse u (traits pleins) et v (traits pointillés) obtenues par spline cubique (b) Perturbations de vitesse après filtrage de la composante principale (fenêtre 1,5 - 8 km) (c) Analyse en ondelettes du signal v de 4.5a, l'altitude est en abscisse (d) idem que 4.5b, le jour suivant

la fréquence intrinsèque aux alentours de 18 km.

Les paramètres de l'onde sont conformes aux ordres de grandeur usuels pour une OIG : $|k_H| \sim 1,5 \cdot 10^{-5}$, $|m| \sim 3,5 \cdot 10^{-3}$ (en m^{-1}). On utilise ensuite la relation de dispersion RD mentionnée au chapitre 1. Le calcul donne⁶ $\hat{\omega} \sim 1,2 \cdot 10^{-4} s^{-1}$, d'où $T_{int} \sim 14 h$ et le rapport d'aspect $\hat{\omega}/|f| \sim 1,5$. Le phénomène ondulatoire que nous avons mis en évidence présente bien toutes les caractéristiques d'une onde d'inertie-gravité.

Une évaluation de la fréquence absolue (rapportée au sol) aux environs de 18 km peut être obtenue par comparaison de deux radiosondages distants de 24h (impossible d'obtenir un intervalle de temps moindre malheureusement) à savoir 4.5b et 4.5d.

⁶Classiquement pour la stratosphère, $N = 0,02 rad/s$, une valeur que nous avons vérifiée en traçant le profil vertical de N

On évalue la vitesse de phase par la descente des profils de perturbation. Ce point de vue est assez naïf et soumis à beaucoup d'incertitudes, notamment par l'identification des pics communs aux deux courbes. Le pic repéré par un point⁷ est par exemple descendu de 4 km en 24 h, et en considérant une longueur d'onde de 1,8 km, on trouve $T_{abs} \sim 10 - 11 h$ ie $\omega/|f| \sim 2$. On vérifie quantitativement $\omega > \hat{\omega}$ (voir paragraphe précédent).

4.1.3 Modèle numérique méso-échelle

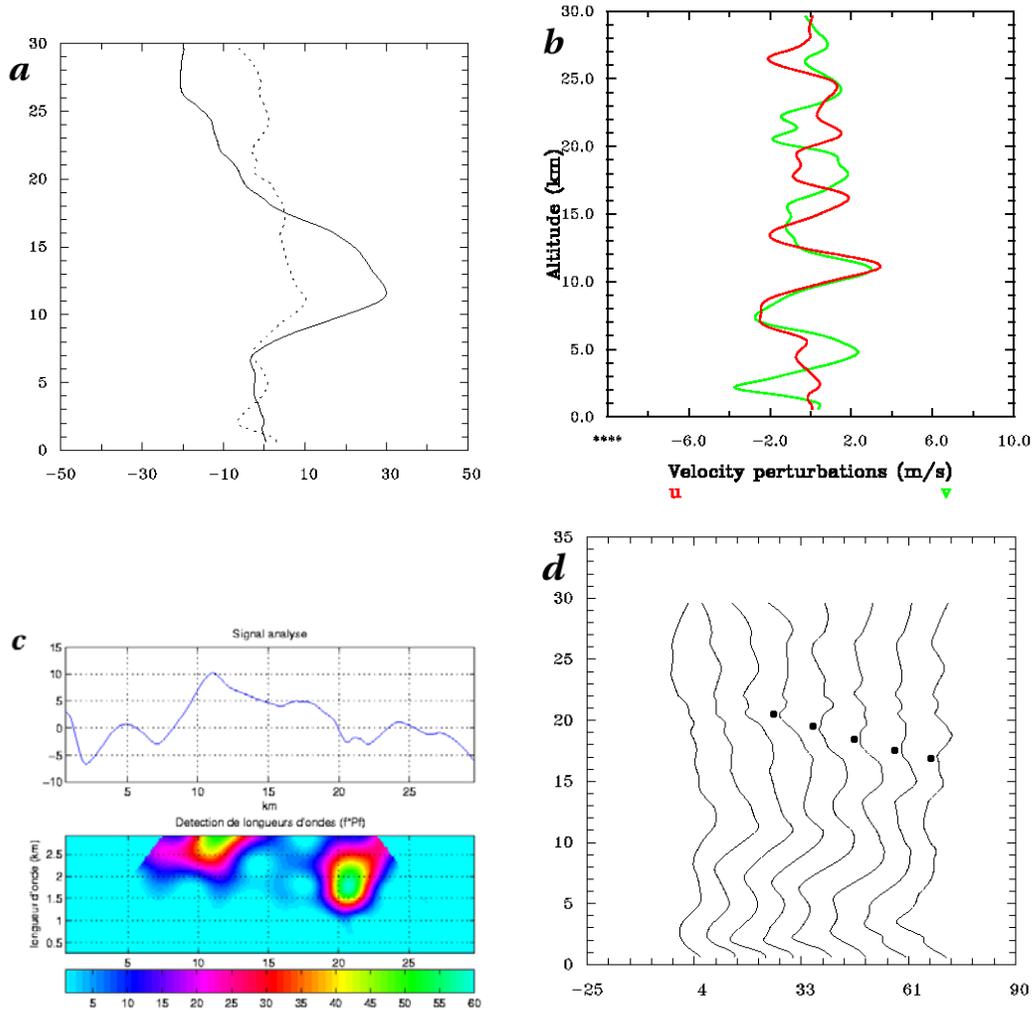


FIG. 4.6 – Simulation WRF - mêmes légendes que 4.5, sauf (d) Evolution du profil vertical de vitesse méridionale toutes les trois heures entre 06hUTC et J+1 03hUTC

Confirmation de l'épisode OIG Le résultat de la simulation WRF est en conformité avec les données des radiosondages ou du centre ECMWF.

Pour le profil du vent horizontal 4.6a, le diagnostic de WRF est très satisfaisant, et rend compte de la plupart des caractéristiques mentionnées précédemment (jet, vitesse méridionale faible notamment). WRF est cependant moins bon pour détecter les petites fluctuations qui viennent s'ajouter au profil moyen de vent, et sous-estime leur amplitude par rapport aux radiosondages. Ceci est confirmé par 4.6b,

⁷Le choix d'autres pics donne des ordres de grandeur similaires

qualitativement proche de 4.5b (même si le diagnostic de WRF reste simpliste), mais quantitativement en défaut. De toute évidence, il faut tenir compte de la résolution verticale insuffisante par rapport aux radiosondages, ainsi que d'une probable insuffisance du modèle sur le phénomène physique considéré (émission d'OIG par ajustement géostrophique).

Cela étant, même si WRF rend compte d'événements ondulatoires de moindre amplitude, il semble correctement évaluer leur longueur d'onde verticale. L'analyse en ondelettes 4.6c donne $\lambda_z \sim 1,8 \text{ km}$, en bon accord avec la valeur obtenue avec les radiosondages.

Evaluation des paramètres de l'OIG La période absolue peut s'évaluer comme précédemment, par descente des motifs caractéristiques dans les profils, à ceci près que l'écart entre les profils disponibles est moins élevé dans le temps (trois heures sur 4.6d). En observant les 4 premiers points, la descente est de 2,2 km en 9 h. On obtient une période⁸ T de 7-8 h et donc $\omega/|f| \sim 3$. L'ordre de grandeur est comparable à celui trouvé avec les radiosondages, les approximations de la méthode ne nous laissant pas espérer meilleure précision. De plus, on trouve là également $\omega > \hat{\omega}$.

WRF semble bien repérer, comme les radiosondages, des événements type OIG pour le cas considéré.

4.1.4 Conclusion

Tous les éléments ci-dessus semblent converger pour rendre compte, dans une région proche de la Cordillère des Andes, de l'émission d'OIG par l'ajustement géostrophique du jet en situation agéostrophique.

Les paramètres des OIG sont en concordance avec les études de la littérature, qui portaient cependant sur des régions éloignées de toute topographie. Nous mettons donc en évidence ici un phénomène similaire à ces études dans une région très montagneuse, montrant donc l'universalité de la source géostrophique des OIG. La source topographique et la source convective ne sont par conséquent pas les seules sources des OIG détectées dans les régions montagneuses.

4.2 Source convective

4.2.1 Bilan des sources

Situation synoptique L'aspect le plus remarquable du champ de vent en altitude (comparer figure 4.7a et 4.7b) est un fort cisaillement entre 150 hPa et 100 hPa (12-14 km) au-dessus de Salta. Il correspond à l'apparition d'un anticyclone avec l'altitude.

D'autre part, les cartes ECMWF (non reproduites ici) de vorticité potentielle et de vitesse agéostrophique montrent que la région de Salta est, au jour considéré, exempte de situation type "jet déséquilibré", comme dans le cas précédent. L'activité frontale ne semble pas non plus être très d velopp e.

Dans le cas considéré, l'ajustement géostrophique d'écoulements en déséquilibre (au voisinage d'un jet ou d'un système frontal) est une source d'OIG qui ne semble pas intervenir.

Par contre, le cisaillement observé en altitude peut éventuellement être la source d'OIG.

⁸La période ne semblait pas varier significativement lorsqu'on se plaçait du côté cyclonique ou anticyclonique du jet (calculs et figures non reproduits ici)

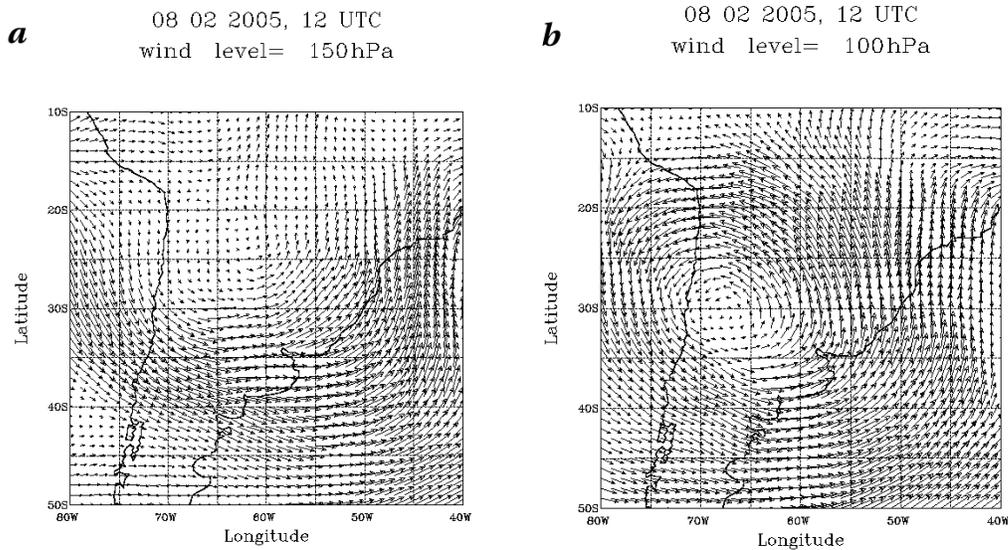


FIG. 4.7 – Cartes de vent ECMWF (a) 150 hPa (b) 100 hPa

Notons que les cartes ECMWF de convergence/divergence du vent (non reproduites ici) ne montraient quant à elles pas de motifs alternés convergence/divergence de manière claire. L'estimation de la longueur d'onde horizontale était donc impossible par cette méthode.

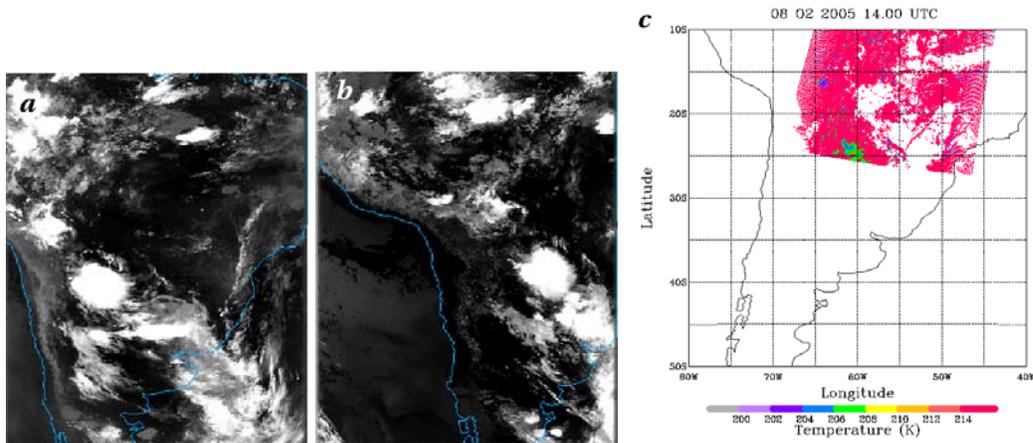


FIG. 4.8 – Données Satellites (a) Image DMSP IR à 09h55 UTC (b) Image DMSP IR à 12h19 UTC (c) Carte TERRA/MODIS T_{top} à 14h00UTC

Situation convective Les images satellites 4.8a et 4.8b dans le canal IR du satellite DMSP semblent indiquer une cellule convective isolée se trouvant sur Salta vers les dix heures du matin, et se déplaçant ensuite vers l'est au cours de la matinée et du début d'après midi.

La figure 4.8c précise ce diagnostic, bien qu'il faille nous contenter d'une carte à 14h à cause des aléas du passage du satellite dans la région considérée. Nous retrouvons la cellule convective mentionnée ci-dessus, encore un peu plus décalée vers l'est.

A cet endroit, $T_{top} = 206K$, une température relativement froide, indiquant un nuage haut et une convection intense. L'analyse conjointe d'un profil de température de la zone (tiré de WRF, non reproduit ici) nous indique un sommet de cette cellule convective à 12 - 13 km d'altitude.

Ainsi, la présence d'une cellule d'intense convection à l'endroit considéré est établie, et peut constituer une source possible d'ondes d'inertie-gravité.

Influence de la topographie De façon similaire au cas agéostrophique, les OM n'interviennent pas (figures non reproduites, mais identiques au cas précédent) que ce soit à 12h comme à 9h, quand la cellule convective était située sur Salta. La source topographique est donc exclue.

4.2.2 Analyse observationnelle

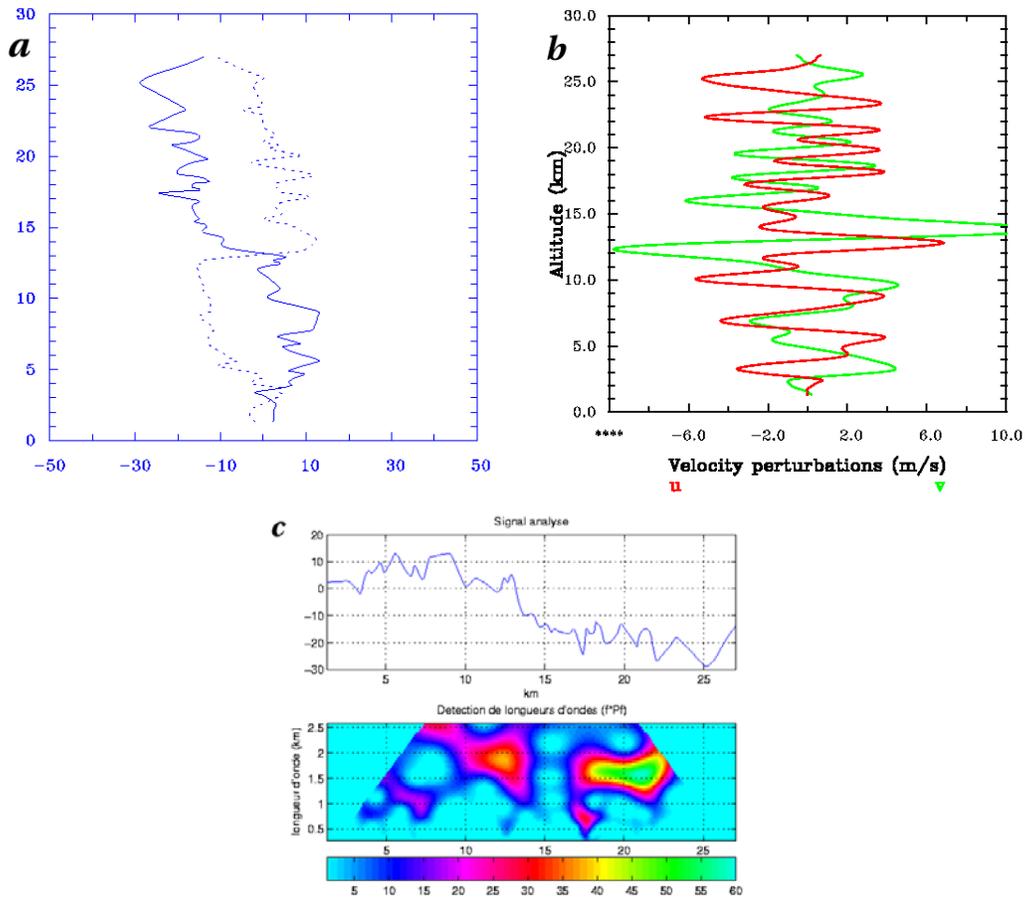


FIG. 4.9 – Profils verticaux issus de radiosondages (a) Vitesse u (traits pleins) et v (traits pointillés) obtenues par interpolation simple (b) Perturbations de vitesse après filtrage de la composante principale (fenêtre 1,5 - 8 km) (c) Analyse en ondelettes du signal u tiré de 4.9a, l'altitude est en abscisse

Les données de radiosondage (station de Salta Aero) sont disponibles pour 86 altitudes réparties à peu près équitablement de 1 à 27 km.

Sur la figure 4.9b, à partir de 15 km environ, et jusque 24 km, on relève (de la même façon que dans le cas précédent) la trace d'une propagation vers le haut

d'une OIG de longueur d'onde verticale courte $\lambda_z \sim 1,5 - 2 \text{ km}$ ⁹.

Dans la troposphère, en dessous de 15 km, la situation est moins claire. Il semblerait néanmoins y avoir une OIG se propageant vers le bas.

On retrouve en 4.9a le très fort cisaillement de vent entre 12 et 14 km repéré sur les cartes ECMWF. Les composantes zonale et méridionale du vent sont affectées.

L'onde semble initiée juste au-dessus du sommet de la cellule convective mise en évidence précédemment. Une interaction du haut du nuage avec la couche de cisaillement pourrait même constituer la source de l'épisode OIG. Nous faisons l'hypothèse d'un mécanisme de génération convective de type "effet d'obstacle".

Une analyse en ondelettes figure 4.9c sur le signal u (le moins "cisailé") confirme la valeur précédemment trouvée pour la longueur d'onde. Elle semble également indiquer une propagation d'OIG de même nature dans la troposphère.

4.2.3 Modèle numérique méso-échelle

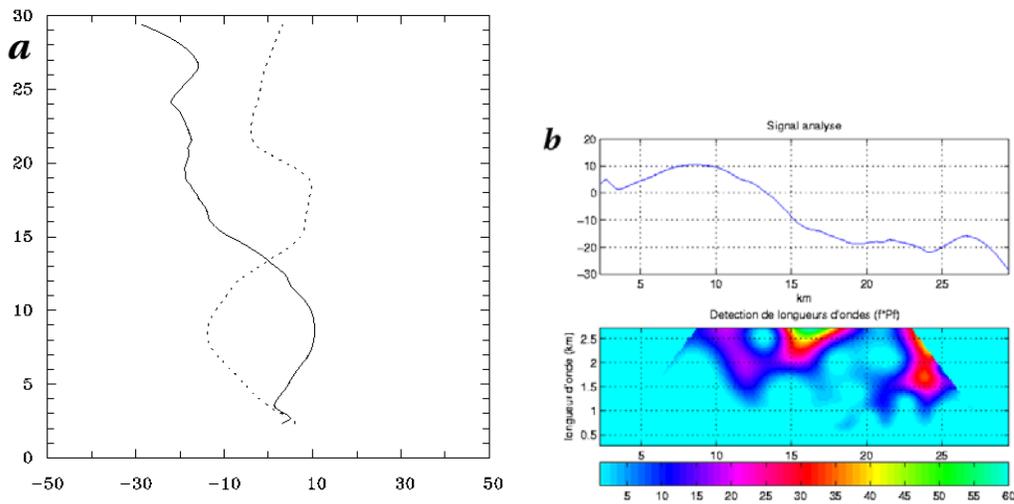


FIG. 4.10 – Simulation WRF - mêmes légendes que 4.9a et 4.9c

Confirmation de l'épisode OIG WRF reproduit fidèlement en 4.10a le profil en 4.9a, mais tempère quelque peu les gradients de vent du cisaillement en altitude. Comme précédemment, les fluctuations se surimposant au profil de vent moyen ne sont pas aussi bien rendues en sortie de WRF que sur les radiosondages, même si elles sont situées à peu près sur le même intervalle 15-24 km. Les fluctuations dans la troposphère sont quant à elles difficilement discernables.

Ce diagnostic est confirmé par la figure des perturbations de vitesse (non reproduite ici), où il est difficile, à part vers 14 - 16 km et 11 - 12 km, de repérer la signature d'une OIG. Les amplitudes sont comme dans le cas précédent faibles. WRF surévalue de plus la longueur d'onde verticale par rapport au radiosondage.

L'analyse en ondelettes 4.10c sur le signal u raffine cependant le diagnostic. Si la longueur d'onde principale dépasse 2,5 km, on observe tout de même une trace, certes moins puissante, mais à ne pas négliger, d'un signal avec $\lambda_z \sim 1,7 \text{ km}$, indiquant que les résultats de WRF ne sont pas totalement à déconsidérer. WRF semble rendre compte du phénomène OIG, mais en minimise l'amplitude, pour des raisons ayant probablement trait à la précision verticale du modèle, ou à la modélisation

⁹Précisons qu'une estimation de la fréquence absolue par comparaison entre 4.9b et le même profil 24h plus tard était rendue difficile par l'occurrence d'un nouvel événement convectif dans la matinée du 9 février

du processus physique en jeu (émission d'OIG par une source convective¹⁰ ou par une couche cisailée).

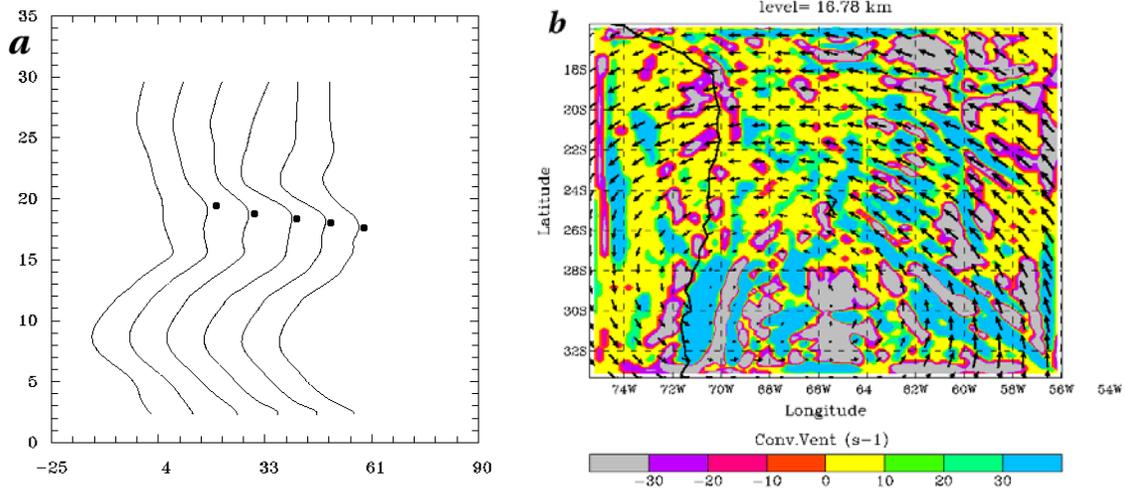


FIG. 4.11 – *Simulation WRF : évaluation des paramètres de l’onde (a) Evolution du profil vertical de vitesse méridionale heure par heure de 9h UTC à 14h UTC (b) Coupe verticale (alt. 16,78 km) de la divergence/convergence de vent horizontal*

Evaluation des paramètres de l’OIG Comme dans le cas précédent, on évalue la période absolue de l’OIG vers 19 km à l’aide du schéma 4.11a, et en considérant que la longueur d’onde verticale est environ 2 km. On obtient une période T d’environ 4 - 5 h et donc $\omega/|f| \sim 6$. Il faut garder à l’esprit les incertitudes concernant le diagnostic des OIG par WRF dans ce cas, et ne considérer que ce calcul ne fait qu’indiquer un ordre de grandeur.

Nous pouvons également évaluer la fréquence intrinsèque de l’onde. La figure 4.11b nous permet de calculer la longueur d’onde horizontale des motifs alternés que l’on suppose être conséquents au passage de l’OIG. Précisons que, la figure n’étant pas d’une clarté exceptionnelle, notre résultat est pétri d’incertitude. On note cependant vers 17 km des motifs caractéristiques à l’est de Salta (24S,63W, où d’ailleurs la cellule convective se trouve à 12h). On estime ainsi la longueur d’onde horizontale à $\lambda_H \sim 70 \text{ km}$. Sous réserve que cet ordre de grandeur soit exact, on peut comprendre que l’on n’ait pu repérer les motifs sur les cartes ECMWF, de résolution horizontale insuffisante.

En prenant $\lambda_z \sim 2 \text{ km}$, et en utilisant la relation de dispersion comme dans le cas précédent, nous obtenons $\hat{\omega} \sim 5,8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, d’où $T_{int} \sim 3 \text{ h}$ et le rapport d’aspect $\hat{\omega}/|f| \sim 9,5$.

Les deux calculs de fréquence effectués semblent en relativement bonne concordance. En tout cas, ils sont cohérents pour nous indiquer que WRF repère bien une propagation d’OIG. Les réserves exprimées précédemment sur l’aspect quantitatif de l’évaluation de cette OIG restent cependant valables.

4.2.4 Conclusion

Nous avons mis en évidence un épisode OIG dont la source semble être le cisaillement ou la convection. Il est également possible que les deux mécanismes in-

¹⁰Signalons cependant qu’une figure (non reproduite ici) représentant la CAPE calculée par WRF montre que le modèle rend correctement compte du phénomène convectif

terviennent, dans une interaction type "effet d'obstacle".

Les OIG mises en évidence ici sont de propriétés similaires à celles observées dans le cas agéostrophique, bien qu'elles soient de longueur d'onde horizontale plus courte et de fréquence plus élevée.

4.3 Source topographique

4.3.1 Bilan des sources

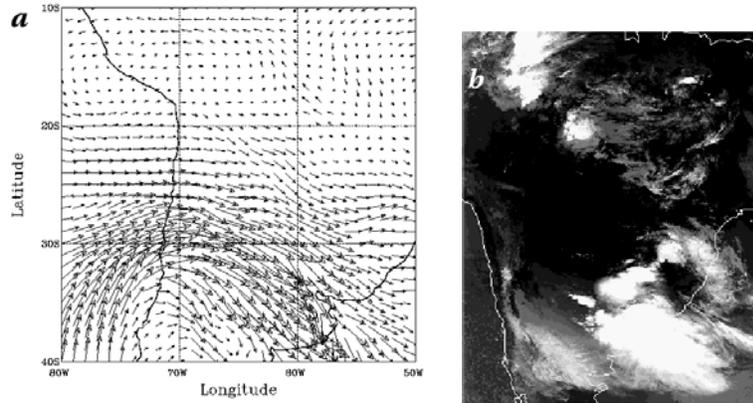


FIG. 4.12 – (a) Carte ECMWF de vent à 5 km (b) Image satellite DMSP IR à 11h39 UTC

Situation synoptique Les cartes ECMWF (non reproduites ici) de vent et de vorticité potentielle ne montrent pas de jet en altitude ni d'activité frontale marquée pour le jour et la région considérée. Par conséquent, il y a peu de chances dans le cas considéré qu'un écoulement en déséquilibre géostrophique et se réajustant soit une source active d'OIG.

Les cartes de divergence / convergence du vent horizontal sont trop désordonnées pour montrer des motifs pouvant raisonnablement être identifiés à des OIG.

Remarquons par ailleurs (figure 4.12a) que les vents au-dessus des montagnes¹¹ sont assez intenses, ce qui laisse présager une source topographique probablement active.

Situation convective La figure 4.12b exclut clairement la source convective (et la situation est similaire pendant toute la matinée).

Influence de la topographie La carte NCEP 4.13a nous laisse penser que les conditions sont réunies pour qu'une forte OM se trouve au voisinage de Salta.

La simulation WRF confirme la paramétrisation NCEP (figure 4.13b). La coupe dans le plan zonal / vertical montre clairement la signature d'une OM violente de longueur d'onde verticale environ 15-16 km.

Les effets de l'OM se font ressentir jusque dans la basse stratosphère (16-19 km) où la déstabilisation convective est remarquable. Il est possible qu'à ces altitudes l'OM soit très proche du déferlement. Le fait que l'OM atteigne de grandes amplitudes peut de toute façon suffire à provoquer une émission d'OIG, par le mécanisme décrit dans *Scavuzzo et al.*

Une émission d'OIG par la source topographique est donc envisageable.

¹¹Voir carte en annexe ; à l'ouest de Salta les montagnes atteignent plus de 5 km d'altitude

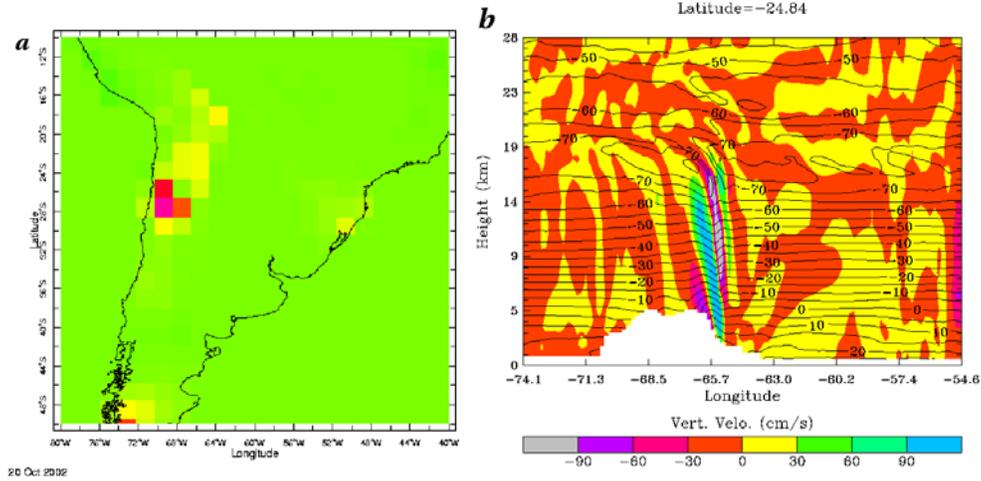


FIG. 4.13 – *Activité des ondes de montagne (a) Ré-analyses NCEP/NCAR : Carte de forçage zonal par les ondes de montagne, une zone verte dénote un forçage nul, une zone jaune un forçage modéré, et une zone rouge un forçage élevé. (b) Simulation WRF : Coupe méridionale, à la latitude de Salta, de la vitesse verticale et des iso-températures*

4.3.2 Analyse observationnelle

Mise en évidence de l'épisode OIG Les données de radiosondage (station de Salta Aero) sont disponibles pour 55 altitudes réparties à peu près équitablement de 1 à 31 km. La résolution est correcte, mais moins bonne que les deux précédents cas.

Le vent zonal est élevé vers 10 km, mais les analyses des cartes de vorticité potentielle ECMWF ne désignent pas de courant-jet passant dans la région de Salta (Un jet modéré est présent plus au sud, dans la région de Santo Domingo, mais il n'est pas instable).

La résolution sur ce radiosondage n'est pas suffisante pour détecter correctement une onde par les fluctuations du signal autour de la composante moyenne. Cependant, de telles fluctuations semblent présentes sur les profils de u et v au-dessus de 19 km.

La figure 4.5b nous permet de préciser ce point. La signature d'une OIG (u' et v' tendant à être de même amplitude et en quadrature) se repère au dessus de 16-17 km, même si la situation n'est pas aussi claire que pour les cas précédents (question de résolution probablement). En particulier, il est assez difficile de repérer une propagation vers le haut ou vers le bas. La situation dans la troposphère est encore moins claire que dans la stratosphère.

La même figure nous permet d'évaluer $\lambda_z \sim 3 \text{ km}$ (distance par exemple entre les deux pics de v' marqués d'un point noir). L'analyse en ondelettes 4.5c confirme cette valeur en indiquant $\lambda_z \sim 2,8 - 3,1 \text{ km}$.

Evaluation des paramètres de l'OIG On peut évaluer la fréquence absolue comme dans les cas précédents en comparant 4.5b et 4.5d, profils à 24h d'intervalle. Aux limitations déjà évoquées dans les sections précédentes s'ajoute ici la résolution moyenne des radiosondages les jours considérés, ainsi que les valeurs un peu absurdes sur la figure 4.5d vers 11-12 km. Nous repérons deux pics sur la perturbation de u (points bleus) et observons une descente de 7 à 7,5 km en 24h. Avec λ_z de 3km, nous obtenons $T_{abs} \sim 11 \text{ h}$ ie $\omega/|f| \sim 3$.

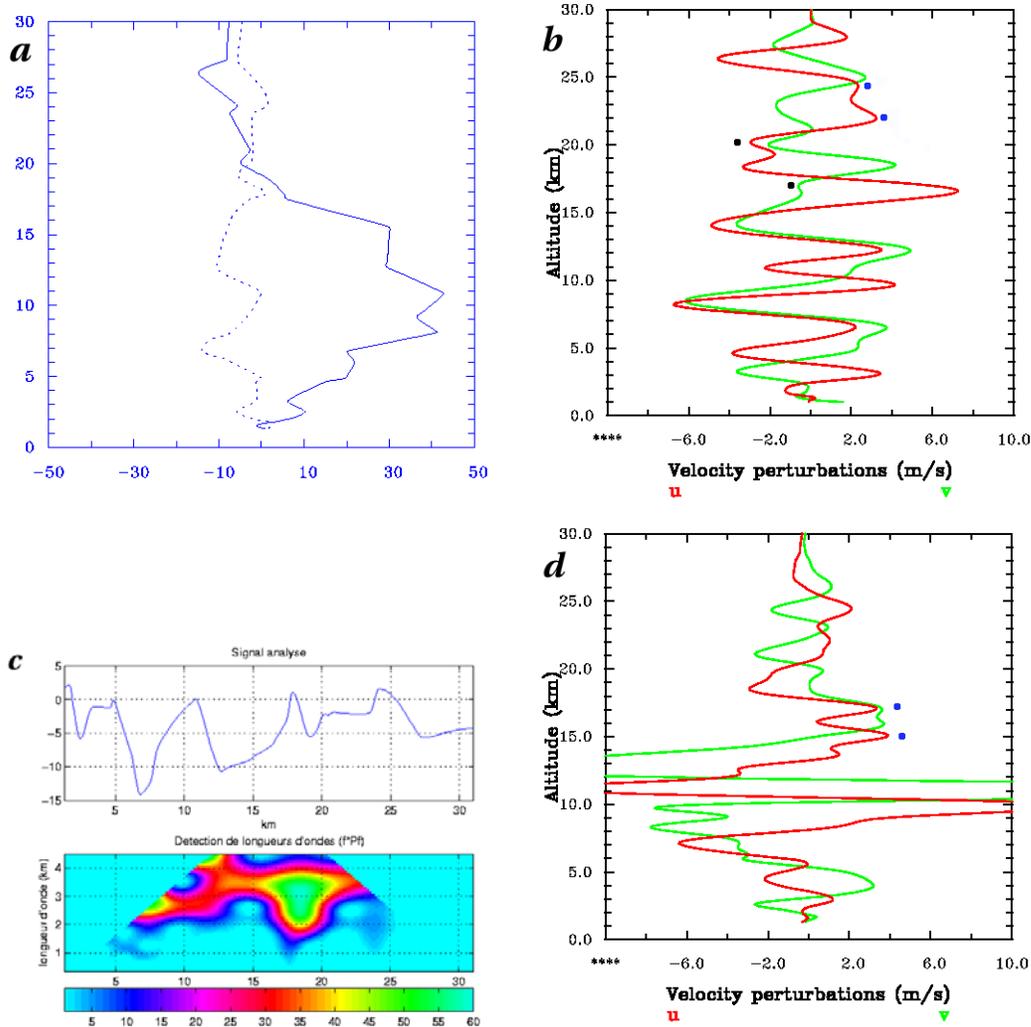


FIG. 4.14 – Profils verticaux issus de radiosondages (a) Vitesse u (traits pleins) et v (traits pointillés) obtenues par spline cubique (b) Perturbations de vitesse après filtrage de la composante principale (fenêtre 1,5 - 8 km) (c) Analyse en ondelettes du signal v de 4.14a, l'altitude est en abscisse (d) idem que 4.14b, le jour suivant

4.3.3 Modèle numérique méso-échelle

Confirmation de l'épisode OIG Le résultat de la simulation WRF en figure 4.15a reproduit bien la structure de l'écoulement tel qu'elle est diagnostiquée dans les radiosondages. Il est même plus précis que ces derniers, ce qui est logique car, contrairement aux deux précédents cas, la résolution de WRF est ici meilleure que celle des radiosondages.

WRF détecte donc mieux les petites fluctuations qui viennent s'ajouter au profil de vent moyen, et que nous interprétons comme des OIG (On les détecte également sur le profil de température et de température potentielle, non reproduits). Nous les observons surtout dans la basse stratosphère et leur amplitude semble assez conséquente. On notera également le fort cisaillement de vent entre 16 et 18 km, qui peut être une conséquence de la propagation de l'OM. La présence d'un niveau de mélange à 15-16 km, repéré par une situation quasi-adiabatique sur le pro-

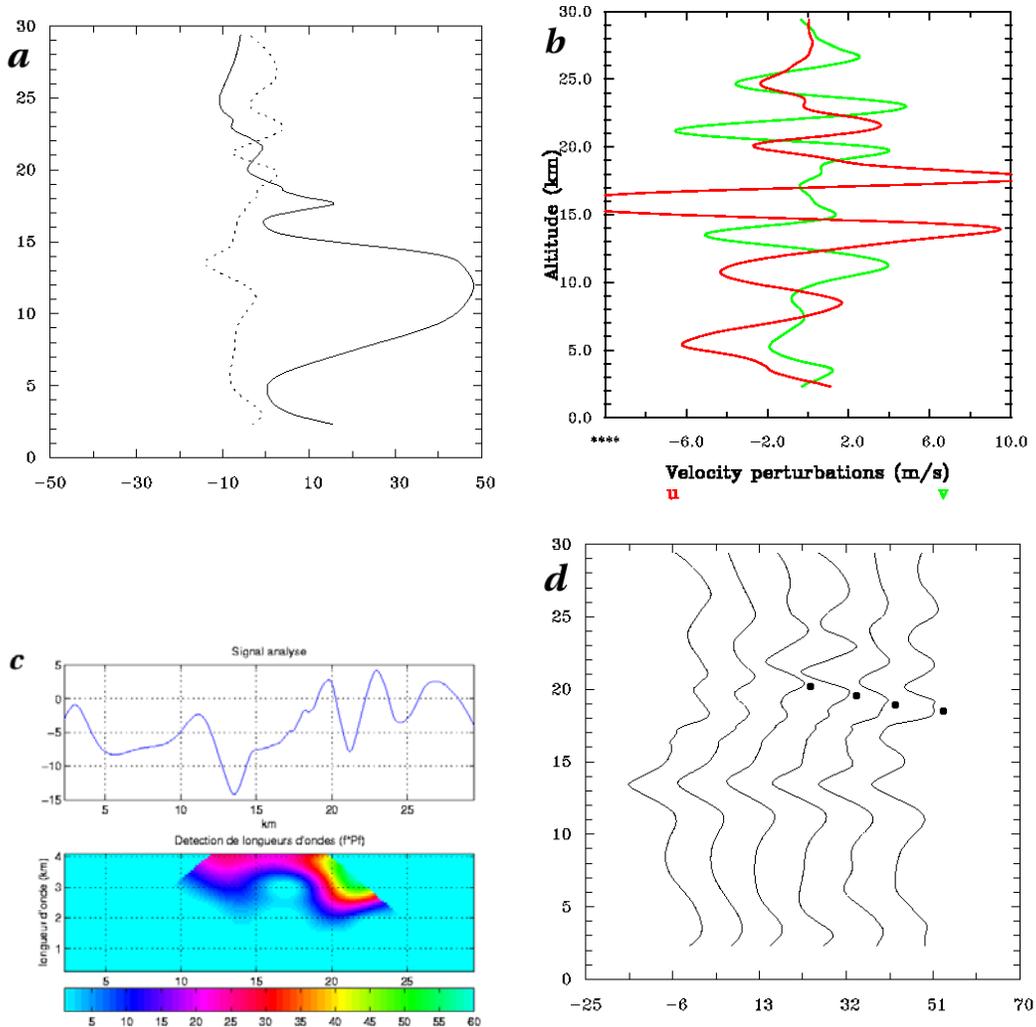


FIG. 4.15 – Simulation WRF - mêmes légendes que 4.14, sauf (d) Evolution du profil vertical de vitesse méridionale toutes les heures entre 06hUTC et J+1 03hUTC

fil de température potentielle (non reproduit), nous laisse même penser que l'OM est probablement proche du déferlement, ce que nous pressentions sur 4.13b. Cette configuration peut être propice à une émission d'OIG.

La figure 4.15b nous indique clairement la signature d'un épisode OIG de vive amplitude, se propageant vers le haut entre 19 et 23 km, au dessus de l'endroit où l'OM est de grande amplitude (voire proche du déferlement).

Entre 10 et 15 km, nous avons u' et v' en opposition de phase¹², ce qui est vraisemblablement la trace de l'OM quasi-stationnaire.

La figure 4.15c donne $\lambda_z \sim 3,5 - 4 \text{ km}$ et confirme l'ordre de grandeur précédemment trouvé avec les radiosondages, bien que les effets de bord induisent une certaine incertitude. L'analyse en ondelettes est cependant également effectuée sur le signal T , où les effets de bords jouent moins; le résultat est similaire $\lambda_z \sim 3,8 \text{ km}$.

¹²Et qui le restent lorsqu'on fait "tourner" le profil i.e. que l'on projette la vitesse horizontale suivant d'autres axes que zonal et méridional (figures non reproduites)

Evaluation des paramètres de l'OIG La fréquence absolue peut être évaluée grâce à la figure 4.15d. On observe clairement au-dessus de 16-17 km la propagation de la phase vers le bas. Par estimation de la descente des profils de v au fil des heures, ici 1,3 km en 3h pour les pics repérés par un point, nous obtenons $T_{abs} \sim 8 h$ (en prenant $\lambda_z \sim 3,5 km$) ie $\omega/|f| \sim 3,5$. Le résultat pour T est similaire. L'accord avec les radiosondages est correct.

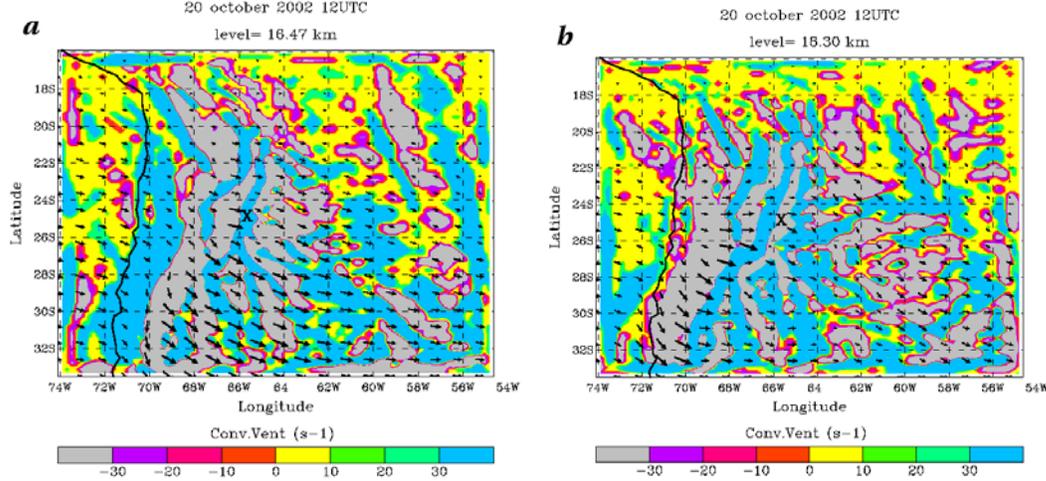


FIG. 4.16 – *Simulation WRF : Coupe verticale, à l'altitude (a) 16,47 (b) 18.30 km de la divergence/convergence de vitesse horizontale. Salta est repéré par la croix X*

Sur les cartes 4.16a et 4.16b, les motifs alternés convergence / divergence sont clairement repérables. Un relevé sur la figure 4.16b donne une estimation de $\lambda_H \sim 150 km$. Ceci nous donne $(|k_H|; |m|) \sim (4.10^{-5}; 1, 5.10^{-3})$ en m^{-1} . Avec la relation de dispersion, nous avons $\hat{\omega} \sim 5.10^{-4} s^{-1}$, $T_{int} \sim 3,5 h$ et le rapport d'aspect $\hat{\omega}/|f| \sim 8$. Ces paramètres sont effectivement caractéristiques d'une OIG.

Il est également possible, en évaluant le mouvement des motifs selon l'altitude, de déduire une estimation de la longueur d'onde verticale. Ainsi, la comparaison des deux figures 4.16 nous indique que $\lambda_z/2 \sim 1,8 km$, ce qui est en bon accord avec les valeurs précédemment trouvées.

4.3.4 Conclusion

Nous avons ici mis en évidence un épisode d'OIG émises dans le cas où les sources agéostrophique (jet) et convective sont invalidées. Il est probable que la source de ces ondes soit d'origine topographique, les ondes naissant suite au passage en altitude, voire au déferlement, d'une OM de grande amplitude.

Le mécanisme peut être celui décrit dans *Scavuzzo et al.*, où le passage de l'OM de grande amplitude s'accompagne d'une perturbation locale de l'équilibre géostrophique de l'écoulement. Lors du processus de réajustement, des OIG seraient émises. Le mécanisme dynamique est certes similaire au cas d'une source agéostrophique, mais les structures en jeu étant très distinctes, nous avons jugé bon de séparer les deux phénomènes.

Un mécanisme alternatif pourrait être proposé dans le cas où l'onde déferle. Ce déferlement pourrait créer des instabilités statiques et par suite des instabilités de Kelvin-Helmholtz, qui seraient en mesure de provoquer l'émission d'OIG. Nous n'avons pu vérifier ce point, car les instabilités de cisaillement étaient en dehors du champ de cette étude, mais il ne faut pas exclure cette possibilité.

Chapitre 5

Conclusion

Résultats Par une étude observationnelle et numérique, nous sommes parvenu à proposer une séparation des sources possibles d'OIG dans une même zone géographique, à proximité de la Cordillère des Andes. Nous avons trouvé dans ces régions particulièrement montagneuses trois cas où les sources sont isolées et distinctes. Pour chacun des cas, les analyses observationnelle et numérique semblent donner un diagnostic concordant à la fois qualitativement et (avec quelques réserves cependant) quantitativement :

- 1 Nous décrivons une situation où un jet d'altitude en déséquilibre géostrophique émet des OIG. Ce résultat montre une certaine universalité de la source agéostrophique des OIG. Contrairement aux études précédentes, cette source est mise en évidence ici sans recours à des régions géographiques éloignées de toute topographie.
- 2 Nous exhibons un cas où la convection et/ou le cisaillement sont les seules sources probables de l'événement OIG observé. Nous proposons comme hypothèse un mécanisme type "effet d'obstacle".
- 3 Nous décrivons un cas où l'origine des conditions d'émission des OIG est topographique. Deux mécanismes sont avancés : l'agéostrophisme du milieu suite aux grandes amplitudes de l'OM, et les instabilités de Kelvin-Helmholtz conséquentes à l'éventuel déferlement de l'OM. Cette question reste à préciser.

Les ondes observées présentent toutes les caractéristiques des OIG. Leurs paramètres caractéristiques vérifient : $\lambda_z \sim$ quelques kilomètres, $\lambda_H \sim$ quelques centaines de kilomètres, et $\hat{\omega}/|f| \sim 1$ à 10. Ces paramètres varient d'un cas à l'autre. Ainsi, le cas agéostrophique (1) est de λ_H plus élevé et de $\hat{\omega}/|f|$ plus faible que les deux autres cas ; le cas topographique (3) est de λ_z plus grande que les deux autres cas.

Perspectives Voici pour conclure quelques axes à développer dans la continuité de la présente étude :

- Utilisation de radiosondages mieux résolus et moins espacés dans le temps
- Recherche de cas où la source considérée est plus puissante que dans les cas présentés ici
- Statistique des paramètres des OIG pour chacune des sources distinguées
- Flux vertical de moment et conséquences sur l'écoulement moyen
- Variations des caractéristiques des OIG avec la latitude. Mélange avec d'autres ondes à des latitudes proches de l'équateur
- Interaction de plusieurs sources
- Approfondissement de la question de la génération des ondes liée au cisaillement.

Bibliographie

- [1] Alexander M.J. *Interpretations of observed climatological patterns in stratospheric gravity wave variance*
1998 - Journal of Geophysical Research 103 D8 pp 8627-8640
- [2] Alexander M.J., Vincent R.A. *Gravity waves in the tropical lower stratosphere : a model study of seasonal and interannual variability*
2000 - Journal of Geophysical Research 105 D14 pp 17983-17993
- [3] Andrews D.G., Holton J.R., Leovy C.B. *Middle Atmosphere Dynamics*
1987 - Academic Press
- [4] Blumen W. *Geostrophic adjustment*
1972 - Rev. Geophys. Space Phys. 10 485-528
- [5] Bougeault P., Sadourny R. *Dynamique de l'atmosphère et de l'océan*
2001 - Editions de l'Ecole Polytechnique
- [6] Durran D.R. *Lee waves and mountain waves*
2003 - Encyclopedia of Atmospheric Science - Elsevier
- [7] Fovell R., Durran D., Holton J.R. *Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves*
1992 - Journal of Atmospheric Science 49 pp 1427-1442
- [8] Fritts D.C. *Shear excitation of atmospheric gravity waves. Part II : nonlinear radiation from a free shear layer*
1984 - Journal of Atmospheric Science 41 pp 524-537
- [9] Fritts D.C., Alexander M.J. *Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere*
2003 - Review of Geophysics 41
- [10] Fritts D.C., Luo Z. *Gravity wave excitation by geostrophic adjustment of the jet stream. Part I : two-dimensional forcing*
1992 - Journal of Atmospheric Science 49 pp 681-697
- [11] Fritts D.C., Nastrom G.D. *Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part II : frontal, convective, and jet stream excitation*
1992 - Journal of Atmospheric Science 49-2 pp 111-127
- [12] Fritts D.C., VanZandt T.E. *Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes I. Energy dissipation, acceleration, and constraints*
1993 - Journal of Atmospheric Science 50 pp 3685-3694
- [13] Gill A.E. *Atmosphere-Ocean Dynamics*
1982 - Academic Press
- [14] Gossard E.E., Hooke W.H. *Waves in the atmosphere : Atmospheric infrasound and gravity waves - their generation and propagation*
1975 - Elsevier Scientific Publishing

- [15] Guest F.M., Reeder M.J., Marks C.J., Karoly D.J. *Inertia-gravity waves observed in the lower stratosphere over Macquarie Island*
2000 - Journal of Atmospheric Science 57 pp 737-752
- [16] Hines C.O. *Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights* in *The upper atmosphere in motion*
1960 (init.) 1974 (reed.) - Geophysical monograph 18
- [17] Holton J.R. *Introduction to Dynamical Meteorology, 3rd edition*
1992 - Academic Press
- [18] Holton J.R. *The influence of gravity wave breaking on the general circulation of the middle atmosphere*
1983 - Journal of Atmospheric Science 40 pp 2497-2507
- [19] Hertzog A., Souprayen C., Hauchecorne A. *Observation and backward trajectory of an inertio-gravity wave in the lower stratosphere*
2001 - Annales Geophysicae 19 pp 1141-1155
- [20] Lane T.P., Doyle J.D, Plougonven R., Shapiro M.A., Sharman R.D. *Observations and numerical simulations of inertia-gravity waves and shearing instabilities in the vicinity of a jet stream*
2004 - Journal of Atmospheric Science 61 pp 2692-2706
- [21] Lane T.P., Reeder M.J., Clark T.L. *Numerical modeling of gravity wave generation by deep tropical convection*
2001 - Journal of Atmospheric Science 58 pp 1249-1274
- [22] Lindzen R.S. *Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown*
1981 - Journal of Geophysical Research 86 pp 9707-9714
- [23] Lott F. *The transient emission of propagating gravity waves by a stably stratified shear layer*
1997 - Quarterly Journal of Royal Meteorology Society 123 pp 1603-1619
- [24] Lott F., Kelder H., Teitelbaum H. *A transition from Kelvin-Helmholtz instabilities to propagating wave instabilities*
1992 - Phys. Fluids A 9 1990-1997
- [25] Lott F., Teitelbaum H. *Topographic waves generated by a transient wind*
1992 - Journal of Atmospheric Science 50 pp 2607-2624
- [26] Luo Z., Fritts D.C. *Gravity wave excitation by geostrophic adjustment of the jet stream. Part II : three-dimensional forcing*
1992 - Journal of Atmospheric Science 50 pp 104-115
- [27] McLandress C., Alexander J., Wu D.L. *Microwave Limb Sounder observations of gravity waves in the stratosphere : a climatology and interpretation*
2000 - Journal of Geophysical Research 105 D9 pp 11947-11967
- [28] Moldovan H., Lott F., Teitelbaum H. *Wave breaking and critical levels for propagating inertio-gravity waves in the lower stratosphere*
2002 - Quarterly Journal of Royal Meteorology Society 128 pp 713-732
- [29] Nastrom G.D., Fritts D.C. *Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part I : topographic excitation*
1992 - Journal of Atmospheric Science 49-2 pp 101-110
- [30] O'Sullivan D. et Dunkerton T.J. *Generation of inertia-gravity waves in a simulated life cycle of baroclinic instability*
1995 - Journal of Atmospheric Science 52 pp 3695-3716

- [31] Pavelin E., Whiteway J.A., Vaughan G. *Observation of gravity wave generation and breaking in the lowermost stratosphere*
2001 - Journal of Geophysical Research 106 D6 pp 5173-5179
- [32] Pfister L., Scott S., Loewenstein M., Bowen S., Legg M. *Mesoscale disturbances in the tropical stratosphere excited by convection : observations and effects on the stratospheric momentum budget*
1993 - Journal of Atmospheric Science 50 pp 1058-1075
- [33] Piani C., Durran D., Alexander M., Holton J.R. *A numerical study of three-dimensional gravity waves triggered by deep tropical convection and their role in the dynamics of the QBO*
2000 - Journal of Atmospheric Science 57 pp 3689-3701
- [34] Plougonven R. *Jets, Vortex, et ondes d'inertie-gravité : séparation dynamique et émission*
2002 - Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie
- [35] Plougonven R., Teitelbaum H. *Comparison of a large-scale inertia-gravity wave as seen in the ECMWF analyses and from radiosondes*
2003 - Geophysical Research Letters 30 no18 1954
- [36] Plougonven R., Teitelbaum H., Zeitlin V. *Inertia-gravity wave generation by the tropospheric midlatitude jet as given by the Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment radio-soundings*
2003 - Journal of Geophysical Research 108 D21 pp 4686-4704
- [37] Plougonven R., Zeitlin V. *Lagrangian approach to geostrophic adjustment of frontal anomalies in a stratified fluid*
2005 - Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics 99-2
- [38] Reeder M.J., Griffiths M. *Stratospheric inertia-gravity waves generated in a numerical model of frontogenesis. Part II : Wave sources, generation mechanisms, and momentum fluxes*
1996 - Quarterly Journal of Royal Meteorology Society 122 pp 1175-1195
- [39] Satomura T., Sato K. *Secondary generation of gravity waves associated with the breaking of mountain waves*
1999 - Journal of Atmospheric Science 56 pp 3847-3858
- [40] Scavuzzo C.M., Lamfri M.A., Teitelbaum H., Lott F. *A study of the low-frequency inertio-gravity waves observed during the Pyrénées Experiment*
1998 - Journal of Geophysical Research 103 D2 pp 1747-1758
- [41] Smith R.B. *Stratified flow over topography in Environmental stratified flows (Grimshaw R.)*
2002 - Kluwer Academic Publishers
- [42] Teitelbaum H., Moustouli M., Sadourny R., Lott F. *Critical levels and mixing layers induced by convectively generated gravity waves during CEPEX*
1999 - Quarterly Journal of Royal Meteorology Society 125 pp 1715-1734
- [43] Thomas L., Worthington R.M., McDonald A.J. *Inertia-gravity waves in the troposphere and lower stratosphere associated with a jet stream exit region*
1999 - Ann. Geophysics 17 115-121
- [44] Tsuda T., Nishida M., Rocken C., Ware R.H. *A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET)*
2000 - Journal of Geophysical Research 105 D6 pp 7257-7273

- [45] Uccellini L.W., Koch S.E. *The synoptic setting and possible energy sources for mesoscale wave disturbances*
1987 - Monthly Weather Review 115 pp 721-729
- [46] Van Tuyl A. H., Young J.A. *Numerical simulation of nonlinear jet streak adjustment*
1982 - Monthly Weather Review 110 pp 2038-2053
- [47] Vincent R.A., Alexander M.J. *Gravity waves in the tropical lower stratosphere : an observational study of seasonal and interannual variability*
2000 - Journal of Geophysical Research 105 D14 pp 17971-17982
- [48] Zeitlin V., Medvedev S.B., Plougonven R. *Frontal geostrophic adjustment, slow manifold and nonlinear wave phenomena in one-dimensional rotating shallow water*
2003 - Journal of Fluid Mechanics 481 pp 269-290

Annexe A

Carte topographique

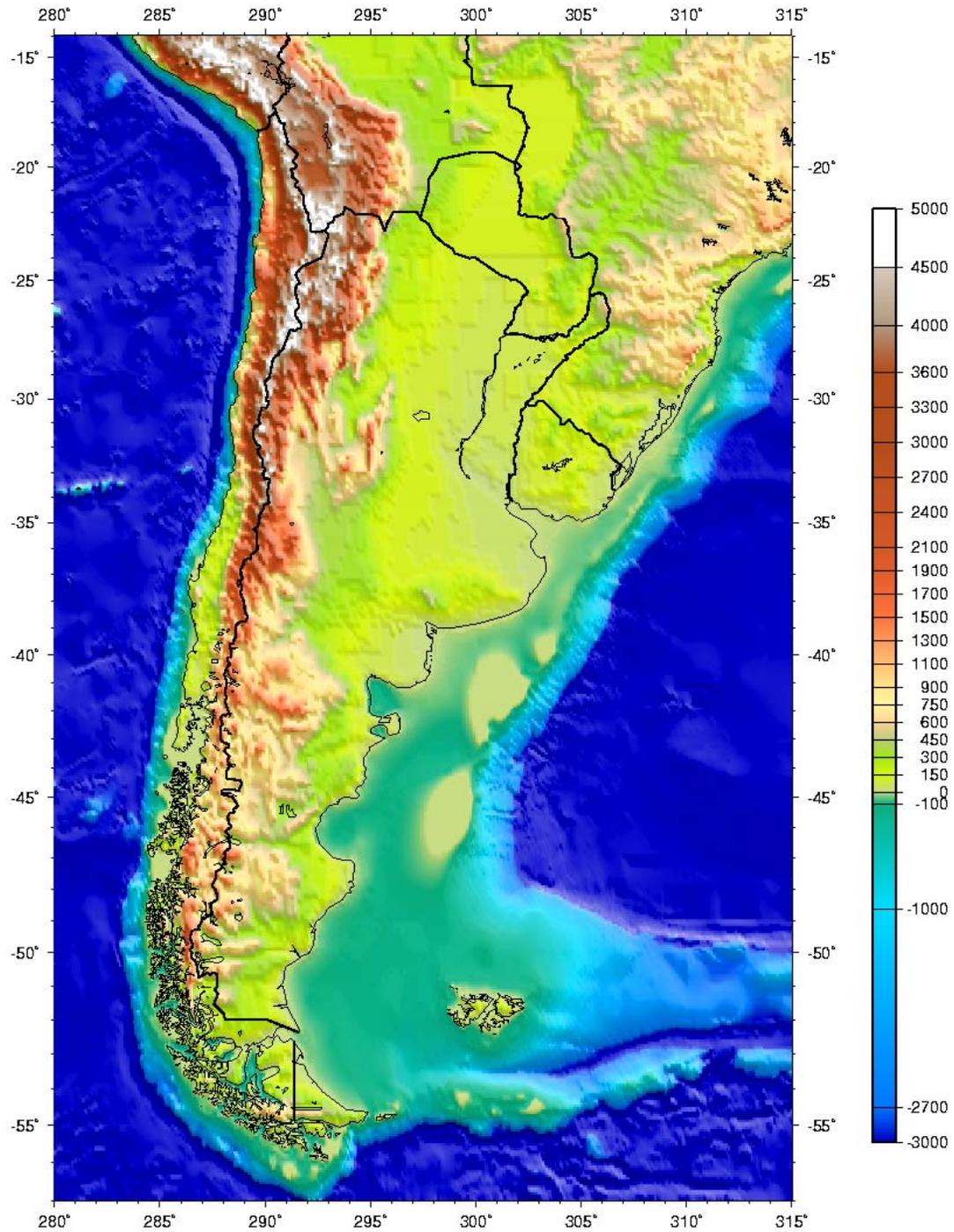


FIG. A.1 – Topographie de la partie sud de la Cordillère des Andes. L'échelle est en mètres. Source : données ETOPO-5, utilisation de GMT Generic Mapping Tool

Annexe B

Activité des ondes de gravité de montagne : comparaison de la paramétrisation NCEP/NCAR et des résultats de WRF

Nous présentons ici en annexe un cas dans la région de Salta Aero pour lequel des OM avaient été détectées. Ce cas a été abandonné au profit du cas topographique présenté dans l'étude, en raison de l'amplitude modérée des OM observées ici, et de l'impossibilité d'exclure la source convective sans ambiguïté.

Le cas présenté ci-dessous, s'il n'a pas été utile pour l'étude des OIG, se révèle néanmoins très intéressant pour tester la concordance entre les résultats de WRF dans la modélisation des OM et la paramétrisation de ces événements dans les réanalyses NCEP. Les figures reproduites ci-dessous montrent un accord très satisfaisant entre les deux approches, autant du point de vue de la localisation des ondes de montagne que de l'évaluation de leur intensité. Les comparaisons dans les cas choisis au chapitre 4 confirment cet accord (voir les figures 4.4b et 4.13b), ce qui paraît indiquer que la paramétrisation NCEP/NCAR est bien conçue, et que WRF donne les résultats physiques attendus.

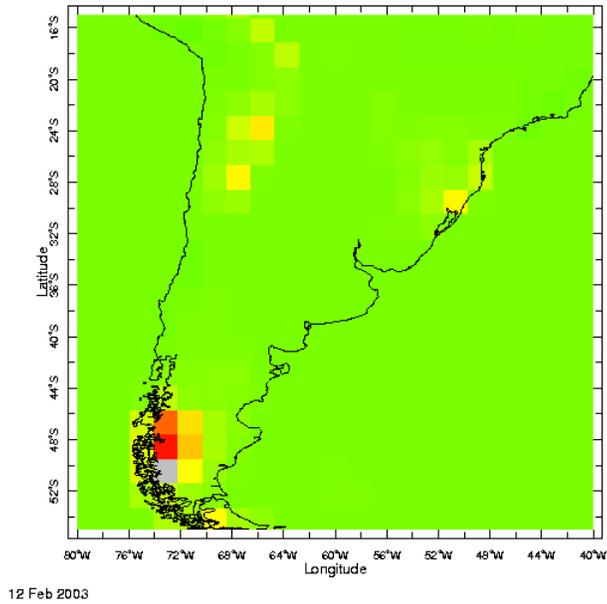


FIG. B.1 – 12 february 2003 12UTC. Ré-analyses NCEP/NCAR : Carte de forçage zonal par les ondes de montagne, une zone verte dénote un forçage nul, une zone jaune un forçage modéré, et une zone rouge un forçage élevé.

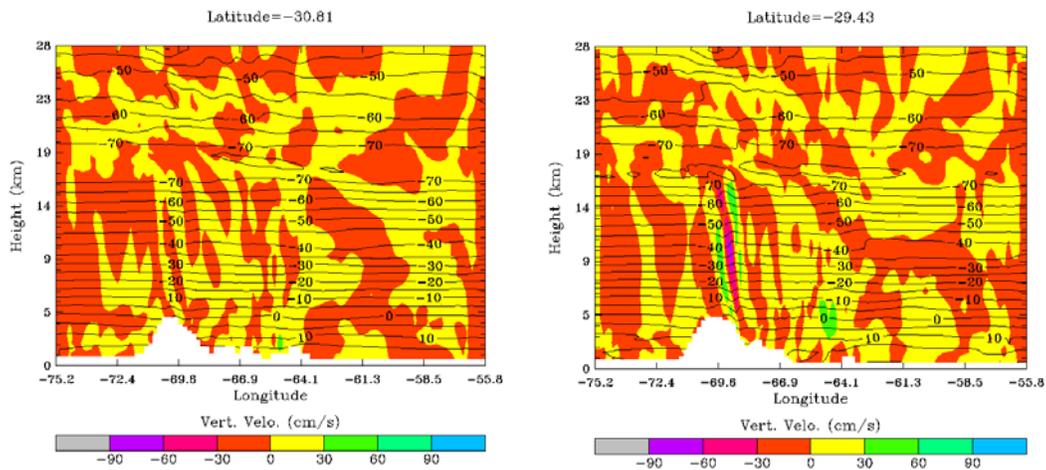


FIG. B.2 – 12 february 2003 12UTC. Simulation WRF : Coupe méridionale de la vitesse verticale et des iso-températures. Latitudes 30,81S 29,43S

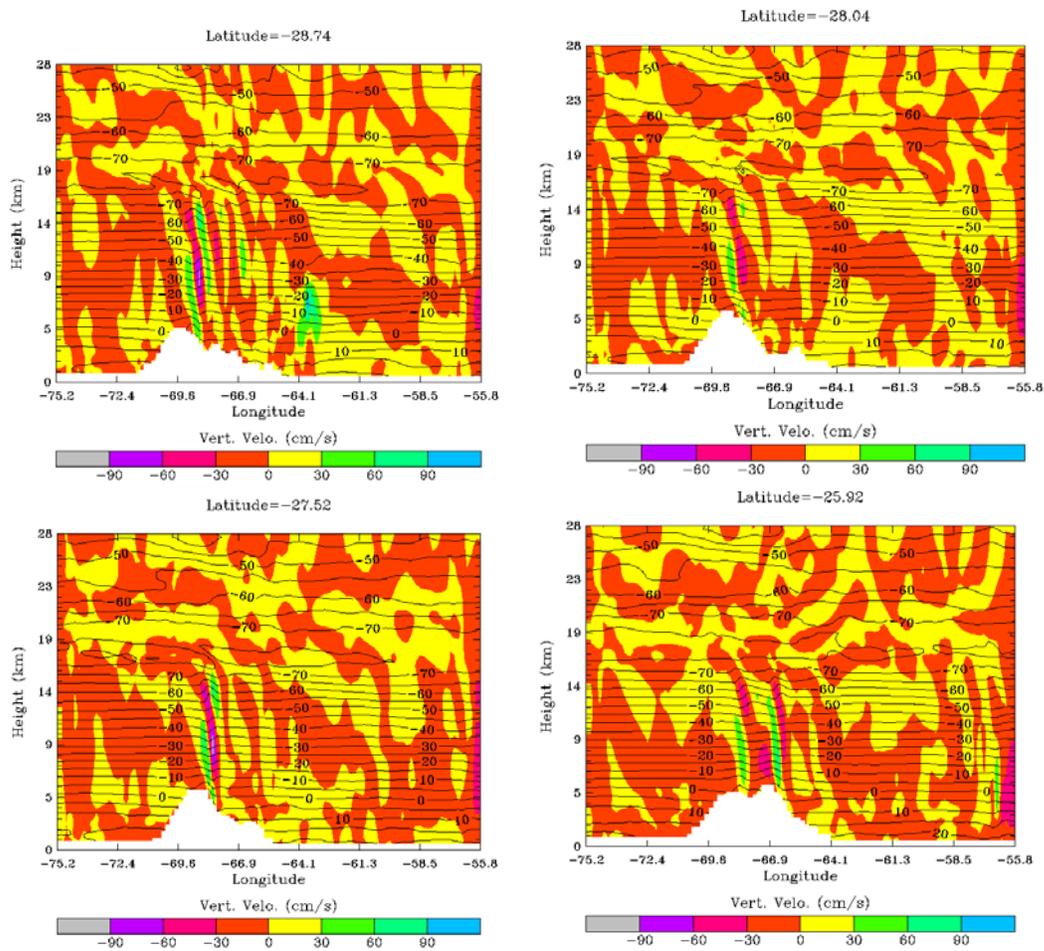


FIG. B.3 – 12 february 2003 12UTC. Simulation WRF : Coupe méridionale de la vitesse verticale et des iso-températures. Latitudes 28,74S 28,04S 27,52S 25,92S

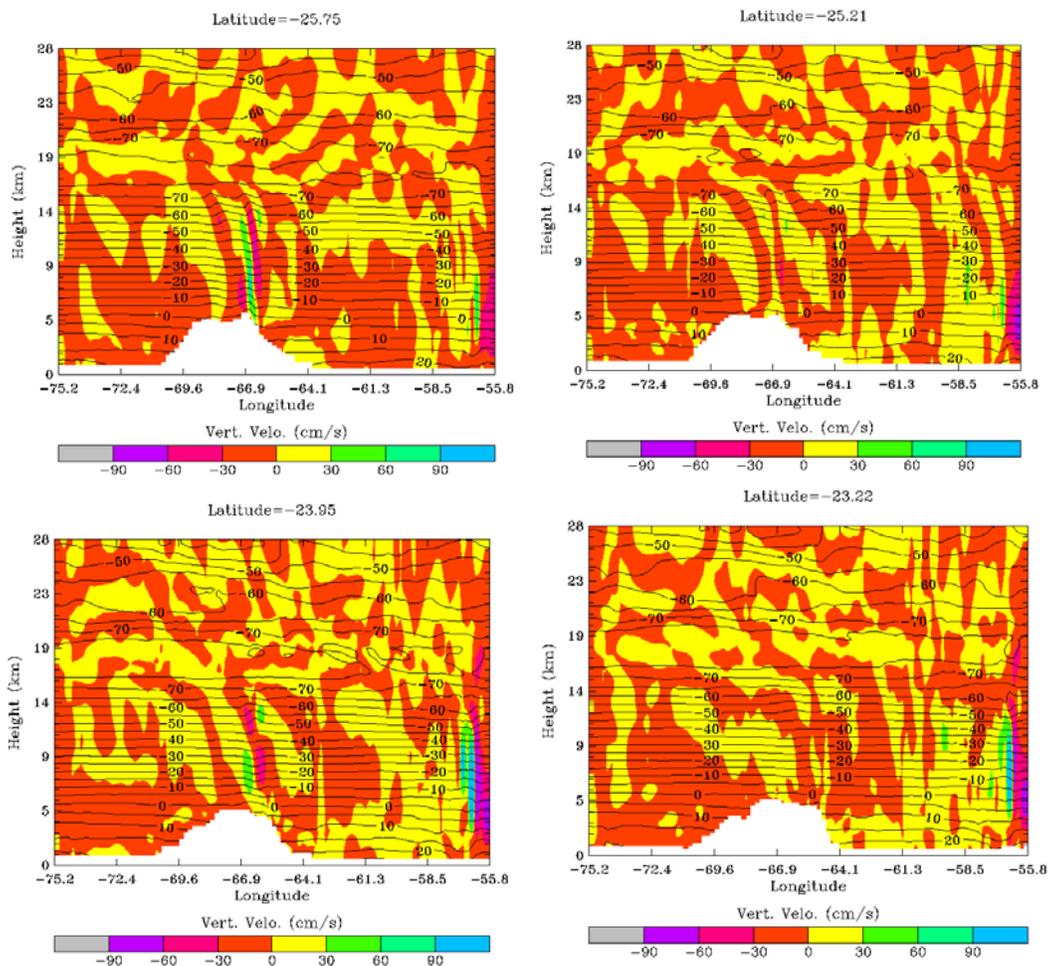


FIG. B.4 – 12 february 2003 12UTC. Simulation WRF : Coupe méridionale de la vitesse verticale et des iso-températures. Latitudes 25,75S 25,21S 23,95S 23,22S

Annexe C

Quelques climatologies NCEP/NCAR

Nous nous intéressons à des variables susceptibles de nous aider dans le choix de dates et de lieux pouvant constituer des cas intéressants pour notre étude des sources (se reporter au chapitre 3 paragraphe "NCEP/NCAR").

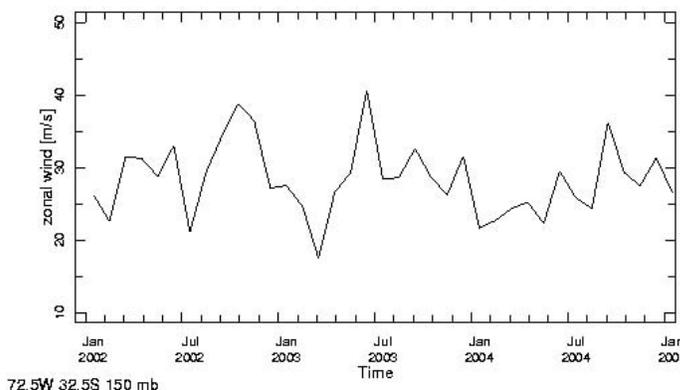


FIG. C.1 – Moyennes mensuelles NCEP pour la vitesse zonale en altitude à 150 mb - Région de Santo Domingo

La figure C.1 nous rappelle que le choix d'une situation propice à un fort jet stratosphérique (donc susceptible de nous intéresser pour choisir un cas de source agéostrophique) sur Santo Domingo doit se faire sur une date d'été, typiquement Décembre, Janvier ou Février. Notre choix s'est porté sur le mois de février, mais le mois de janvier aurait donné des résultats également corrects sinon meilleurs (rappelons toutefois que nous sommes également contraints par la nécessité de disposer de radiosondages bien résolus). Pour plus de clarté, nous proposons ici les figures avec des données mensuelles. Il est évidemment possible de nuancer le propos avec des données journalières.

Sur la figure C.2, qui indique indirectement¹ des épisodes violents de convection ayant donné lieu à précipitation, nous remarquons que le choix du mois de février est raisonnable. Vu le caractère épisodique de ces événements, les données journalières sont préférées aux données mensuelles.

¹Un autre paramètre aurait été l'OLR, outgoing longwave radiation, de valeurs faibles si la convection est intense

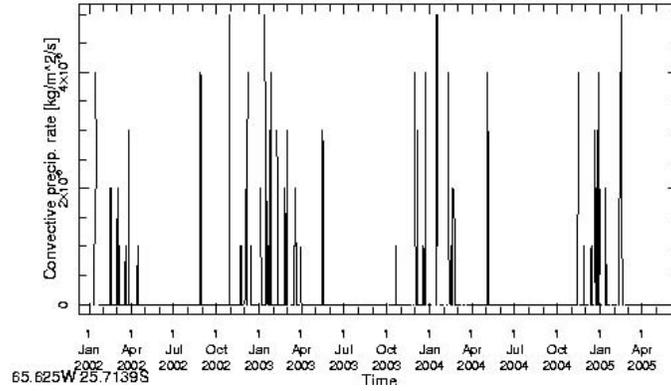


FIG. C.2 – Données journalières NCEP pour le taux de précipitation convective - Région de Salta

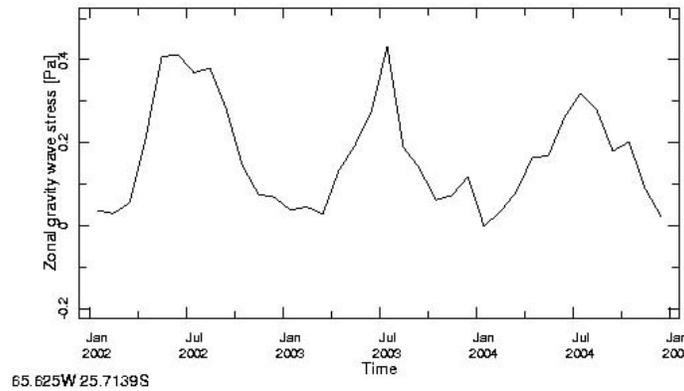


FIG. C.3 – Données mensuelles NCEP pour le forçage zonal des ondes de gravité à la surface - Région de Salta

Enfin, nous avons représenté en C.3 un paramètre rendant correctement compte de l'activité des ondes de montagne. Notons l'absence d'une telle activité (la courbe correspondant à C.3 pour la région de Santo Domingo est similaire) au mois de janvier - février, ce qui invalide *a priori* la source topographique aux mois choisis pour la source agéostrophique (jet) seule.

Pour la source topographique, notre choix s'est porté sur le mois d'Octobre fortuitement, après une simulation WRF sur laquelle nous avons enregistré un fort épisode OM. La figure C.3 n'invalide pas totalement ce choix, mais nous indique que nous aurions probablement gagné à rechercher un cas significatif dans les mois d'hiver (juin-juillet-août)².

Evidemment tous les éléments ci-dessus n'était que des guides pour le choix des cas. L'analyse précise permet ensuite d'invalider / de valider les diagnostics préliminaires grossiers tirés des climatologies NCEP.

²Nous trouvons des éléments similaires sur *McLandress et al.* [27]; voir notamment les points 5 et 6 de leur conclusion

Annexe D

Eléments sur l'analyse en ondelettes

Nous ne proposons ici que des éléments qui ont été utiles pour notre étude.

L'analyse en ondelettes est une méthode spectrale préférée à l'analyse classique de Fourier dans notre cas car nous sommes en présence de signaux verticaux (vitesse, température) dont la longueur d'onde peut varier en fonction de l'altitude.

La transformée en ondelettes d'un signal de variation vertical $f(z)$ est défini de la façon suivante : $W_\psi[f](a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(z) \psi\left(\frac{z-b}{a}\right) dz$ où $\psi(z)$ est l'ondelette mère (soit réelle soit complexe analytique), a est un facteur d'échelle de compression / dilatation, et b représente la position (a et b sont réels).

Nous avons utilisé l'ondelette de Morlet : $\psi\left(\frac{z-b}{a}\right) = \frac{1}{\sqrt{2a\pi}} e^{-\frac{(z-b)^2}{2a^2}} e^{i\omega_0 \frac{z-b}{a}}$ où ω_0 est le nombre d'oscillations de l'ondelette¹. Pour une altitude b donnée, la longueur d'onde locale est déduite de la valeur de a pour laquelle la transformée en ondelettes est d'amplitude maximum.

Le scalogramme $P_W[f](b, \nu)$ est défini comme la norme au carré de la transformée en ondelettes, en remplaçant a par ν_0/ν , où ν est une fréquence et ν_0 la fréquence caractéristique de l'ondelette mère. Cette fonction tracée dans un plan espace/fréquence (b, ν) permet d'étudier la répartition de l'énergie entre les composantes du signal. Pour détecter des fréquences, on peut montrer que la fonction $\nu P_W[f](b, \nu)$ dans un plan espace/fréquence ou espace/période est pertinente pour détecter les fréquences caractéristiques du signal. C'est cette fonction que nous utiliserons dans notre étude.

L'analyse en ondelettes est elle-même un filtre passe bande, la nécessité d'un filtrage préalable n'est donc pas fondée.

Δx étant le pas d'échantillonnage des données et L la longueur du signal, le signal analysé avec l'ondelette de Morlet doit vérifier $3,77\Delta x < \lambda < 0,05L$. Ceci limite un peu la détection des longueurs d'onde, et nous avons souvent choisi de réhausser la limite haute. Nous prenons alors simplement le risque de détecter des longueurs d'onde non physiques indésirables (aliasing).

Enfin, comme le signal est borné dans l'espace, à chaque échelle les coefficients d'ondelette proches des extrémités sont affectés par les bornes du signal. Cet "effet de bord" oblige à dessiner deux droites limite (voir par exemple 4.9c).

Merci à C. Basdevant pour ces éléments. Pour compléter voir S. Mallat, a wavelet tour of signal processing, Academic Press, 2ed, 1999

¹[28] préconise la valeur optimale pour ω_0 de $\pi\sqrt{2/\ln(2)}$; nous prendrons pour notre part 5, une valeur proche de la précédente

Remerciements

Toute ma gratitude et mon respect vont à Hector Teitelbaum pour sa disponibilité, son exigence, et son contact infiniment agréable et stimulant. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir accepté en stage, de m'avoir fait confiance, et de m'avoir permis de réaliser l'étude ici présentée sous les meilleurs auspices.

Que Vladimir Zeitlin soit également remercié pour son ouverture à notre travail, ses conseils avisés et son soutien.

Les chercheurs et plus généralement tout le personnel du Laboratoire de Météorologie Dynamique à l'Ecole Normale Supérieure sont remerciés pour leur disponibilité et leur accueil. Les doctorants, par leur suggestions et leur bonne humeur permanente sont ici aussi remerciés.

Je tiens à remercier également l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées pour avoir accepté mon projet de troisième année dans le master Océan, Atmosphère, Climat et Télédétection.

Je remercie ensuite les organismes suivants pour les données fournies : University of Wyoming (radiosondages), ECMWF Reading (champs synoptiques), National Geophysical Data Center (images satellite), International Research Institute (réanalyses NCEP/NCAR), National Space Agency et National Oceanic Atmospheric Administration (données des sondes spatiales).

Merci également aux développeurs du modèle méso-échelle WRF.

Enfin, sur une touche plus personnelle, merci aux personnes de mon entourage : je ne suis rien sans vous.

