

Université de Paris 6

Mémoire d'Habilitation à Diriger des
Recherches

Spécialité: Océanologie Météorologie et Environnement

Etude des ondes atmosphériques de petites échelles et de
leur impact sur la circulation générale de l'atmosphère

Présenté par **François LOTT**

Version 2.0

Jury proposé:

Philippe BOUGEAULT Rapporteur

Michel CREPON Rapporteur

Martin MILLER Rapporteur

Jean-Marc CHOMAZ

Claude FRANKIGNOUL

Robert SADOURNY

Hector TEITELBAUM

Table des matières

1	Introduction	3
2	Les ondes de gravité générées dans une couche cisailée	5
2.1	Généralités sur les instabilités et les vecteurs singuliers	5
2.2	Deux études particulières	7
2.2.1	Une transition de l'instabilité de Kelvin Helmholtz vers une instabilité d'ondes se propageant loin du niveau critique . .	7
2.2.2	L'émission transitoire d'ondes de gravité par une couche cisailée stratifiée stable	7
2.3	Perspectives	9
3	Les ondes de gravité générées par les montagnes	9
3.1	Généralités sur les ondes de montagnes linéaires	9
3.2	Deux études linéaires sur les ondes de montagnes instationnaires .	12
3.3	Perspectives	13
4	Interaction avec l'écoulement moyen à un niveau critique	13
4.1	Généralités sur les problèmes d'interaction et sur la caractérisation d'un niveau critique	13
4.2	Etudes sur l'interaction onde-niveau critique	15
4.2.1	Cas linéaire	15
4.2.2	Cas non linéaire	16
4.3	Perspectives	17
5	Impacts sur la circulation générale de l'atmosphère	17
5.1	Généralités sur la représentation des montagnes dans les MCGA et sur les ondes de montagne non linéaires	17
5.2	Deux études particulières	19
5.3	Perspectives	21
6	Autres travaux	22
7	Références	22
8	Curriculum Vitae	30
9	Jury proposé	31
10	Publications dans des revues à comité de lecture	32
10.1	Rang A	32
10.2	Rang B	33

1 Introduction

Les perturbations atmosphériques d'échelles suffisamment petites pour ne pas être influencées par la force de Coriolis participent aux échanges verticaux de température et de quantité de mouvement dans l'atmosphère. Lorsque ces perturbations sont générées à l'intérieur même du fluide, par instabilité par exemple, elles entraînent une redistribution verticale des champs de température et de vitesse sans altérer de manière significative le contenu thermique total de l'atmosphère et sans modifier son moment angulaire total. Typiquement, les instabilités de Kelvin-Helmholtz se déclenchent dans des écoulements instables et les mélangent localement pour les stabiliser. Lorsque ces perturbations sont formées d'ondes de gravité se propageant verticalement, elles transportent de la quantité de mouvement sur de grandes distances. Lorsque ces ondes sont forcées par les montagnes, elles prennent de la quantité de mouvement à la terre et dans ce cas, le moment angulaire totale de l'atmosphère peut varier.

Dans la troposphère, ces perturbations sont importantes car elles participent à de nombreux phénomènes météorologiques locaux. Par exemple, la turbulence d'air clair observée par les avions et par les radars au sommet de la tropopause résulte du déferlement d'ondes de gravité orographiques, convectives ou générées par instabilités du jet d'ouest (Axford, 1973; Darren et al., 1984; Bedard et al., 1986) . Près des montagnes, les ondes de gravité sont aussi étroitement liées à l'apparition de vents très forts en aval (Klemp et Lilly, 1975; Lilly et al., 1982) . Dans la stratosphère et dans la mésosphère, le rôle des ondes de gravité devient encore plus important car leur amplitude grandit tandis que la densité diminue (Lamb, 1932) . Dans ces régions, les ondes sont observées dans la déformation de la trace des météorites, dans les échos radar (Reid, 1986) ou encore dans les radiosondages stratosphériques (Kitchen, 1990; Teitelbaum et al., 1994) . Sans aller aussi haut d'ailleurs, l'observation de n'importe quel radiosondage à haute résolution montre toujours de larges fluctuations se superposant à l'écoulement moyen (Shutts, 1992) .

Ces perturbations sont aussi importantes car elles influencent le climat et la circulation générale de l'atmosphère. Dans la mésosphère par exemple, le maximum chaud de température observé au pôle d'hiver est en contradiction avec tout équilibre radiatif. Ce maximum ne s'explique que si des ondes de gravité se propagent à travers l'atmosphère pour venir déferler dans la mésosphère (Lindzen, 1981; Holton, 1982) . Au sommet de la troposphère, une erreur systématique des Modèles de Circulation Générale de l'Atmosphère (MCGA) dans la simulation du vent zonal moyen peut être corrigée par un schéma de représentation des ondes de montagne (Palmer et al., 1986) . A plus bas niveau, mais à une échelle intermédiaire (c.à d., synoptique et subsynoptique) les sillages derrière les massifs montagneux sont, dans une certaine mesure, liés aux ondes de gravité

(Lott, 1995) . Il est aussi probable que certains aspects de la circulation à grande échelle de la troposphère comme l'onde planétaire stationnaire et les phénomènes de blocage à l'échelle synoptique soient en partie contrôlés par ces effets de sillage.

Pour étudier ces perturbations, il semble logique d'identifier leurs sources, de déterminer comment elles interagissent avec l'écoulement moyen et d'analyser leur impact sur la circulation générale de l'atmosphère ¹. Les travaux présentés dans ce mémoire portent sur ces différents aspects des ondes de gravité et des instabilités de petite échelle. Des études sur les sources d'ondes de gravité sont présentées dans la seconde et dans la troisième partie du mémoire. Des études sur l'interaction de ces perturbations avec l'écoulement moyen et sur leur impact sur la circulation générale de l'atmosphère sont présentées dans la quatrième et dans la cinquième partie. Ces quatre parties centrales du mémoire sont divisées en trois chapitres: un chapitre de revue du sujet; un chapitre central où sont résumés les travaux publiés par l'auteur dans une revue de rang A dont il est le premier signataire; un chapitre où sont discutés les développements futurs des travaux présentés. Chacun de ces développements peut constituer le point de départ d'un stage de DEA ou d'une thèse. Dans la dernière partie sont présentées des études publiées dans des revues de rang A, mais dont l'auteur n'est pas le premier signataire.

La deuxième partie porte sur les sources internes d'ondes de gravité. Le chapitre de généralités porte sur la structure des modes instables et des vecteurs singuliers dans un écoulement cisailé et stratifié verticalement. Les travaux présentés analysent les structures d'ondes de gravité susceptibles de se dégager spontanément d'une couche cisailée. Dans le futur, il est proposé d'étendre les travaux sur les vecteurs singuliers au problème des ondes de gravité générées par la convection. Il est aussi proposé d'analyser comment la turbulence qui se développe dans une couche cisailée peut amener l'écoulement moyen vers des configurations instables propices à des émissions spontanées d'ondes. La troisième partie porte sur les ondes forcées par les montagnes. Le chapitre de généralités porte sur les ondes de montagnes linéaires. Les travaux présentés examinent la structure des ondes de montagnes lorsque le vent incident est transitoire. Comme perspective, il est proposé d'analyser les ondes instationnaires observées dans les radiosondages à haute résolution effectués durant la campagne PYREX. Il s'agit de les interpréter en utilisant la théorie des ondes de montagne instationnaires présentée auparavant. La quatrième partie porte sur l'interaction des perturbations de petite échelle avec l'écoulement moyen. Les généralités portent sur les théorèmes de non-interaction et sur la caractérisation des niveaux critiques. Les travaux présentés analysent les interactions linéaires et non linéaires entre une perturbation et un niveau critique.

¹Bien entendu une telle division est assez arbitraire, les régions sources par exemple sont aussi des régions où les perturbations modifient sensiblement l'écoulement moyen.

Comme perspective, il est proposé d'étendre ces travaux à l'étude de la réflexion fortement non linéaire des ondes à un niveau critique. La cinquième partie porte sur l'impact de ces perturbations sur la circulation atmosphérique à grande échelle et sur leur représentation dans les MCGA. Dans cette partie, l'utilisation de données pour valider différents schémas de représentation de l'orographie à l'échelle sous-maille occupe une place très importante. Le chapitre de généralités porte sur le problème de la représentation des montagnes dans les MCGA et sur les ondes de montagnes non linéaires. Les travaux présentés portent sur une comparaison entre la réponse du modèle du CEPMMT¹ à l'orographie et les données PYREX. Ils portent aussi sur le développement d'un nouveau schéma de représentation de l'orographie à l'échelle sous-maille dans les MCGA. Comme perspective, nous proposons d'étudier l'impact de ce nouveau schéma sur des simulations climatiques et, en particulier sur la structure de l'onde planétaire stationnaire. Nous proposons aussi d'étudier certains aspects du contournement des montagnes par un écoulement d'échelle sub-synoptique avec un modèle d'écoulement de couche mince.

2 Les ondes de gravité générées dans une couche cisailée

2.1 Généralités sur les instabilités et les vecteurs singuliers

Dans l'atmosphère, les sources les plus importantes d'ondes de gravité sont les montagnes (Queney, 1947; Smith, 1979a; Palmer et al., 1986; Lott et Teitelbaum, 1993), la convection (Bretherton et Smolarkiewitz, 1989; Shutts et Gray, 1994; Alexander et al., 1995), les instabilités de cisaillement (Lalas et Einaudi, 1976; Rosenthal et Lindzen, 1983; Fritts, 1982; Lott et al., 1992), et l'ajustement géostrophique (Rossby, 1937; Blumen, 1972; Fritts et Luo, 1992). Lorsqu'il s'agit d'instabilités de cisaillement, les perturbations croissent spontanément lorsque le nombre de Richardson minimum (Ri) de l'écoulement moyen est quelque part inférieur à 0.25 (Miles, 1961; Howard, 1961). Dans ce cas, la vitesse de phase de la perturbation est comprise entre la vitesse minimale et la vitesse maximale de l'écoulement: l'altitude où la vitesse de phase réelle de la perturbation égale celle de l'écoulement moyen est appelée son niveau critique. A l'exception des instabilités de Holmboe (Holmboe, 1962; Smyth et Peltier, 1989), les modes les plus instables ont pour vitesse de phase, la vitesse de l'écoulement moyen à l'endroit où celui-ci est le plus instable.

Dans la plupart des cas et lorsque le fluide n'est pas borné dans la direction verticale, les instabilités sont essentiellement piégées dans la couche cisailée (voir

¹Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme

par exemple Drazin (1958)), les modes neutres délimitant le domaine d'instabilité étant évanescents en dehors. Les ondes de gravité, dont la longueur d'onde horizontale est supérieure à celle des modes piégés ne peuvent exister que si elles sont forcées. Dans ce contexte (instable non borné), une onde de gravité se propageant vers la couche cisailée peut y être sur-réfléchi¹ lorsqu'elle rencontre un niveau critique où le nombre de Richardson moyen est inférieur à 0.25. En présence d'un sol, l'onde sur-réfléchi est renvoyée vers le niveau critique et la sur-réflexion se répète perpétuellement. De l'accumulation qui résulte la sur-réflexion induit une instabilité ayant toutes les caractéristiques d'une onde de gravité (Rosenthal et Lindzen, 1983) . Ce type d'étude montre que les instabilités et l'interaction des ondes de gravité avec un niveau critique ont de nombreux points en commun. Ce rapprochement a été exploité systématiquement par Lindzen (1988) qui a donné une description unifiée des instabilités et de la sur-réflexion des ondes faisant appel à des mécanismes dynamiques simples à comprendre. Au lieu de se placer dans le contexte où la sur-réflexion engendre l'instabilité, l'étude présentée dans la partie 2.2.1 analyse au contraire comment une instabilité bien identifiée, comme l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, peut donner lieu à des émissions spontanées d'ondes de part et d'autre de la couche cisailée, même lorsque l'écoulement n'est pas borné.

Ce mécanisme de génération d'ondes de gravité est cependant limité à des configurations instables, où le nombre de Richardson minimum est inférieur à 0.25. C'est une contrainte forte car dans l'atmosphère, ce paramètre est souvent plus large, et les observations dans l'océan ont montré très tôt qu'il pouvait exister de la turbulence lorsque le nombre de Richardson est proche de 1 Woods (1969). Ceci indique que la description en terme de modes propres est insuffisante, comme l'avait noté Orr (1907) dans le cas non-stratifié stable, pour rendre compte de la turbulence. Orr (1907) avait en particulier montré que des ondes planes dont les lignes de phase sont inclinées dans la direction opposée à celle du cisaillement, peuvent croître de manière très significative pendant un intervalle de temps fini. Ensuite, ces perturbations décroissent quand leurs lignes de phase s'inclinent de plus en plus dans la direction du cisaillement. Récemment ces idées ont été étendues aux cas des écoulements planétaires (Farrell, 1982; Boyd, 1983) et au cas stratifié (Farrel et Ioannou, 1993) . Dans le chapitre 2.2.2 nous examinons si de telles perturbations peuvent donner lieu à des émissions d'ondes de gravité. Cependant, il faut noter que cette approche est critiquable, car un petit nombre seulement de perturbations initiales donnent lieu à une croissance significative (Shepherd, 1985) . C'est pourquoi l'influence de ces perturbations sur l'évolution d'ondes dont la structure initiale est choisie stochastiquement est aussi discutée dans ce chapitre.

¹l'amplitude de l'onde réfléchi dépasse celle de l'onde incidente

2.2 Deux études particulières

2.2.1 Une transition de l'instabilité de Kelvin Helmholtz vers une instabilité d'ondes se propageant loin du niveau critique

Dans Lott et al. (1992), le diagramme de stabilité d'un écoulement cisailé et stratifié verticalement est étudié de manière analytique. La vitesse et la fréquence de Brunt-Vaisala de l'écoulement moyen suivent des lois du type:

$$U(z) = U_0 \tanh(z/d) \text{ et } N^2(z) = N_1^2 + N_2^2 |\tanh(z/d)|^\alpha \quad (1)$$

où z est l'altitude et d caractérise l'épaisseur de la couche cisailée. U_0 , N_1 et N_2 caractérisent la vitesse maximale de l'écoulement moyen, la stratification minimale dans la couche cisailée et la stratification en dehors de la couche cisailée. Les relations (1) représentent une couche cisailée qui a été mélangée préalablement, la stratification étant plus petite à l'intérieur de la couche cisailée qu'à l'extérieur. Le paramètre α représente l'épaisseur relative de la couche interne de faible stratification par rapport à l'épaisseur de la couche cisailée. Le cas $\alpha = 0$ est le profil de Drazin (1958) dans lequel les modes instables restent confinés dans la couche cisailée. Contrairement aux profils continus les plus couramment utilisés dans la littérature il apparaît des instabilités ayant la structure d'ondes de gravité se propageant de part et d'autre de la couche cisailée lorsque $\alpha > 2$. Ces calculs montrent que le phénomène dit de sur-réflexion résonante peut se produire dès lors que le nombre de Richardson minimum est plus petit que 0.25. Pour une stratification intérieure N_1 donnée et pour $\alpha > 2$ la sur-réflexion résonante commence à se produire lorsqu'on augmente la stratification extérieure N_2 . En fait, cette augmentation de la stratification extérieure permet de réduire en douceur la contrainte de piégeage pesant sur les instabilités de Kelvin-Helmholtz. Le mécanisme générateur des ondes est par conséquent proche de celui de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, comme l'indique la comparaison des transferts d'énergies pour les modes piégées et pour les modes se propageant. Il est probable que ce type de mécanisme intervienne dans le développement à moyen terme d'une couche cisailée instable une fois que les instabilités primaires se sont développées et ont mélangé la couche cisailée.

2.2.2 L'émission transitoire d'ondes de gravité par une couche cisailée stratifiée stable

Dans Lott (1996) est étudié la dispersion linéaire d'une perturbation localisée initialement dans une couche cisailée et stratifiée verticalement. Il s'agit d'un écoulement non borné dont le profil,

$$U(z) = U_0 \tanh(z/d) \quad N^2(z) = N_0^2 \quad (2)$$

est stable, le nombre de Richardson minimum, ($Ri = N_0^2 d^2 / U_0^2$) est supérieur à 0.25. Dans un premier temps, les perturbations optimales qui croissent le plus rapidement dans un intervalle de temps fini sont calculées. Il s'agit des vecteurs singuliers d'un modèle linéaire d'ondes de gravité, calculés à l'aide de ce modèle, de son adjoint et d'un algorithme itératif de Lanczos (Lacarra et Talagrand, 1988; Buizza et al., 1993). Le mécanisme de base de la croissance de l'énergie est celui de Orr (1907) étendu au cas stratifié (Hartman, 1975; Farrel et Ioannou, 1993). Dans la version non stratifiée, les perturbations initiales dont les lignes de phase sont inclinées dans la direction opposée au cisaillement croissent pendant un intervalle de temps fini. Durant cette phase de croissance, l'advection tend à orienter ces lignes de phase dans la direction du cisaillement. Aussi longtemps que la direction verticale n'est pas atteinte, la distance séparant deux lignes de phase augmente. Comme la vorticité doit être conservée il faut que la vitesse augmente et donc l'énergie cinétique augmente. Lorsque la direction verticale est dépassée, les lignes de phase s'inclinent dans la direction de l'écoulement et se rapprochent les unes des autres, l'énergie cinétique se met à décroître. Dans le profil 2 le calcul des perturbations optimales indique que l'évolution de l'énergie dans un intervalle de temps un ordre de grandeur plus grand que l'échelle de temps advectif d/U_0 n'est sensible qu'à la manière dont on prescrit les conditions initiales à l'intérieur de la couche cisailée. Parmi les perturbations optimales, les plus longues (c. à d. celles dont le nombre d'onde $k < \sqrt{Ri}/d$), donnent lieu à des émissions spectaculaires d'ondes de gravité se dégageant de la couche cisailée. La croissance de ces perturbations est cependant plus petite que celles des perturbations plus courtes (c. à d. dont $k > \sqrt{Ri}/d$) qui restent piégées dans la couche cisailée. Cependant la croissance des perturbations longues est plus persistante car les perturbations piégées voient leur énergie décroître lorsque leurs lignes de phase deviennent de plus en plus inclinées dans la direction du cisaillement. Les modes longs ne ressentent pas cet effet car ils sont déjà loin de la couche cisailée lorsque la phase de décroissance commence. Ces perturbations indiquent les mécanismes de base par lesquels la couche cisailée peut émettre des ondes de gravité avec un nombre d'onde proche de $k_c = \sqrt{Ri}/d$ et avec des lignes de phase inclinées dans la direction d'où vient le vent.

L'importance des vecteurs singuliers sur l'évolution de conditions initiales plus générales est aussi testée en faisant des simulations d'ensemble dans lesquelles les conditions initiales sont imposées stochastiquement dans la couche cisailée. Celles-ci montrent comment des conditions initiales quelconques induisent des structures d'ondes dont certaines caractéristiques sont indiquées par les perturbations optimales. Dans ce cadre, et bien que la croissance de l'énergie de la perturbation ne soit jamais aussi spectaculaire que celui des perturbations optimales, l'effet amplificateur du cisaillement sur les flux de quantité de mouvement de part et d'autre de la couche cisailée est toujours très important. Cet impact du cisaillement sur la réorganisation du champ d'ondes et sur les flux de quantité

de mouvement est un phénomène caractéristique des ondes de gravité générées par la convection (Alexander et al., 1995; Kershaw, 1995) .

2.3 Perspectives

Les situations dont le mécanisme d’instabilité a été décrit dans la partie 2.2.1 sont caractérisées par un écoulement dont la stratification à l’intérieur de la couche cisailée est plus faible qu’à l’extérieur. Aucun mécanisme simple ne permet de justifier à priori une telle hypothèse. Cependant Churilov et Shukhman (1987) ont montré que lorsqu’une instabilité de Kelvin-Helmholtz se développe dans un écoulement cisailé et stratifié, elle a tendance à y diminuer le cisaillement moyen et la stratification moyenne sans ramener nécessairement l’écoulement vers une configuration stable (voir chapitre 4.2). Bien que leurs calculs soient limités au cas faiblement non linéaire, on peut se demander si il persiste lorsque l’instabilité primaire a déferlé et mélangé la couche cisailée. Ce type d’étude peut-être fait en utilisant le modèle fortement non-linéaire d’instabilités présenté dans le chapitre 4.2 et en analysant si des sur-réflexions résonantes peuvent se produire dans des profils ainsi mélangés.

L’impact dynamique du cisaillement sur une perturbation localisée à l’intérieur d’une couche cisailée est un phénomène caractéristique des ondes de gravité générées par la convection (Alexander et al., 1995; Kershaw, 1995) . Dans ce cadre, les ondes sont excitées continuellement par les phénomènes ascensionnels qui se produisent dans le nuage et le champ d’onde est réorganisé dynamiquement par le cisaillement. Pour adopter l’approche suivie dans le chapitre 2.2.2 il semble important d’analyser le rôle des vecteurs singuliers sur la réorganisation d’un champ d’ondes forcées stochastiquement dans une couche cisailée. Il faut aussi se placer dans des configurations plus réalistes, avec un sol, et en considérant un écoulement moyen dont la structure verticale ressemble au jet troposphérique. Il faudra aussi déterminer si les mécanismes de réorganisation du champ d’ondes analysés précédemment fonctionnent toujours dans le cadre non-linéaire.

3 Les ondes de gravité générées par les montagnes

3.1 Généralités sur les ondes de montagnes linéaires

La génération des ondes de gravité par les montagnes est seulement un des nombreux phénomènes dynamiques résultant de l’interaction du relief et de l’atmosphère. Cette complexité provient du fait qu’il y a plusieurs échelles de longueurs dynamiques naturelles avec lesquelles la longueur caractéristique d’une montagne L peut être comparée. Ces échelles comprennent:

1. La longueur parcourue durant une oscillation liée à la flottabilité;
2. La longueur parcourue durant une rotation de la terre;
3. Le rayon de la terre.

Les rapports de la longueur de la montagne sur chacune de ces échelles sont importants pour déterminer le régime de l'écoulement. Dans cette partie seules sont considérées des montagnes dont la longueur caractéristique est proche de la première échelle et est très inférieure à la seconde (et donc aussi à la troisième). En terme de paramètres sans dimension cela revient à dire que le nombre de Froude, $Fr = NL/U$, est d'ordre supérieur ou égal à 1 et que l'inverse du nombre de Rossby, $Ro^{-1} = fL/U$, est très petit devant 1. Dans cette gamme de paramètres, la longueur d'onde verticale caractéristique des ondes de gravité U/N , est aussi une échelle naturelle. Le nombre sans dimension, $H_{ND} = HN/U$, compare cette échelle à la hauteur maximum de l'obstacle H . Il mesure la non linéarité du problème: lorsque la hauteur de l'obstacle s'approche de la longueur d'onde verticale, la dynamique devient non-linéaire. Deux autres caractères sont aussi essentiels pour caractériser les perturbations induites par l'obstacle, c'est la forme de la montagne (2D ou 3D pour simplifier) et les profils verticaux du vent incident et de la stratification, $U(z)$ et $N^2(z)$.

Dans la plupart des études linéaires ($H_{ND} \ll 1$) relatives aux ondes de montagnes, l'approximation stationnaire est aussi faite et on considère que les perturbations ont une vitesse de phase absolue nulle. Dans le cas où l'obstacle est bi-dimensionnel et où l'écoulement de base est constant avec l'altitude, le comportement des ondes ne dépend plus que du nombre de Froude Fr . S'il est grand, la perturbation est en équilibre quasi hydrostatique et la vitesse de groupe des ondes de gravité excitées par l'obstacle est exactement opposée à l'advection: les ondes sont localisées au dessus de l'obstacle, elles ont une échelle horizontale caractéristique identique à celle de la montagne, elles ont pour nombre d'onde verticale N/U et elles induisent une traînée au sol de l'ordre de grandeur de

$$D_{2Dlin} = \int_{-\infty}^{\infty} p \frac{\partial h}{\partial x} dx \approx \rho_0 U N H^2 (\text{en Pa m}). \quad (3)$$

Lorsque Fr décroît, le problème devient de moins en moins hydrostatique et de plus en plus d'harmoniques forcées par l'obstacle sont évanescentes dans la direction verticale. De plus, la vitesse de groupe horizontale des harmoniques non-évanescents devient inférieure à celle de l'écoulement. Le champ d'ondes est advecté dans la direction de l'écoulement et se retrouve derrière la montagne. Les harmoniques évanescents ne pouvant pas transporter de quantité de mouvement vers le haut, la traînée décroît avec Fr par rapport au cas hydrostatique. Lorsque U et N^2 varient avec l'altitude, et toujours dans le cadre non-hydrostatique $Fr \approx 1$, il peut exister des modes propres dans le système avec sol et sans relief, la montagne excite ces modes de manière privilégiée (Scorer, 1949; Wurtele et al., 1987). Ces modes propres sont en générale piégées, entre le sol et une altitude

de retournement au dessus de laquelle ils son évanescents. De l'excitation de ces modes, il résulte un train d'ondes derrière la montagne dont la longueur d'onde est liée aux conditions de résonance et qui n'a rien à voir avec l'échelle de la montagne. Il en résulte aussi une traînée pour laquelle aucune formule générale n'est établie. Cette traînée induit un freinage pour l'atmosphère qui doit être ressenti loin en aval de l'obstacle et à bas niveau.

De nombreux aspects du cas bi-dimensionnel se retrouvent en linéaire tri-dimensionnel. Certaines différences méritent cependant d'être mentionnées. En tri-dimensionnel, la traînée totale pour un obstacle isolé est donnée par une formule du type,

$$D_{3Dlin} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p \frac{\partial h}{\partial x} dx dy \approx \rho_0 b U N H^2 (\text{en Pa m}^2). \quad (4)$$

où b caractérise l'extension de la montagne selon y (perpendiculairement à l'écoulement incident). Le changement d'unité dans la valeur de la traînée par rapport au cas bi-dimensionnel provient du fait que la force de pression s'exerçant sur les parois de la montagnes est intégrée sur la surface du massif. Dans le cas tri-dimensionnel et hydrostatique ($Fr \gg 1$) et lorsque l'écoulement est uniforme, les ondes forcées ont une vitesse de groupe selon l'axe x inférieure à celle de l'écoulement et, contrairement au cas bi-dimensionnel, les ondes ont tendance à se propager vers l'aval (Smith, 1980) . Dans le cas où il existe des modes piégés, ceux-ci forment un sillage d'ondes en "V" derrière la montagne. Sans modes résonants, Phillips (1985) a aussi montré que lorsque l'obstacle n'est pas isotrope et que le vent incident n'est pas parallèle à un des axes de la montagne, la force sur la montagne due aux ondes a une composante perpendiculaire au vent incident. Il s'agit d'une portance.

Sans étendre cette discussion rapide aux cas non-linéaires (c.à d., pour $H_{ND} \gtrsim 1$), il apparaît que peu d'études remettent en doute l'hypothèse de stationnarité de l'écoulement incident. C'est pourtant une hypothèse très forte et qui se justifie assez difficilement du point de vue des observations. Dans quelques études, une certaine instationnarité apparaît cependant lorsque le vent croît vers sa valeur finale (Palm, 1953; Jusem et Barcion, 1985) ou lorsque des instabilités non linéaires de l'onde principale se produisent (Laprise et Peltier, 1989; Bacmeister et Schoeberl, 1989) . Cependant, dans toutes ces études, la plus grande partie de l'énergie de la perturbation reste transportée par une onde principale stationnaire, le vent incident devenant stationnaire après un temps fini. Des observations montrent pourtant que cette hypothèse n'est pas valable (Buzzi et Tibaldi, 1977; Smith, 1982) lorsqu'un front s'approche d'une montagne. Des situations où le courant incident sur le relief varie au cours du temps ont été étudiées plus en détails par les océanographes dans le contexte de l'interaction des marées avec le fond sous-marin (Bell, 1975; Maas et Zimmerman, 1989) . Dans ce cas l'écoulement

varie comme une sinusoïde au cours du temps ce qui permet de simplifier le problème. Toujours dans ce cadre mais pour l'atmosphère, Chimonas (1977) a étudié le cas de variations très rapides du vent incident afin d'expliquer l'observation d'infrasons près des montagnes. Pour se rapprocher un peu plus du contexte atmosphérique, Bannon et Zehnder (1985) ont ajouté une composante stationnaire. Ceci reste cependant irréaliste, les variations temporelles de l'écoulement dans la basse atmosphère étant liées aux passages de front pour lesquelles aucune structure harmonique simple n'existe. C'est pourquoi dans Lott et Teitelbaum (1992) et Lott et Teitelbaum (1993) est étudié le cas où la variation du vent n'a pas de structure harmonique pure.

3.2 Deux études linéaires sur les ondes de montagnes instationnaires

Dans Lott et Teitelbaum (1992) et Lott et Teitelbaum (1993) l'écoulement incident démarre à un instant donné et redevient nul après un temps fini. Dans tous les cas, la perturbation est quasi-hydrostatique et linéaire. Dans ce cas, la nature des effets transitoires dépend essentiellement d'un paramètre $\epsilon = U_0 t_f / L$ qui mesure le rapport entre l'échelle des variations temporelles du vent incident t_f et l'échelle de temps advective, L/U_0 . Les cas où $\epsilon \gg 1$ sont appelés quasi stationnaires et le champ d'ondes peut-être décrit en utilisant des techniques asymptotiques de type WKB. C'est ce qui est fait en détails dans Lott et Teitelbaum (1992) lorsque le sol est une simple sinusoïde dans l'espace. La structure ondulatoire à la fin du coup de vent est extrêmement instationnaire. Ceci provient d'une combinaison entre la variation de l'amplitude du forçage au sol et la modification au cours du temps de la vitesse de phase absolue des perturbations. Il en résulte entre autres que ces ondes n'ont aucune difficulté à se propager à travers les zones atmosphériques où le vent est faible, contrairement aux ondes stationnaires qui ont tendance à rencontrer des niveaux critiques dans de telles régions. Cette étude suggère que les ondes de montagnes peuvent se propager plus facilement vers la mésosphère qu'on ne le pensait auparavant. Dans Lott et Teitelbaum (1993), cette approche est étendue au cas d'une montagne isolée et au cas très instationnaire $\epsilon \ll 1$. Dans le cas quasi stationnaire, il s'avère qu'après le coup de vent toutes les ondes se retrouvent en amont de l'obstacle, contrairement à ce que prédisent la plupart des études stationnaires. En augmentant l'instationnarité, cette dissymétrie du signal par rapport à l'obstacle diminue car l'effet de l'advection sur la perturbation diminue. Le cas très instationnaire se ramène à celui de perturbations excitées au sol par un forçage variable mais dans un fluide au repos. Le système d'ondes a alors une structure en "V" localisée au-dessus de l'obstacle très ressemblante à celle visible dans les expériences de Mowbray et Rarity (1967). Ces différents comportements ont de grandes con-

séquences sur la valeur de la traînée et sur la prédiction des zones de l'atmosphère où les ondes de montagnes peuvent déferler. De la symétrisation du système d'onde, résulte une diminution de la traînée par rapport au cas linéaire lorsque ϵ diminue. De plus, la dispersion du champ d'ondes due aux effets instationnaires fait, qu'en général, celles-ci déferlent beaucoup plus haut que ne le prévoit la théorie stationnaire. Il est aussi notable que ce déferlement se produit en amont de l'obstacle.

3.3 Perspectives

Une première analyse des radiosondages à haute résolution effectués durant la campagne PYREX (Bougeault et al., 1993) montre une forte variabilité temporelle des structures observées. Cette variabilité est dominée par des ondes transitoires de relativement faible longueur d'onde verticale. Il est probable que certaines de ces ondes sont forcées par le relief et leur caractère transitoire doit être lié à des phénomènes du type de ceux décrits précédemment. Une façon d'étendre les études précédentes à des configurations réalistes consiste en premier lieu à lisser dans la direction verticale les profils successifs pour séparer le vent incident et la perturbation. On peut ensuite étudier comment des ondes transitoires, forcées par la montagne, se forment et se propagent lorsque le profil moyen varie au cours du temps. Ces perturbations pourront alors être comparées aux perturbations observées extraites lors du lissage. Cependant, comme les perturbations instationnaires observées ont une structure proche de celles des ondes inertielles, il faut aussi étudier l'influence de la force de Coriolis sur ces ondes de montagne transitoires.

4 Interaction avec l'écoulement moyen à un niveau critique

4.1 Généralités sur les problèmes d'interaction et sur la caractérisation d'un niveau critique

Pour définir un écoulement moyen, la procédure la plus immédiate consiste à faire la moyenne zonale des champs atmosphériques ou, pour des problèmes d'échelles plus courtes, à faire des moyennes sur une boîte dont les dimensions sont supérieures à celles des perturbations. Les perturbations sont alors définies comme l'écart à cette moyenne. Du fait de la non linéarité intrinsèque des équations du mouvement, il y a de très forts couplages entre ces perturbations et l'écoulement moyen. La configuration de l'écoulement moyen influence les ondes par la réfraction des rayons. Réciproquement, la variation des ondes au cours de leur propagation induit des modifications de l'écoulement moyen. Cependant,

même si la définition d'une perturbation semble claire, la relier à un concept d'onde transportant une certaine information l'est moins. En fait, on ne peut caractériser sans ambiguïté la propagation d'une onde en tant que telle, que s'il existe des quantités de type énergétique ou autre qui sont conservées lors de la propagation et qui, à l'ordre le plus élevé, soient quadratiques pour la perturbation. On parle alors d'activité d'ondes (Andrews et McIntyre, 1978), ce sont en générale la pseudo énergie ou le pseudo moment (Shepherd, 1990). Pour les ondes atmosphériques, les premières études complètes conduisant à des expressions d'activité d'ondes ont été établies dans le cadre de l'interaction entre les perturbations et l'écoulement moyen (Andrews et McIntyre, 1976). Les expressions obtenues lorsqu'on utilise le pseudo moment et pour des ondes linéaires ont alors un intérêt majeur: elles caractérisent la perturbation d'une part et d'autre part son action sur le vent moyen. En particulier, comme le flux d'action d'une perturbation linéaire stationnaire non dissipée ne varie pas en dehors de sa région source, il s'avère que la perturbation ne modifie pas l'écoulement moyen. Or, lorsqu'on s'approche d'un niveau critique, il devient impossible de faire à la fois les hypothèses de linéarité, de stationnarité et de négliger la dissipation visqueuse. Ceci en fait un endroit privilégié où vont toujours se produire des interactions fortes entre les ondes et l'écoulement moyen. Pour les perturbations de petite échelle, un résultat similaire a été établi par Eliassen et Palm (1961), dans le cadre d'un écoulement bidimensionnel, stratifié verticalement et soufflant sur une montagne. Dans ce cadre, ils ont montré que la composante verticale moyenne du flux d'action \vec{F} , est la tension de Reynolds

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{F}_z}{\partial z} = \frac{\partial \bar{w}u}{\partial z} \quad (5)$$

et que celui-ci est constant dans le cas linéaire stationnaire, non visqueux et en l'absence de niveau critique. En présence d'un niveau critique et lorsque l'écoulement est stable, Booker et Bretherton (1967) ont montré qu'une onde se propageant vers celui-ci était absorbé. Cela se traduit par une atténuation totale de la tension de Reynolds et l'écoulement moyen est nécessairement modifié.

Bien que l'étude de Booker et Bretherton (1967) soit essentiellement linéaire, stationnaire et non-visqueuse, certaines techniques mathématiques pour traiter les singularités de l'équation de Taylor Goldstein au niveau critique invoquent toujours une certaine instationnarité ou un certain type d'amortissement (Van Duyn et Kelder, 1982; Teitelbaum et Kelder, 1985). Formellement, on peut donc exclure la condition d'absence de niveau critique des conditions de non-interaction citées plus haut puisqu'au niveau critique une de ces conditions au moins est violée. Une manière de présenter ces différents aspects est d'introduire des petits paramètres η , Re et μ caractérisant l'amplitude de la perturbation loin du niveau critique, la dissipation visqueuse et l'instationnarité. Si la perturbation est une instabilité, μ est son taux de croissance. Dans cette discussion, toutes les quan-

tités présentées sont normalisées par les grandeurs caractéristiques de la couche cisailée (le vent moyen maximum U_0 , l'épaisseur de la couche cisailée d et la fréquence de Brunt-Väisälä N^2). Faire l'approximation linéaire, stationnaire et non-visqueuse, c'est considérer que ces trois paramètres sont petits. Dans ce cas, lorsqu'on s'approche d'un niveau critique, on sait que l'amplitude de la perturbation se met à croître infiniment. Il s'avère que les termes non linéaires ne sont plus négligeables lorsqu'on est à moins de $l_n = \eta^p$ du niveau critique, où p varie entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{2}{3}$. On sait aussi que la perturbation varie de plus en plus brutalement dans la direction verticale et on ne peut pas négliger la viscosité lorsque la distance au niveau critique devient inférieure à $l_v = (kRe)^{-1/3}$. Enfin au niveau critique, la vitesse de phase absolue de la perturbation approche de la vitesse de l'écoulement (ce qui définit le niveau critique) et il n'est pas possible de négliger l'instationnarité lorsque la distance au niveau critique devient inférieure à $l_t = \mu/k$. Dans Lott et Teitelbaum (1990), est étudié le cas $l_v > l_n, l_t$ dit linéaire visqueux et dans Lott et Teitelbaum (1992) est étudié le cas $l_v \approx l_n \gg l_t$ dit faiblement non linéaire visqueux. L'hypothèse faiblement non linéaire permet certains traitements analytiques du problème de l'interaction entre la perturbation et l'écoulement moyen. Seules des simulations numériques permettent d'analyser les cas très non linéaires, $l_n \gg l_v, l_t$ (Fritts, 1984; Fritts, 1982; Klassen et Peltier, 1985; Collins et Maslowe, 1988; Sutherland et al., 1994). Comme dans la partie 2, les ondes de gravité et les instabilités de Kelvin-Helmholtz sont traitées en même temps parce que les propriétés physiques qu'elles partagent dans le cas linéaire se retrouvent dans le cas non-linéaire et dans le cas visqueux.

4.2 Etudes sur l'interaction onde-niveau critique

4.2.1 Cas linéaire

Dans Lott et Teitelbaum (1990), l'influence des dissipations sur les perturbations à un niveau critique est étudiée dans le cadre linéaire. Après avoir vérifié que l'approximation linéaire est valide pour des perturbations d'amplitude finie mais petite on montre que l'écoulement est en général stabilisé lorsqu'on augmente la dissipation. Ceci se traduit par des instabilités dont le taux de croissance est plus faible que sans dissipation. Pour les ondes de gravité, les coefficients de transmission et de réflexion des ondes à un niveau critique sont plus petits que dans le cas non visqueux. Ces résultats étendent aux ondes de gravité et à des nombres de Reynolds plus petits les études linéaires visqueuses de Hazel (1967), Maslowe et Thomson (1971) et Van Duin et Kelder (1986). En variant la valeur du nombre de Prandtl, des configurations pour lesquelles la dissipation thermique excède la dissipation dynamique sont aussi analysées. Elles montrent que l'écoulement peut-être rendu plus instable lorsque la dissipation thermique augmente. Pour les instabilités, il en résulte que des modes instables peuvent exister même lorsque le nombre de Richardson est supérieur à 0.25. Ce résultat s'interprète de manière

simple: lorsque la diffusion thermique augmente, l'amplitude de la force de flottabilité diminue. Comme cette force est essentiellement stabilisatrice, on destabilise l'écoulement lorsqu'on diminue son influence. Ce résultat confirme ceux de Lindzen et Barker (1985) et Jones (1977). Plus théoriquement, en dérivant à nouveau le théorème de stabilité de Miles-Howard avec dissipations simplifiées, on montre qu'il peut exister des modes instables, même lorsque le nombre de Richardson est supérieur à 0.25 si le nombre de Prandtl est inférieur à 1. Pour les ondes de gravité cet effet se traduit par une augmentation des coefficients de réflexion et de transmission à travers le niveau critique.

4.2.2 Cas non linéaire

Dans Lott et Teitelbaum (1992) est étudiée l'interaction non linéaire entre une perturbation et un niveau critique dans le cas visqueux. La destabilisation non linéaire des instabilités de Kelvin-Helmholtz à grand nombre de Prandtl, $Pr > 1$, trouvée par Brown et al. (1981), est simulée numériquement. Il est notable que cette destabilisation non linéaire est aussi très sensible à la valeur du nombre de Prandtl, mais dans la direction opposée à ce qui a été établi dans le cas linéaire. Des diagnostics détaillés et des calculs analytiques dans un contexte simplifié permettent d'interpréter ce phénomène. Lorsqu'elle se développe, l'instabilité prend de l'énergie cinétique à l'écoulement moyen en diminuant le cisaillement du vent autour du niveau critique. Cet échange se fait sur une échelle donnée par l'échelle visqueuse l_v . Cependant, une partie de cette énergie est restituée sous forme d'énergie potentielle à l'écoulement moyen au lieu de contribuer directement à la croissance de l'instabilité. Cet effet est aussi lié au fait que la stratification stabilise les perturbations. Cette restitution d'énergie potentielle tend à diminuer la stratification moyenne autour du niveau critique. En moyenne, et lorsque le nombre de Prandtl, $Pr = 1$, la diminution du cisaillement de vent moyen compense la diminution de la stratification et le nombre de Richardson autour du niveau critique, $Ri = N^2(z)/U_z(z)^2$, n'est pas modifié: l'écoulement moyen reste aussi stable qu'il l'était au départ. Si on augmente le nombre de Prandtl, la diffusion thermique devient plus faible que la diffusion mécanique et la densité est mélangée sur une couche plus fine que le vent: la destabilisation par diminution de la stratification l'emporte et l'écoulement devient plus instable. En retour, l'instabilité se met à croître encore plus rapidement que dans le cas linéaire. Bien entendu, des effets opposés se produisent lorsque $Pr < 1$. En plus de cette interprétation il est établi dans Lott et Teitelbaum (1992) que de tels comportements se produisent aussi pour les ondes de gravité. Dans ce cas, le nombre de Prandtl pour lequel les effets stabilisateurs et destabilisateurs se compensent dépend fortement du nombre de Richardson (dans le cas des instabilités, la contrainte de faible instationnarité impose de rester proche de $Ri = 0.25$). Pour des écoulements stables par exemple, la destabilisation se produit pour des nombres de Prandtl significativement plus grands que 1. Les effets en retour sur

les ondes sont aussi très intéressants. En général, lorsqu'il y a destabilisation, la transmission et la réflexion des ondes augmentent par rapport au cas linéaire. Lorsqu'il y a stabilisation, la transmission diminue toujours. Cependant, lorsque l'écoulement au départ est stable, les distorsions de son profil par l'action de l'onde tendent à augmenter les réflexions partielles sous le niveau critique. De ce fait, moins d'énergie arrive au niveau critique et l'onde est moins absorbée. La réflexion augmente donc par rapport au cas linéaire et peut même approcher 1. Cela montre qu'en présence d'un niveau, l'écoulement moyen n'est pas capable d'absorber toute la quantité de mouvement transportée par des ondes de grande amplitude, et peut en renvoyer une part importante.

4.3 Perspectives

Hormis dans le cas des ondes de montagnes (Clark et Peltier, 1984), ce type de réflexion d'ondes non linéaires a été assez peu étudié dans le cas stratifié. Il apparaît cependant que l'absorption des ondes à un niveau critique peut être très limitée par les effets non linéaires. Il en découle qu'une partie importante de la quantité de mouvement transportée par ces ondes peut revenir vers les basses couches. C'est un phénomène assez connu pour les ondes de Rossby qui peuvent être parfaitement réfléchies à un niveau critique du fait des non linéarités (Killworth et McIntyre, 1985). Dans le contexte stratifié, il peut être intéressant de voir comment un paquet d'ondes de gravité fortement transitoire et de grande amplitude, va être réfléchi par le niveau critique. On peut aussi s'intéresser au cas où les perturbations ne sont pas des harmoniques simples dans la direction zonale, comme c'est le cas pour les ondes de montagne.

5 Impacts sur la circulation générale de l'atmosphère

5.1 Généralités sur la représentation des montagnes dans les MCGA et sur les ondes de montagne non linéaires

Au cours des dernières décennies, les météorologues ont mis au point des MCGA pour mieux comprendre le climat et pour prévoir le temps à moyen terme. Ces modèles globaux réduisent le système dynamique à un certain nombre de points de grille qui représentent des régions dont les longueurs méridiennes et zonales vont rarement en dessous du degré. On peut d'ailleurs penser qu'il va continuer à en être ainsi pendant relativement longtemps. Tout d'abord les modèles climatiques ont une résolution bien inférieure parce qu'ils doivent simuler de très longues périodes de temps. De plus, la tendance actuelle est d'associer les MCGA à des modèles de circulation générale de l'océan. C'est un effort numérique considérable qui compense pour l'instant les récents progrès des calculateurs électroniques. Dans les centres de prévision du temps, les efforts récents sont orientés

vers l'assimilation variationnelle des données et les prévisions Monte Carlo. Dans aucune de ces deux disciplines, il n'est question d'utiliser des modèles dont la résolution s'approche du degré avant longtemps. On peut donc considérer que tous les phénomènes atmosphériques dont l'échelle horizontale varie entre la centaine de mètres et la centaine de kilomètres ne sont pas représentés explicitement dans les modèles, et ne sont pas près de l'être. Dans la troposphère il s'agit essentiellement de la turbulence dans la couche limite, de la convection dans les nuages et des montagnes. On doit alors se demander si ces phénomènes jouent un rôle important sur la circulation à grande échelle et si il faut les représenter pour améliorer les modèles. Dans cette partie, ces questions sont abordées dans le contexte de la représentation des montagnes dans les MCGA.

En utilisant des données à haute résolution (185mx185m) d'un massif montagneux tel que les Alpes (Volkert, 1990) , il est possible d'évaluer l'impact de l'orographie à l'échelle sous-maille sur la circulation générale de l'atmosphère (Lott, 1994) . D'un point de vue linéaire, il apparaît que les harmoniques du relief dont la longueur d'onde horizontale varie entre quelques Km et quelques centaines de Km (c.à.d. celles pour lesquelles le nombre de Froude $Fr > 1$) excitent des ondes de gravité qui transportent de la quantité de mouvement depuis le sol vers l'atmosphère. Une évaluation quantitative de la trainée résultant de ces ondes, comparée au moment angulaire total de l'atmosphère, montre qu'il est à priori interdit de négliger celles-ci si on désire simuler l'atmosphère sur des échelles de temps excédant quelques jours. A l'heure actuelle, ces ondes sont paramétrées dans la plupart des modèles (Boer et al., 1984; Palmer et al., 1986) et elles améliorent effectivement la simulation de l'écoulement zonal moyen. Cependant, il apparaît aussi que cette approche linéaire n'est pas vraiment justifiée pour des pics montagneux aussi hauts que ceux observés dans les Alpes (i.e. la hauteur non dimensionnelle $H_{ND} > 1$). A l'échelle des ondes de gravité cela signifie qu'il se produit des phénomènes non-linéaires de blocage de l'écoulement en amont (Pierrehumbert et Wyman, 1985) , que les ondes de gravité déferlent à bas niveau et restent piégées sous cette région de déferlement (Smith, 1985; Durran, 1987; Scinocca et Peltier, 1989; Laprise et Peltier, 1989; Scinocca et Peltier, 1994) . Pendant longtemps, on a aussi cru que ces processus induisaient un freinage plus important que celui prédit par la théorie linéaire (Bacmeister et Pierrehumbert, 1988) . Ce dernier aspect est en fait partiellement remis en question par des observations récentes de la trainée sur les Pyrénées (Bougeault et al., 1993; Bessemoulin, 1993) . Il semble en fait que la friction au sol joue un rôle important et limite l'amplitude des ondes de montagnes ainsi que les effets non linéaires qui leurs sont associés (Richard et al., 1989; Georgelin et al., 1994) . Lorsque l'obstacle est tri-dimensionnel, le blocage en amont est réduit, l'écoulement dans les basses couches contourne l'obstacle et décroche de ses flancs pour laisser un sillage marqué en aval (Schär, 1993; Schär et Smith, 1993; Miranda et James, 1992) . Il est notable que contrairement au cas linéaire, ces différents effets se

font ressentir à bas niveau. Jusqu'à récemment (Lott et Miller, 1995) , aucun d'entre eux n'était paramétré de manière satisfaisante dans les modèles.

L'étude des effets non linéaires susceptibles de se produire sur une montagne réaliste fait aussi apparaître qu'aux échelles plus petites, $Fr < 1$, des phénomènes d'une autre nature se produisent. En effet, pour des obstacles de petite échelle la perturbation est linéaire si la pente de l'obstacle est petite, ce qui est rarement le cas dans la réalité. Alors que la théorie linéaire prédit que les harmoniques de petite échelle sont évanescentes et ne transportent pas de moment angulaire vers le haut, il se produit en réalité des phénomènes de décollement aux sommets des montagnes, d'isolement des vallées et de sillage derrière les petits obstacles qui alimentent la turbulence et génèrent des traînées pouvant égaler la traînée due aux ondes de gravité (Wood et Mason, 1993) . Dans une certaine mesure, ces effets sont paramétrés dans les modèles en accroissant la longueur de rugosité dans les régions montagneuses (Tibaldi et Geleyn, 1981; Mason, 1985) . Théoriquement cependant, cet accroissement de la longueur de rugosité est sensé représenter la traînée ressentie par une montagne de faible pente lorsqu'un écoulement turbulent souffle sur elle (Taylor, 1977) , mais elle semble aussi valable dans des contextes plus non linéaires (Wood et Mason, 1993; Grant et Mason, 1990) . A ma connaissance, l'impact de ce type de schéma n'a jamais été testé de manière systématique dans les modèles globaux. Il semble cependant y avoir un consensus: les météorologues considèrent qu'accroître la longueur de rugosité dans les régions montagneuses est bénéfique aux modèles.

Il est notable que ces différents types de phénomènes non linéaires freinent essentiellement l'écoulement dans les basses couches. Il en résulte l'idée que l'atmosphère à l'intérieur des massifs montagneux est essentiellement au repos et qu'à grande échelle l'écoulement passe au dessus des vallées et des pics. Cette idée a été exploitée au CEPMMT pendant longtemps, en plaçant le sol du modèle au dessus de la hauteur moyenne des montagnes afin d'envelopper une part importante des sommets. Cette approche semble avoir eu un impact bénéfique sur le modèle du CEPMMT (Wallace et al., 1983) , et améliore l'apparition des blocages synoptiques dans les modèles climatiques (Mullen, 1994) .

5.2 Deux études particulières

Bien que les études théoriques et numériques sur les écoulements montagneux soient très nombreuses, relativement peu de mesures quantitatives sont disponibles pour évaluer les différentes représentations des montagnes utilisées dans les modèles. La campagne PYREX (Bougeault et al., 1993) corrige en partie ce manque. Dans Lott (1995), l'ensemble des radiosondages effectués autour des Pyrénées durant la campagne PYREX sont réanalysés dans le modèle du CEPMMT à troncature T213. L'introduction de ces sondages dans l'analyse permet au mod-

èle d'être aussi proche que possible de l'écoulement synoptique réel. A partir de ces analyses un certain nombre de prévisions à courte échéance (2 jours) ont été faites. Elles permettent de comparer la dynamique propre du modèle aux mesures en évitant que les écarts observés ne soient dus aux erreurs de prévisions. Dans ce cadre, la traînée due aux Pyrénées dans le modèle est liée à une traînée résolue explicitement à laquelle s'ajoute une traînée paramétrée représentant les ondes de gravité et une traînée paramétrée représentant la turbulence. Lorsque l'écoulement incident est perpendiculaire au massif, il apparaît que le modèle sous-estime la traînée. Il semble en particulier ne pas freiner suffisamment l'atmosphère dans les basses couches. Cette interprétation est confirmée en faisant des diagnostics de vorticité potentielle (Haynes et McIntyre, 1987; Schär, 1993) sur des surfaces isentropes proches du sol, et en les comparant à des diagnostics similaires faits sur des analyses mésoéchelles des données PYREX (Bougeault et Mercusot, 1987) . Cette comparaison montre que le modèle du CEPMMT sous-estime des processus irréversibles, comme le contournement du massif et le sillage résultant du décollement des lignes de fluides sur les flancs de la montagne. Ces processus sont très certainement liés à la traînée observée. Dans ces simulations, il apparaît aussi que le modèle du CEPMMT force des ondes longues de très grandes amplitudes qui ne sont pas observées et dont l'échelle horizontale est très proche de la troncature du modèle. Ce dernier point fait que le modèle ne peut pas résoudre correctement leur comportement non linéaire et donc leur interaction avec l'écoulement à plus grande échelle. Lorsque l'écoulement est parallèle au massif, il existe aussi une force sur la montagne perpendiculaire au vent incident: il s'agit d'une portance. Sa valeur est en général mal estimée par le modèle. Elle dépend aussi beaucoup de la nature de l'écoulement au-dessus de la montagne. La portance est grande lorsque l'écoulement est barotrope, conformément à la théorie linéaire quasi-géostrophique des écoulements de montagne (Smith, 1979b) . Lorsque l'écoulement est barocline (c   d. en présence d'un front) cette portance est beaucoup plus petite. Au mieux le modèle reproduit la portance prédite par la théorie linéaire quasi-géostrophique, mais celle-ci est beaucoup plus faible que la portance réelle. Cela suggère que des processus de bas niveaux, liés à la circulation de l'écoulement autour de la montagne, sont sous-estimés par le modèle (Batchelor, 1967) .

A partir de ces constats, un nouveau schéma pour la représentation de la montagne à l'échelle sous-maille a été introduit dans le modèle de prévision du CEPMMT. Il essaie de mieux représenter les écoulements de montagnes non linéaires, et les freinages à bas niveau qui leurs sont associés. Un aspect important du schéma est qu'il traite explicitement avec un écoulement à bas niveau qui est "bloqué" lorsque la hauteur effective H_{ND} de la montagne est grande. Pour cet écoulement bloqué on considère que le fluide passe autour de la montagne et décroche sur ses flancs. Il en résulte une traînée, dont l'expression est proche de celle induite par les sillages derrière les obstacles immergés (Batchelor, 1967)

. Cette trainée est paramétrée dans les niveaux du modèle qui coupent le relief à l'échelle sous-maille. La partie supérieure du schéma représente les ondes de gravité et prend en compte certains aspects tri-dimensionnels dans l'expression de la force exercée par la montagne sur l'atmosphère (Phillips, 1985; Baines et Palmer, 1990) . Les différents paramètres de ce schéma ont été ajustés à l'aide d'une procédure "hors ligne" dans laquelle le schéma est utilisé pour estimer la trainée et les profils verticaux de flux de quantité de mouvement mesurées durant PYREX. Des prévisions à troncature T106 et T213 montrent qu'avec ce schéma et une orographie moyenne, le modèle du CEPMMT a de meilleures performances qu'une version antérieure du modèle avec "orographie enveloppe" et l'ancien schéma d'ondes de gravité. Le modèle ne souffre donc plus de certains inconvénients liés à l'utilisation de l'orographie "enveloppe".

5.3 Perspectives

L'impact de ce type de schéma sur des simulations saisonnières et climatiques n'a pas encore été étudié. Ce point est d'autant plus important que dans le passé, les schémas de représentation du relief à l'échelle sous maille (schémas d'ondes de gravité, orographie enveloppe...) étaient essentiellement justifiés par des analyses des erreurs systématiques des modèles au cours d'intégrations saisonnières (Boer et al., 1984; Palmer et al., 1986; Wallace et al., 1983) . Ce point de vue est d'ailleurs assez naturel car il permet d'analyser la composante quasi-stationnaire de l'écoulement à grande échelle, après filtrage de la variabilité rapide de l'écoulement. Il est par ailleurs établi que l'impact du relief sur cette composante stationnaire de l'écoulement à grande échelle est importante (Manabe et Terpstra, 1974; Held, 1983) . Ce type d'étude doit donc être mené avec le MCGA du LMD où le nouveau schéma est déjà installé. Il reste à étudier l'impact de cette paramétrisation sur la structure de l'écoulement zonal moyen et sur la structure des ondes planétaires stationnaires telles qu'elles peuvent être simulées par ce modèle. L'utilisation de ce modèle permet aussi d'étudier l'importance des effets de portances sur les structures à grande échelle de la circulation atmosphérique.

D'un point de vue plus fondamental, il paraît aussi essentiel d'étudier les différents types de circulation pouvant se produire autour d'un massif montagneux d'assez grande échelle (c.à d. pour lequel le nombre de Rossby est proche de 1). Il s'avère en effet que ce type d'étude dans le cas stratifié est assez rare et que les résultats classiques de mécanique des fluides relatifs au contournement des obstacles ne sont pas directement applicables au cas atmosphérique. Dans un premier temps, il semble que l'étude du comportement d'un écoulement de couche-mince avec une surface libre autour d'un obstacle dont les bords sont verticaux et percent la surface libre puisse donner quelques informations sur ce problème. On peut par exemple se demander si la circulation autour de l'obstacle ne doit pas se faire préférentiellement de manière anticyclonique, comme le suggère le sens de

propagation des ondes de Kelvin. Si c'est le cas, il en résulterait une circulation et une portance qui prolongeraient à une configuration fondamentalement non-linéaire le résultat sur la portance quasi-géostrophique de Smith (1979a).

6 Autres travaux

Dans le cadre de travaux menés par H. Teitelbaum au sein du groupe "Ondes dans les atmosphères planétaires" du LMD, il a été établi que l'impact des ondes de gravité sur les profils d'ozone et de vapeur d'eau observés dans des sondages stratosphériques de la campagne EASOE était très important (Teitelbaum et al., 1994) .

Dans le cadre de travaux menés par F.Vial, du groupe "Ondes dans les atmosphères planétaires" du LMD, des analyses de très longues séries de la fluctuation du champ de pression mesuré à Macao et à Djakarta ont été faites. Elles permettent de reconstruire l'histoire de l'intensité de la marée diurne au sol. La comparaison de ces très longues séries avec l'index d'oscillation ENSO, révèle de manière significative que l'ENSO et la marée diurne sont corrélés. Cette corrélation est assez naturelle car la marée diurne est essentiellement forcée par chauffage diabatique dans la troposphère. Elle est donc nécessairement influencée par l'oscillation australe, puisque cette dernière agit sur la distribution de la vapeur d'eau (Vial et al., 1993) .

En prolongement de travaux sur la représentation de l'orographie dans le modèle OPA du LODYC (Lott et al., 1990) , une série d'études de sensibilité à la géométrie du bassin ont été menés dans le cadre du processus de la formation d'eau profonde dans la Méditerranée. Il s'avère que le cône alluvionnaire du Rhône a un impact tout à fait significatif sur ce processus. Il apparaît au-dessus de ce cône une colonne de Taylor barotrope (anticyclonique) à l'intérieur de laquelle l'eau est partiellement isolée. Cela favorise les processus dit de préconditionnement de la formation des eaux profondes (Madec et al., 1995) : les masses dans la colonne d'eau ressentent le refroidissement dû à l'évaporation plus fortement que lorsqu'il n'y a pas de cône. Dans cette région, l'évaporation est par ailleurs liée aux vents continentaux secs qui débouchent de la vallée du Rhône.

7 Références

Alexander, M. J., J. R. Holton, and D. R. Durran, The gravity wave response above deep convection in a squall line simulation, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52, (12), 2212–2226, 1995.

- Andrews, D. G., and M. E. McIntyre, Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen Palm relation and the mean zonal acceleration, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *33*, 2031–2048, 1976.
- Andrews, D. G., and M. E. McIntyre, On wave-action and its relatives, *Journal of Fluid Mechanics*, *89*, 647–664, 1978.
- Axford, D., On an observation of turbulent waves on the tropopause surface, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *99*, 438–449, 1973.
- Bacmeister, J. T., and R. T. Pierrehumbert, On high drag states of nonlinear, stratified flow over an obstacle, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *45*, 63–80, 1988.
- Bacmeister, J. T., and M. R. Schoeberl, Breakdown of vertically propagating two-dimensional gravity waves forced by orography, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *46*, 2109–2134, 1989.
- Baines, P. G., and T. N. Palmer, Rationale for a new physically-based parametrization of sub-grid scale orographic effects, Technical Memorandum 169, ECMWF, Shinfield Park, Reading, RG1 5AX Berkshire, England, 1990.
- Bannon, P. R., and J. A. Zehnder, Surface pressure and mountain drag for transient airflow over a mountain ridge, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *42*, 2454–2462, 1985.
- Batchelor, G. K., *An introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, 1967.
- Bedard, A., F. Canavero, and F. Einaudi, Atmospheric gravity waves and aircraft turbulence encounters, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *43*, 2838–2844, 1986.
- Bell, T. H., Lee waves in stratified flows with simple harmonic time dependence, *Journal of Fluid Mechanics*, *67*, 705–722, 1975.
- Bessemoulin, P., Mountain pressure drag during PYREX, *Beitr. Phys. Atmosph.*, *66*, (4), 305–325, 1993.
- Blumen, W., Geostrophic adjustment, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *10*, (2), 485–528, 1972.
- Boer, G. J., N. A. McFarlane, R. Laprise, J. D. Henderson, and J. P. Blanchet, The canadian climate centre spectral atmospheric general circulation model, *Atmos.-Ocean*, *22*, 397–429, 1984.
- Booker, J. R., and F. P. Bretherton, The critical layer for internal gravity waves in a shear flow, *Journal of Fluid Mechanics*, *25*, 513–529, 1967.
- Bougeault, P., A. Jansa, J. Attie, I. Beau, B. Benech, B. Benoit, P. Bessemoulin, J. Caccia, J. Campins, and B. a. Carrissimo, The atmospheric momentum budget over a major mountain range: first results of the PYREX field program, *Annales Geophysicae*, *11*, 395–418, 1993.
- Bougeault, P., and C. Mercusot, Atlas des réanalyses peridot de l’expérience PYREX., Note de travail 8, CNRM, F31057 Toulouse, France, 1987.
- Boyd, J. P., The continuous spectrum of linear Couette flow with the beta effect, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *40*, 2304–2308, 1983.
- Bretherton, C. . S., and P. K. Smolarkiewitz, Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *46*, 740–759, 1989.
- Brown, S. N., A. S. Rosen, and S. A. Maslowe, The evolution of a quasi-steady critical

- layer in a stratified viscous shear flow, *Proc. Roy. Soc. Lon.*, *375*, 271–293, 1981.
- Buizza, R., J. Tribbia, F. Molteni, and T. Palmer, Computation of optimal unstable structures for a numerical weather prediction model, *Tellus*, *45A*, 388–407, 1993.
- Buzzi, A., and S. Tibaldi, Inertial and frictional effects on rotating and stratified flow over topography, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *103*, 135–150, 1977.
- Chimonas, G., A possible source mechanism for mountain associated infrasound, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *34*, 806–811, 1977.
- Churilov, S. M., and I. G. Shukhman, Non linear stability of a stratified shear flow: a viscous critical layer, *Journal of Fluid Mechanics*, *180*, 1–20, 1987.
- Clark, T. L., and W. R. Peltier, Critical level reflection and the resonant growth of nonlinear mountain waves, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *41*, 3122–3134, 1984.
- Collins, D. A., and S. A. Maslowe, Vortex pairing and resonant wave interactions in a stratified free shear layer, *Journal of Fluid Mechanics*, *191*, 465–480, 1988.
- Darren, L., T. VanZandt, and W. Clark, VHF doppler radar observations of buoyancy waves associated with thunderstorms, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *41*, 272–282, 1984.
- Drazin, P. G., The stability of a shear layer in an unbounded heterogeneous inviscid fluid, *Journal of Fluid Mechanics*, *4*, 214–224, 1958.
- Durran, D. R., Another look at downslope winds. Part 2: Nonlinear amplification beneath wave-overturning layers, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *44*, 3402–3412, 1987.
- Eliassen, A., and E. Palm, On the transfer of energy in stationary mountain waves, *Geophys. Norv.*, *22*, 1–23, 1961.
- Farrel, B. J., and P. J. Ioannou, Transient development of perturbations in stratified shear flow, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *50*, (14), 2201–2214, 1993.
- Farrell, B. J., The initial growth of disturbances in a baroclinic flow, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *39*, 1663–1686, 1982.
- Fritts, D. C., and Z. Luo, Gravity wave excitation by geostrophic adjustment of the jet stream, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *49*, (8), 681–697, 1992.
- Fritts, D. C., Shear excitation of atmospheric gravity waves, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *39*, 1396–1952, 1982.
- Fritts, D. C., Shear excitation of atmospheric gravity waves. Part 2: Nonlinear radiation from a free shear layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *41*, 524–537, 1984.
- Georgelin, M., E. Richard, M. Petitdidier, and A. Druilhet, Impact of subgrid-scale orography parameterization on the simulation of orographic flows, *Monthly Weather Review*, 1509–1522, 1994.
- Grant, A. L. M., and P. J. Mason, Observation of boundary layer structure over complex terrain, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *116*, 395–418, 1990.
- Hartman, R. J., Wave propagation in a stratified shear flow, *Journal of Fluid Mechanics*, *71*, 89–104, 1975.
- Haynes, P. H., and M. E. McIntyre, On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *44*, 828–841, 1987.
- Hazel, P., The effect of viscosity and heat conduction on internal gravity waves at a critical level, *Journal of Fluid Mechanics*, *30*, 775–783, 1967.

- Held, I. M., Stationary and quasi stationary eddies in the extratropical troposphere: theory, in *Large-scale dynamical processes in the atmosphere*, edited by B. Hoskins and R. Pearce, 127–168, Academic Press, 1983.
- Holmboe, J., On the behaviour of symmetric waves in stratified shear layers, *Geophys. Publ.*, *24*, 67–113, 1962.
- Holton, J. R., The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *39*, 791–799, 1982.
- Howard, L. N., Note on a paper of John W. Miles, *Journal of Fluid Mechanics*, *10*, 509–512, 1961.
- Jones, C. A., The onset of shear instability in stars, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, *8*, 165–184, 1977.
- Jusem, J. C., and A. Barcilon, Simulation of moist mountain waves with an anelastic model, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, *33*, 259–276, 1985.
- Kershaw, R., Parametrization of momentum transport by convectively generated gravity waves, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *121*, 1023–1040, 1995.
- Killworth, P. D., and M. E. McIntyre, Do Rossby waves critical layers absorb, reflect or over-reflect?, *Journal of Fluid Mechanics*, *161*, 449–492, 1985.
- Kitchen, M. and Shutts, G., Radiosonde observations of large amplitude gravity waves in the lower and middle stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, 20451–20456, 1990.
- Klassen, G. P., and W. R. Peltier, Evolution of finite amplitude Kelvin Helmholtz billows in two spatial dimensions, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1321–1339, 1985.
- Klemp, L. B., and D. K. Lilly, The dynamics of wave-induced downslope winds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *32*, 320–339, 1975.
- Lacarra, J. F., and O. Talagrand, Short range evolution of small perturbations in a barotropic model, *Tellus*, *40A*, 81–95, 1988.
- Lalas, D. P., and F. Einaudi, On the characteristics of gravity waves generated by atmospheric shear layers, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *33*, 1248–1259, 1976.
- Lamb, H., *Hydrodynamics*, New-york: Dover., 1932.
- Laprise, R., and W. R. Peltier, The structure and energetics of transient eddies in a numerical simulation of breaking mountain waves, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *46*, 565–585, 1989.
- Lilly, D. K., J. M. Nicholls, R. M. Chervin, P. J. Kennedy, and J. B. Klemp, Aircraft measurements of wave momentum flux over Colorado Rocky mountains, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *108*, 625–642, 1982.
- Lindzen, R. S., and J. W. Barker, Instability and wave overreflection in stably stratified shear flow, *Journal of Fluid Mechanics*, *135*, 355–372, 1985.
- Lindzen, R., Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *Journal of Geophysical Research*, *86*, 9707–9714, 1981.
- Lindzen, R. S., Instability of plane parallel shear flow (toward a mechanistic picture of how it works), *Pageoph*, *126*, (1), 103–120, 1988.
- Lott, F., G. Madec, and J. Verron, Topographic experiments in an Ocean General Circulation Model, *Ocean modelling*, *88*, 1990.

- Lott, F., H. Kelder, and H. Teitelbaum, A transition from Kelvin-Helmholtz instabilities to propagating wave instabilities, *Physics of Fluids A*, 4, (9), 1990–1997, 1992.
- Lott, F., and M. Miller, A new subgrid scale orographic drag parameterization; its testing in the ECMWF model, Accepted, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 1995.
- Lott, F., and H. Teitelbaum, Influence of dissipation on gravity waves propagating through a shear layer and on instabilities: validity of the linear approximation, *Annales Geophysicae*, 8, 37–52, 1990.
- Lott, F., and H. Teitelbaum, Nonlinear dissipative critical level interaction in a stratified shear flow: instabilities and gravity waves, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 66, 133–167, 1992.
- Lott, F., and H. Teitelbaum, Topographic waves generated by a transient wind, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50, 2607–2624, 1993.
- Lott, F., The significance of subgrid scale orography and problems in their representation in GCM, in *Parametrization of sub-grid scale physical processes*, Seminar Proceedings, 277–303, ECMWF, 1994.
- Lott, F., Comparison between the orographic response of the ECMWF model and the PYREX 1990 data, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 121, 1323–1348, 1995.
- Lott, F., The transient emission of propagating gravity waves by a stably stratified shear layer, Submitted, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, February 1996.
- Maas, L. R., and J. T. F. Zimmerman, Tide-topography interactions in a stratified shelf sea 1. A theoretical investigation, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 45, 1–35, 1989.
- Madec, C., F. Lott, P. Delecluse, and M. Crepon, Large scale preconditioning of deep water formation in the north-western Mediterranean sea, Accepted, *Journal of Physical Oceanography*, 1995.
- Manabe, S., and T. B. Terpstra, The effect of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31, 3–42, 1974.
- Maslowe, S. A., and J. M. Thomson, Stability of a stratified shear layer, *Physics of Fluids*, 14, 453–458, 1971.
- Mason, P. J., On the parametrization of orographic drag, in *Seminar on Physical parameterization for numerical models of the atmosphere*, 139–165, ECMWF, 1985.
- Miles, J. W., On the stability of heterogeneous shear flows, *Journal of Fluid Mechanics*, 10, 496–508, 1961.
- Miranda, P. M. A., and I. A. James, Non-linear three dimensional effects on gravity-wave drag: splitting flow and breaking waves, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 118, 1057–1081, 1992.
- Mowbray, D. E., and S. H. Rarity, A theoretical and experimental investigation of the phase configuration of internal waves of small amplitude in a density stratified fluid, *Journal of Fluid Mechanics*, 28, 1–16, 1967.
- Mullen, S. L., The impact of an envelope orography on low frequency variability and blocking in a low resolution general circulation model, *Journal of Climate*, 7, 1815–

- 1826, 1994.
- Orr, W. M., Stability or instability of the steady motions of a perfect liquid, *Proc. Roy. Irish Acad.*, 9–69, 1907.
- Palm, E., On the formation of surface waves in a fluid flowing over a corrugated bed and on the development of mountain waves, *Astroph. Norv.*, 3, 5, 1953.
- Palmer, T. N., G. J. Shutts, and R. Swinbank, Alleviation of systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parametrization, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112, 2056–2066, 1986.
- Phillips, D. S., Analytical surface pressure and drag for linear hydrostatic flow on three dimensional elliptical mountains, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41, 1073–1084, 1985.
- Pierrehumbert, R. T., and B. Wyman, Upstream effect of mesoscale mountains, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42, 977–1003, 1985.
- Queney, P., *Theory of perturbations in stratified currents with application to airflow over mountains*, University of Chicago Press, 1947.
- Reid, I. M., Gravity wave motions in the upper middle atmosphere (60–110km), *J. Atmos. Terr. Phys.*, 48, 1057–1072, 1986.
- Richard, E., P. Mascart, and E. Nickerson, The role of surface friction in downslope windstorms, *Journal of Applied Meteorology*, 28, 241–251, 1989.
- Rosenthal, A. J., and R. S. Lindzen, Instabilities in a stratified fluid having one critical level. Part 2: Explanation of gravity wave instabilities using the concept of over-reflection, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40, 521–529, 1983.
- Rossby, C. G., On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, *J. Mar. Res.*, 15–28, 1937.
- Schär, C., and R. B. Smith, Shallow water flow past isolated topography. Part 1: Vorticity production and wake formation, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50, 1373–1400, 1993.
- Schär, C., A generalization of Bernoulli’s theorem, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50, 1437–1443, 1993.
- Scinocca, J. F., and W. R. Peltier, Pulsating downslope windstorms, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46, 2885–2914, 1989.
- Scinocca, J. F., and W. Peltier, The instability of Long’s stationary solution and the evolution toward severe downslope windstorm flow. Part 2: the application of finite amplitude local wave-activity flow diagnostics, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51, 623–653, 1994.
- Scorer, R., Theory of waves in the lee of mountains, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 75, 41–56, 1949.
- Shepherd, T. G., Time development of small disturbances to plane Couette flow, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42, 1868–1871, 1985.
- Shepherd, T. G., Symmetries, conservation laws and hamiltonian structure in geophysical fluid dynamics, *Advances in Geophysics*, 32, 287–338, 1990.
- Shutts, G. J., and M. E. B. Gray, A numerical modelling of the geostrophic adjustment process following deep convection, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 120, 1145–1178, 1994.

- Shutts, G., Observations and numerical model simulation of partially trapped lee waves over the welsh mountains, *Monthly Weather Review*, 120, 2056–2066, 1992.
- Smith, R. B., The influence of mountains on the atmosphere, *Advances in geophysics*, 87–230, 1979a.
- Smith, R. B., Some aspects of the quasi-geostrophic flow over mountain, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36, 2385–2393, 1979b.
- Smith, R. B., Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain, *Tellus*, 32, 348–364, 1980.
- Smith, R. B., Synoptic observations and theory of orographically disturbed wind and pressure, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41, 1159–1168, 1982.
- Smith, R. B., On severe downslope winds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42, 2597–2603, 1985.
- Smyth, W. D., and W. R. Peltier, The transition between Kelvin-Helmholtz and Holmboe instability, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46, 3698–3720, 1989.
- Sutherland, B. R., C. P. Caufield, and W. R. Peltier, Internal gravity wave generation and hydrodynamic instability, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51, (22), 3261–3280, 1994.
- Taylor, P. A., Model predictions of neutrally stratified planetary boundary layer flow over ridges, *Boundary-Layer Meteorology*, 107, 111–120, 1977.
- Teitelbaum, H., J. Ovarlez, H. Kelder, and F. Lott, Some observations of gravity wave induced structure in ozone and water vapor during EASOE, *Geophys. Res. Letters*, 21, 1483–1487, 1994.
- Teitelbaum, H., and H. Kelder, Critical levels in a jet type flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 159, 227–240, 1985.
- Tibaldi, S., and J. Geleyn, The production of a new orography, land-sea mask and associated climatological surface fields for operational purposes, *ECMWF Research Department, Technical Memorandum*, 40, 1981.
- Van Duin, C. A., and H. Kelder, Internal gravity waves in shear flows at large reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics*, 169, 293–306, 1986.
- Van Duyn, C. A., and H. Kelder, Reflection properties of internal gravity waves incident upon a hyperbolic tangeant shear layer, *Journal of Fluid Mechanics*, 120, 505–521, 1982.
- Vial, F., F. Lott, and H. Teitelbaum, A possible signal of the el nino-southern oscillation in time series of the diurnal tide, *Geophysical Research Letters*, 21, (13), 1603–1606, 1993.
- Volkert, H., An alpine orography resolving major valleys an massifs, *Meteorology and Atmospheric Physics*, 43, 231–234, 1990.
- Wallace, J. M., S. Tibaldi, and A. Simmons, Reduction of systematic forecast errors in the ECMWF model through the introduction of an envelope orography, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 109, 683–717, 1983.
- Wood, N., and P. Mason, The pressure force induced neutral, turbulent flow over hills, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 119, 1233–1267, 1993.
- Woods, J. D., On Richardson’s number as a criterion for laminar-turbulent-laminar transition in the ocean and atmosphere, *Radio Sci.*, 4, 1289–1298, 1969.
- Wurtele, M. G., R. D. Sharman, and T. L. Keller, Analysis and simulations of a

troposphere-stratosphere gravity wave model. Part 1, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44, (21), 3269–3281, 1987.

8 Curriculum Vitae

1/10/86-30/11/88: Thèse de Doctorat au LMD - Bourse MRT

Influence de la dissipation sur les perturbations dans un écoulement cisailé et stratifié verticalement: cas linéaire - cas non linéaire.

1/12/88-30/11/89: Une année au LODYC - Service Militaire

Etude de la représentation de l'orographie dans le modèle OPA de circulation générale de l'océan du LODYC.

Impact du relief sous-marin sur la formation des eaux profondes dans le Nord Ouest de la méditerranée.

1/12/89-30/10/92: Post Doc au LMD - Financement CNES

Etude des ondes de relief transitoires.

Etude de la génération spontanée d'ondes de gravité dans un écoulement cisailé et stratifié verticalement.

1/11/92-31/12/94: Chercheur au CEPMMT

Comparaison entre la réponse au relief du modèle du CEPMMT et les données PYREX.

Développement d'un schéma de représentation de l'orographie à l'échelle sous maille dans le modèle de prévision du CEPMMT. Validation avec les données PYREX.

31/12/94-Aujourd'hui: Chercheur CNRS au LMD

Impact sur le climat de différentes méthodes de représentation des montagnes dans un modèle de circulation générale de l'atmosphère. Utilisation du MCGA du LMD.

Etudes des structures d'ondes privilégiées pouvant résulter d'un forçage convectif.

Etudes des ondes d'Inertio-Gravité observées dans les radiosondages à haute résolution au cours de la campagne PYREX.

9 Jury proposé

Rapporteurs proposés

Dr Philippe BOUGEAULT, Météo-France, Centre National de Recherches Météorologiques, F-31057 Toulouse, France.

Dr Michel CREPON, LODYC, Université Pierre et Marie Curie, 4 Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France.

Dr Martin MILLER, ECMWF, Shinfield Park, Reading, Berkshire RG2 9AX, England.

Examineurs

Dr Jean-Marc CHOMAZ, LADHYX, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France.

Professeur Claude FRANKIGNOUL, LODYC, Université Pierre et Marie Curie, 4 Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France.

Dr Robert SADOURNY, LMD, 23 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex, France.

Dr Hector TEITELBAUM, LMD, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France.

10 Publications dans des revues à comité de lecture

10.1 Rang A

- Lott, F., and H. Teitelbaum, Influence of dissipation on gravity waves propagating through a shear layer and on instabilities: validity of the linear approximation, *Annales Geophysicae*, 8, 37–52, 1990.
- Lott, F., and H. Teitelbaum, Nonlinear dissipative critical level interaction in a stratified shear flow: instabilities and gravity waves, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 66, 133–167, 1992a.
- Lott, F., H. Kelder, and H. Teitelbaum, A transition from Kelvin-Helmholtz instabilities to propagating wave instabilities, *Physics of Fluids A*, 4, (9), 1990–1997, 1992a.
- Lott, F., and H. Teitelbaum, Linear unsteady mountain waves, *Tellus*, 45 A, 201–220, 1993a.
- Lott, F., and H. Teitelbaum, Topographic waves generated by a transient wind, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50, 2607–2624, 1993b.
- Vial, F., F. Lott, and H. Teitelbaum, A possible signal of the el nino-southern oscillation in time series of the diurnal tide, *Geophysical Research Letters*, 21, (13), 1603–1606, 1993.
- Teitelbaum, H., J. Ovarlez, H. Kelder, and F. Lott, Some observations of gravity wave induced structure in ozone and water vapor during EASOE, *Geophys. Res. Letters*, 21, 1483–1487, 1994.
- Lott, F., Comparison between the orographic response of the ECMWF model and the PYREX 1990 data, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 121, 1323–1348, 1995.
- Madec, C., F. Lott, P. Delecluse, and M. Crepon, Large scale preconditionning of deep water formation in the north-western Mediterranean sea, Accepted, *Journal of Physical Oceanography*, 1995.
- Lott, F., and M. Miller, A new subgrid scale orographic drag parameterization; its testing in the ECMWF model, Accepted, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 1995.
- Lott, F., The transient emission of propagating gravity waves by a stably stratified shear layer, Submitted, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, February 1996.

10.2 Rang B

Lott, F., G. Madec, and J. Verron, Topographic experiments in an Ocean General Circulation Model, *Ocean modelling*, 88, 1990.

Lott, F., and H. Teitelbaum, Nonlinear evolution of an unstable stratified shear layer, *Advances In Space Research*, 12, 10199–10202, 1992*b*.

Lott, F., The significance of subgrid scale orography and problems in their representation in GCM, in *Parametrization of sub-grid scale physical processes*, Seminar Proceedings, 277–303, ECMWF, 1994.