

2m11.2788.4

Université de Montréal

Sur le transport des éléments traces par les ondes internes dans
l'atmosphère

par

Sylviane Durocher

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

27 février 2000

© Sylviane Durocher, 2000



QC
3
U34
2000
V.018

Université de Montréal

Le présent document est le résultat d'un processus de recherche et de développement
L'Université de Montréal

Le présent document est le résultat d'un processus de recherche et de développement
L'Université de Montréal

Le présent document est le résultat d'un processus de recherche et de développement
L'Université de Montréal

17 février 2000



(3) Université de Montréal, 2000

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

**Sur le transport des éléments traces par les ondes internes dans
l'atmosphère**

présenté par :

Sylviane Durocher

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Gilles Fontaine, président rapporteur

Alain Vincent, directeur de recherche

Bernard Goulard, membre du jury

Mémoire accepté le :

Sommaire

Nous étudions le comportement de l'atmosphère moyenne du point de vue du transport vertical des éléments traces par dérive de Stokes des ondes internes de gravité. La reconstruction de la vitesse verticale des vents dans l'atmosphère nous permet de mettre en évidence un phénomène de blocage vertical. Les données assimilées des champs météorologiques 3DVAR rendent bien ce comportement attendu de la diffusion turbulente en fonction de l'anisotropie. Là où il se produit, des ondes internes sont également présentes. À l'échelle planétaire et à l'altitude du vortex polaire arctique (environ 23 km), la vitesse de dérive de Stokes prend des valeurs de 25 à 30 cm/s. Le flux vertical causé par cette dérive représente de 30 à 50 % du flux vertical total de l'ozone stratosphérique à cette altitude. À la frontière du vortex polaire arctique, lieu de turbulence élevée, il représente presque 100 % du flux vertical total.

Ce projet s'inscrit dans le cadre d'un des objectifs du MAI (Middle Atmosphere Initiative) du Canada qui est de mieux connaître la composition chimique de l'atmosphère moyenne.

Table des matières

Sommaire	iii
Liste des tableaux	vi
Table des figures	vii
1 Introduction	1
1.1 Le transport dans l’atmosphère	1
1.2 Présentation du mémoire	4
1.3 Les objectifs de ce travail	4
1.4 Contributions originales	5
2 Les ondes internes dans un milieu fluide	7
2.1 La physique des ondes internes de gravité	7
2.2 Le nombre de Richardson critique	12
2.3 Un cas particulier : les ondes de montagne	15
2.4 L’approximation hydrostatique	17
2.5 Dérive de Stokes	18
2.5.1 Le cas général	18
2.5.2 Dérive de Stokes due aux ondes internes	19
2.6 Le déferlement	24
3 Le transport de l’ozone dans l’atmosphère	28
3.1 Les données 3DVAR	28

3.2	La stratosphère existe à cause de l'ozone	29
3.3	Le vortex polaire stratosphérique	32
3.4	Cartographie du nombre de Richardson	33
3.5	La reconstruction de la vitesse verticale	37
3.6	L'anisotropie des vents à la frontière du vortex polaire	46
3.7	Une longueur de corrélation : la micro-échelle de Taylor	48
3.8	La diffusion turbulente de l'ozone due aux ondes	51
3.9	Comparaison avec les données des radars	55
3.10	Le calcul du flux vertical d'ozone dû aux ondes	58
3.11	Le calcul de la vitesse verticale de dérive de Stokes	60
3.12	Le flux vertical de l'ozone dû à la dérive de Stokes	63
3.13	Turbulence et ondes internes	64
4	Conclusion	67
	Bibliographie	69
	Appendice 1 : Les isopressions	ix
	Appendice 2 : Le flux vertical d'ozone engendré par les marées atmosphériques	x
	Remerciements	xiii

Liste des tableaux

1	Équivalence entre l'altitude et les isopressions sur lesquelles les données sont disponibles dans 3DVAR	ix
---	--	----

Table des figures

2.1	Train d'ondes de gravité pendant un orage	8
2.2	Nombres de Richardson et de Prandtl turbulent	14
2.3	Formation des ondes de montagne	16
2.4	Bande de nuages lenticulaires	16
2.5	Orbites d'une particule en eau peu profonde	21
2.6	Schéma théorique du déferlement	25
2.7	Des ondes internes qui déferlent	26
3.1	Stratification de l'atmosphère	30
3.2	Variation de la concentration de l'ozone avec l'altitude	31
3.3	Comparaison de la quantité moyenne d'ozone sur chaque iso- pression	32
3.4	Vents est-ouest à 46 mb	34
3.5	Concentration de l'ozone stratosphérique à 46 mb	34
3.6	Nombre de Richardson à 316 mb	36
3.7	Nombre de Richardson à 46 mb	36
3.8	Comparaison des nombres de Richardson moyens	38
3.9	Comparaison des vitesses verticales moyennes pour $W > 0$	45
3.10	Vents verticaux reconstitués à 316 mb	46
3.11	Vents verticaux reconstitués à 46 mb	47
3.12	Anisotropie à 46 mb	48
3.13	Comparaison des anisotropies moyennes	49
3.14	Micro-échelle de Taylor à 46 mb	50

3.15	Diffusion turbulente verticale à 46 mb	53
3.16	Comparaison des diffusions turbulentes verticales moyennes . .	54
3.17	Diffusion turbulente en fonction de l'anisotropie	55
3.18	Filaments	56
3.19	Diffusion turbulente comparée à celle de Fukao <i>et al.</i> (1994) .	57
3.20	Flux totaux moyens	59
3.21	Comparaison des flux moyens et des vitesses verticales moyennes	60
3.22	Flux vertical d'ozone à 46 mb	61
3.23	Flux vertical divisé par la micro-échelle de Taylor et par les vents verticaux reconstitués	62
3.24	Dérive de Stokes verticale à 20 km	63
3.25	Dérive de Stokes verticale à l'échelle planétaire à 46 mb	64
3.26	Flux vertical de l'ozone causé par la dérive de Stokes à 46 mb	65
3.27	Histogramme pour la composante est-ouest du vent à 160 mb .	66
3.28	Densité spectrale d'énergie cinétique à 160 mb	66
1	Marées atmosphériques	xi
2	Flux vertical engendré par les marées atmosphériques	xii

Chapitre 1

Introduction

1.1 Le transport dans l'atmosphère

Il y a des ondes internes de gravité dans l'atmosphère. Les masses d'air se mettent à osciller suite à la rencontre d'un élément perturbateur. Cet élément peut être une montagne, un orage... Des observations radars dans les tropiques nous ont révélé la présence d'ondes dans l'atmosphère générées pendant un orage violent (Piani, Durran et Holton, 1998). Ces ondes existent si la densité de l'atmosphère est plus élevée en basse altitude qu'en haute altitude et si le milieu est localement incompressible, donc si la densité ne varie pas avec la pression. Pour décrire la dynamique d'un tel écoulement, nous utilisons l'approximation des petites perturbations, ou approximation de Boussinesq (Boussinesq, 1903).

On sait que les vagues à la surface de la mer déferlent. Les ondes internes déferlent aussi. Dans ce cas, elles peuvent transporter des éléments traces présents en petites quantités dans l'atmosphère (Dörnbrack, 1998). Il est possible de déterminer la longueur d'onde verticale des ondes de montagne (Eckermann et Preusse, 1999) ainsi qu'un critère permettant de savoir quand les ondes de montagne déferleront (Eckermann et Preusse, 1999).

Le déferlement n'est pas le seul mécanisme par lequel une onde trans-

porte. La propagation d'un train d'onde produit une orientation privilégiée des phases et conduit à la dérive dite de Stokes (Stokes, 1847). Une dissipation au cours d'un cycle conduit ainsi à un transport. Le cas d'une perte par radiation (diabatique) a été étudié par Bretherton (1969) dans le cas non-hydrostatique. Pour justifier des vitesses verticales observées dans l'atmosphère moyenne, on a proposé une estimation de la vitesse de dérive de Stokes conséquence à la présence d'ondes internes de gravité. (Coy *et al.*, 1986, Hall *et al.*, 1992).

Les données assimilées provenant des archives météorologiques du RPN (Recherche en Prévision Numérique, Service de l'Environnement Atmosphérique, Dorval) ne contiennent pas les vitesses verticales. Il est possible, avec les techniques de radars Doppler, de reconstituer la vitesse verticale des vents (Armijo, 1969). Dans certains cas, on peut améliorer la précision en spécifiant les vitesses verticales à chaque extrémité de la couche atmosphérique considérée (O'Brien, 1970). La précision peut être encore augmentée si l'on utilise deux faisceaux radars Doppler ainsi qu'un modèle non-hydrostatique (anélastique) de la vorticité verticale (Mewes et Shapiro, 1999). Cependant, il y a certaines limites à l'utilisation de deux faisceaux radars (Leon *et al.*, 1999).

D'autres types de mesures radars conduisent à l'obtention de cette vitesse verticale. On place, à une échelle régionale, un réseau de trois radars aux coins d'un triangle équilatéral (Campistron, 1997). On fait l'hypothèse que les variables météorologiques varient de façon linéaire, ce qui permet après quelques calculs d'obtenir la vitesse verticale dans l'atmosphère. L'utilisation de radars 94 GHz combinée à la supposition que le mouvement des plus petites particules est causé par la turbulence conduit aussi à une vitesse verticale juste (Miles *et al.*, 1999).

C'est par le biais de la diffusion turbulente et du flux que l'on peut quantifier le transport des éléments traces par les ondes dans l'atmosphère. Dans

le cas des mesures radar, un formalisme mathématique développé par Fukao *et al.* (1994) avec des paramètres définis par Lilly *et al.* (1974) permet de calculer effectivement la diffusion turbulente.

En effet, il y a de la turbulence dans l'atmosphère. Il a été proposé, pour les petites échelles, que les lois observées n'étaient pas dues à la turbulence homogène en trois dimensions (Kolmogorov, 1941) mais plutôt à une cascade inverse d'énergie venant des ondes de montagne (Bacmeister *et al.*, 1996). Mais cette théorie est pour l'instant controversée (Koshyk *et al.*, 1999).

Des vents horizontaux et verticaux sont présents dans l'atmosphère. Lorsque la différence entre les vents horizontaux à des altitudes voisines est très élevée, on dit qu'il y a du cisaillement. Une théorie sur le cisaillement dans un écoulement a été proposée par Ellison (1957). Cette théorie a été par la suite validée par des mesures expérimentales (Ellison et Turner, 1960). Si c'est la différence entre les vents horizontaux et verticaux à une même altitude qui est très grande, on appelle cela l'anisotropie. Quand cette différence est très élevée, un blocage vertical se produit et les éléments traces ne diffusent plus verticalement (Vincent *et al.*, 1996, Vincent et Tranchant, 1999).

Une zone où la turbulence est très élevée dans l'atmosphère est le pourtour du vortex polaire. À la frontière du vortex polaire, on trouve un phénomène de barrière de diffusion (Richard et Vincent, 1996). On constate qu'il y a éjection, depuis la frontière, de filaments qui s'enroulent autour du vortex (Coron et Vincent, 1997). Quand le cisaillement devient très fort, les filaments s'étirent dans le sens de l'anisotropie élevée (Vincent *et al.*, 2000). Dans tous les cas, les éléments traces sont emprisonnés dans ces filaments qui sont des lieux de haute vorticité potentielle (Ertel, 1942).

Une organisation a été mise sur pied pour améliorer les codes météorologiques. C'est le MAI (Middle Atmosphere Initiative), du Canada. Des données atmosphériques ont été prises dans le but de mieux connaître l'atmosphère. Ce sont les données 3DVAR du RPN.

1.2 Présentation du mémoire

Dans la première partie de ce mémoire, nous présentons les bases de la théorie des ondes internes de gravité. Nous nous attardons en particulier à la description des mécanismes de dérive de Stokes et de déferlement.

Dans la deuxième partie, nous présentons d'abord les données utilisées pour caractériser le transport de l'ozone dans l'atmosphère terrestre. Ensuite, nous décrivons l'algorithme utilisé pour la reconstitution de la vitesse verticale. L'introduction du nombre de Richardson, de l'anisotropie, de la micro-échelle de Taylor et de la diffusion turbulente est nécessaire à une bonne compréhension de la physique du problème. Une comparaison de la diffusion turbulente avec les résultats des radaristes permet de connaître la justesse et la précision de notre vitesse verticale. Enfin, nous calculons la vitesse de dérive verticale de Stokes, qui conduit au flux vertical de l'ozone dû à la dérive par ondes internes. Le rapport entre ce flux vertical et le flux vertical total de l'ozone dans l'atmosphère moyenne nous permet de quantifier de manière relative une partie du transport par les ondes.

1.3 Les objectifs de ce travail

Le principal objectif de cette recherche est de quantifier le transport des éléments traces par les ondes internes dans la stratosphère. On veut comparer les contributions respectives des vents verticaux et de la dérive de Stokes dans le déplacement vertical d'un élément trace présent dans un milieu comme l'ozone stratosphérique.

En particulier, à partir du traitement des données 3DVAR mises à notre disposition par le RPN, nous avons voulu savoir si le phénomène de blocage vertical par effet de mélange prédit par les modèles de transport était aussi valide dans le cas d'une turbulence liée aux ondes internes.

1.4 Contributions originales

1- *Utilisation systématique du nombre de Richardson local pour cartographier les zones d'ondes internes.* Cette technique devrait être d'un grand intérêt en sciences de l'atmosphère .

2- *Calcul des flux de dérive de Stokes.* À partir de la théorie de Coy *et al.* (1986) et des champs 3DVAR du RPN, nous cartographions à l'échelle planétaire la fraction du flux vertical de l'ozone causé par la dérive de Stokes.

3- *Reconstitution de la vitesse verticale des vents dans la troposphère et dans la stratosphère.* Nous utilisons pour cela l'équation de conservation de la masse, en coordonnées sphériques, ainsi que les données assimilées hydrostatiques des vents est-ouest et nord-sud du RPN. On suppose aussi que la densité de l'atmosphère est constante sur une isopression. Nous comparons la diffusion turbulente calculée à l'aide de notre vitesse verticale avec la diffusion turbulente telle que calculée par Fukao *et al.* (1994). La ressemblance entre les deux courbes à un facteur près permet de valider "qualitativement" notre algorithme de reconstitution de la vitesse verticale.

4- *Mise en évidence dans l'atmosphère moyenne du blocage vertical induit par un fort cisaillement horizontal.* Ce phénomène a déjà été envisagé par les astrophysiciens (Charbonneau et Michaud, 1991, Chaboyer et Zahn, 1992) pour expliquer les anomalies de transport vertical dans la zone radiative des étoiles et il est dû au mélange turbulent. Là où il se produit, sont également présentes des ondes internes. Le blocage vertical est aussi observé lorsque les données du RPN sont traitées avec la théorie de Fukao *et al.* (1994).

Les résultats seront publiés et communiqués lors du 68^e congrès de l'AC-FAS (Association Canadienne Française pour l'Avancement des Sciences), qui se tiendra à Montréal au mois de mai 2000 :

Durocher, S., Vincent, A., 2000, *Sur le transport des éléments traces par les*

ondes internes dans l'atmosphère moyenne, affiche, soumis au 68^e congrès de l'ACFAS, Université de Montréal

Une communication a également été transmise :

Vincent, A., Tranchant, B., Durocher, S., Richard, D., Coron, J.-S., 1998, *The validation of assimilated dataset requires the detailed study of both winds and ozone concentrations at small scales*, March 5th, MAI Scientific Workshop at the Canadian Space Agency, Saint-Hubert, Québec, Canada, Rapport CERCA R98-21, 18 pages

Chapitre 2

Les ondes internes dans un milieu fluide

2.1 La physique des ondes internes de gravité

Des ondes internes se produisent dans un fluide lorsque ce dernier est stratifié en densité. Il ne doit pas avoir de discontinuité de densité dans le milieu. Ces ondes "internes" sont produites dans un milieu continu. Les vagues à la surface de la mer ne sont pas des ondes internes, puisque l'interface eau-air constitue un changement important de densité du fluide. De telles vagues sont plutôt des ondes de surface. Puisque la gravité agit comme force de rappel, ces ondes sont dites "de gravité". Elles sont généralement produites dans la troposphère suite à une perturbation quelconque qui peut être un orage violent (fig. 2.1), une éruption volcanique ou encore la présence d'une chaîne de montagnes. Elles vont se briser dans la mésosphère, permettant ainsi un mélange des constituants atmosphériques sur toute la hauteur de l'atmosphère jusqu'à 80 km d'altitude.

On peut trouver la fréquence propre d'oscillation d'une parcelle d'air en la déplaçant de sa position d'équilibre. Puisque le milieu est stratifié en densité, elle va vouloir revenir à sa position d'équilibre, mais elle ira plus bas (par

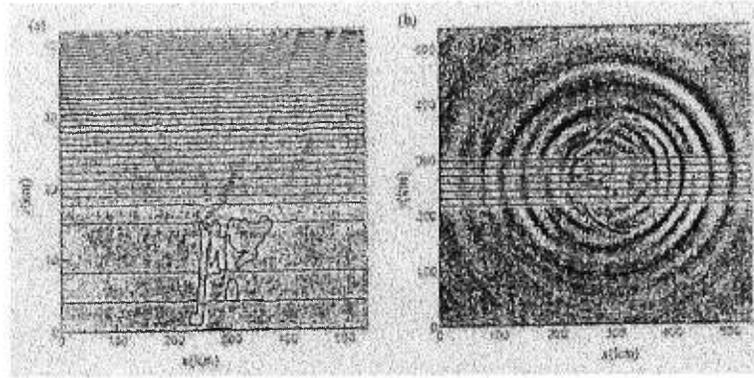


FIG. 2.1: Train d'ondes de gravité détectées pendant un orage de mousson au nord-ouest de l'Australie près de Darwin (12°S , 131°E). À gauche (a), on montre une coupe verticale de l'orage. La ligne continue représente les nuages et la région ombragée correspond au champ des perturbations de la température potentielle. À droite (b), on voit une coupe horizontale à 40 km d'altitude. La partie ombragée correspond au champ des vitesses verticales, qui vont de -1 m/s à $+1$ m/s. Cette figure est tirée de Piani, Durran et Holton (1998).

effet d'inertie), remontera, et ainsi de suite. En écrivant le bilan des forces agissant sur cette dernière, soit la force mécanique ρa par unité de volume et le poids effectif $-g \frac{d\rho}{dz} \Delta z$, on obtient une équation d'onde de laquelle on peut extraire la fréquence recherchée. C'est la fréquence de Brunt-Väisälä :

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dz} \quad (2.1)$$

où ρ est la densité du fluide, ρ_0 est une densité de référence, $d\rho/dz$ est la variation de la densité avec la hauteur, a est l'accélération de la parcelle d'air et g est l'accélération gravitationnelle. Puisque la densité diminue lorsque l'altitude augmente, ce terme est négatif et donc N^2 est positif. Une autre écriture de la fréquence N est obtenue dans le cas où le milieu est un gaz parfait obéissant à la loi d'état :

$$P = R_d \rho T \quad (2.2)$$

où R_d est la constante des gaz en air sec. On peut alors remplacer la densité du fluide ρ par la température T et on obtient :

$$N^2 = -\frac{g}{T_0} \frac{dT}{dz} \quad (2.3)$$

où T_0 est une température de référence. Dans le cas où le milieu est plus chaud ou moins dense en bas qu'en haut, il est instable. La convection s'installe alors dans ces situations si le gradient thermique est supérieur au gradient adiabatique $\Delta T_{th} > \Delta T_{ad}$. Lorsqu'il n'y a aucune stratification en densité dans le milieu (ou aucun gradient de température), alors $d\rho/dz = 0$ et $N = 0$. La parcelle n'oscille pas car la densité est la même partout dans le fluide. La fréquence de Brunt-Väisälä est donc aussi une mesure de la stratification en densité ou en température du milieu.

La dynamique de l'écoulement n'est toutefois pas décrite entièrement de cette façon. Il faut plutôt utiliser les trois équations du mouvement : la conservation de la masse, la conservation de la quantité de mouvement et l'équation de transport vertical des fluctuations de densité. On considère une onde de faible amplitude, ce qui permet de négliger les termes non linéaires. Elle se propage dans un fluide incompressible pour lequel l'advection domine la diffusion et de viscosité nulle. En effet, du point de vue des ondes, l'atmosphère est considérée hydrostatique (sect. 2.4) dans son ensemble.

1- Dans le cas incompressible, la masse volumique ne varie pas avec la pression. La conservation de la masse pour un volume élémentaire Vol de fluide alors est donnée par l'équation (Guyon *et al.*, 1991) :

$$\frac{\delta Vol}{Vol} = (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \delta t = 0 \quad (2.4)$$

c'est-à-dire :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.5)$$

laquelle peut encore être écrite comme :

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho = 0 \quad (2.6)$$

où $\frac{D}{Dt}$ est la dérivée lagrangienne qui suit le mouvement.

2- La conservation de la quantité de mouvement s'exprime comme un bilan de force. La force exercée sur la parcelle d'air provient de la force induite par

les gradients de pression $\vec{\nabla}p$ et par la poussée d'Archimède $\vec{g}\delta\rho$:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla}p + \vec{g}\delta\rho \quad (2.7)$$

où $\delta\rho$ représente les fluctuations de densité. On peut aussi écrire (Kundu, 1990) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{g\delta\rho}{\rho_0} \quad (2.10)$$

où ρ_0 est une densité constante de référence. Les variations de densité existent seulement dans l'équation en z (éq. 2.10) car la gravité est de la forme :

$$\vec{g} = -g\hat{z} \quad (2.11)$$

Dans les équations 2.5 et 2.7, on a utilisé l'approximation des petites perturbations ou approximation de Boussinesq (Boussinesq, 1903, Guyon, 1991). L'équation 2.7 exprime que l'accélération verticale résulte à chaque instant d'un déséquilibre entre les forces dues aux gradients de pression et le poids dû aux anomalies de densité. Le déclenchement de la convection est dépendant des fluctuations de densité $\delta\rho$.

3- Nous avons besoin d'une dernière équation qui exprime la variation verticale de la densité. Avec l'apparition du mouvement, la densité devient (Kundu, 1990) :

$$\rho = \bar{\rho}(z) + \delta\rho \quad (2.12)$$

En substituant cette nouvelle densité dans l'équation 2.6, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} + \delta\rho) + u \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} + \delta\rho) + v \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\rho} + \delta\rho) + w \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\rho} + \delta\rho) = 0 \quad (2.13)$$

La densité $\bar{\rho}$ ainsi que la perturbation $\delta\rho$ sont indépendantes de x et de y . Les deuxième et troisième termes de l'équation 2.13 sont nuls. La densité moyenne $\bar{\rho}$ ne varie pas avec le temps, donc $\partial\bar{\rho}/\partial t = 0$. Comme nous ne

considérons que des petites perturbations $\delta\rho$, on peut dire que $\partial\delta\rho/\partial t = 0$. Après avoir fait ces approximations, on trouve :

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\rho + w\frac{d\bar{\rho}}{dz} = 0 \quad (2.14)$$

ce qui signifie que la perturbation de densité en un point est seulement causée par l'advection verticale de la densité moyenne.

Pour savoir si des ondes internes sont possibles, on recherche des solutions périodiques en temps et en espace pour \vec{v} , p et $\delta\rho$ du type : $e^{i(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r})}$. On remplace ces solutions dans les équations 2.5, 2.7 et 2.14 et on obtient la relation de dispersion des ondes de gravité internes (Tritton, 1988) :

$$\omega = N\left(\frac{k_h^2}{k_h^2 + k_v^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

où $k_h^2 = k_x^2 + k_y^2$ est le nombre d'onde horizontal et $k_v^2 = k_z^2$ est le nombre d'onde vertical. La fréquence ω des ondes varie entre 0 et N . Lorsque $k_v = 0$, alors $\omega = N$. Cela correspond à un mouvement indépendant de l'axe des z c'est-à-dire un écoulement horizontal. Dans ce cas, des particules lagrangiennes dans cet écoulement se déplaceraient seulement verticalement du point de vue de la phase. Si l'on remplace $\vec{v} = e^{i(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r})}$ dans $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$, on trouve que le mouvement des particules \vec{v} est perpendiculaire au nombre d'onde \vec{k} :

$$\vec{k} \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.16)$$

Lorsque $k_h = 0$, alors $\omega = 0$. Le mouvement de particules dans cet écoulement est uniquement horizontal. Cela correspond à un écoulement dont le mouvement dans le plan horizontal et le mouvement vertical ne sont pas couplés entre eux (Kundu, 1990). Le mouvement des nuages dans la haute atmosphère est régi par ce phénomène. Selon leur altitude, ils ne bougent pas à la même vitesse (Kundu, 1990). Dans le cas d'un fluide dont la stratification est très importante, cela conduit au phénomène de blocage (Tritton, 1988).

2.2 Le nombre de Richardson critique

Il y a un moyen de savoir si, localement, une onde peut exister en tant que résultat d'une perturbation. Il suffit de calculer le nombre de Richardson à cet endroit. Ce dernier nous informe de l'effet des forces de rappel qui ont un rôle stabilisateur par rapport à l'effet des forces qui génèrent le mouvement. Autrement dit, il nous renseigne sur les origines thermiques, via la densité ou la température, ou dynamiques, via les gradients de vitesse, de la turbulence. Le nombre de Richardson de flux s'écrit comme le rapport des productions turbulentes thermique et dynamique (De Moor, 1983). La production thermique est le taux de dissipation de l'énergie par les forces d'Archimède tandis que la production dynamique représente la production d'énergie par cisaillement. On a :

$$Ri_f = -\frac{P_T}{P_d} \quad (2.17)$$

La production thermique turbulente (P_T) est :

$$P_T = -\beta K_T \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.18)$$

où $\beta = -g/T_0$ est la flottabilité thermique, T est la température et le coefficient de diffusion turbulente verticale relié au gradient de température $\frac{\partial T}{\partial z}$ est :

$$K_T = -\frac{\langle wT \rangle}{\langle \frac{\partial T}{\partial z} \rangle} \quad (2.19)$$

La production dynamique turbulente (P_d) est :

$$P_d = K_u \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (2.20)$$

où $K_u = -\frac{\langle w.u \rangle}{\langle \partial u / \partial z \rangle} = -\frac{\langle w.v \rangle}{\langle \partial v / \partial z \rangle}$ est un coefficient de diffusion turbulente verticale relié à la quantité de mouvement. Ces coefficients correspondent à des relations entre les flux turbulents verticaux $\langle wu \rangle$, $\langle wv \rangle$ et $\langle wT \rangle$ et les gradients des quantités moyennes $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ et $\langle T \rangle$. Les vitesses $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ et $\langle w \rangle$ sont orientées selon les axes x, y, z respectivement.

Comme les mesures expérimentales des flux turbulents ne sont pas toujours connues, on utilise plutôt le nombre de Richardson de gradients :

$$Ri = \frac{\beta \partial T / \partial z}{(\partial u / \partial z)^2 + (\partial v / \partial z)^2} \quad (2.21)$$

ou encore le rapport de la fréquence inertielle sur la fréquence Brunt-Väisälä. On remarque que les deux nombres de Richardson sont reliés par le rapport des coefficients de diffusion turbulente, soit :

$$Ri = \frac{K_u}{K_T} Ri_f \quad (2.22)$$

Ce rapport est en fait un nombre de Prandtl turbulent :

$$Pr_t = \frac{K_u}{K_T} \quad (2.23)$$

Lorsqu'un écoulement est dominé par le cisaillement, le nombre de Richardson varie fortement en fonction du nombre de Prandtl turbulent. Le coefficient de diffusion turbulente relié à la température dépend des gradients de densité. La relation qui les relie est (Turner, 1973) :

$$\frac{K_T}{K_u} = \frac{b(1 - \frac{Ri_f}{Ri_{f(crit)}})}{(1 - Ri_f)^2} \quad (2.24)$$

où b est une constante. Le nombre de Richardson critique Ri_c est la valeur limite au-dessous de laquelle se déclenche une onde interne. Cette valeur dépend de la physique du problème (compressibilité, radiation...) mais se situe entre 10^{-2} et 1. Dans le cas incompressible, cette valeur critique est donnée par un simple bilan d'énergie (Chandrasekhar, 1961) :

$$Ri < Ri_{crit} = \frac{1}{4} \quad (2.25)$$

Dans la suite de ce rapport, il est raisonnable de supposer que $Ri_c = 0.25$.

Pour quelques valeurs du nombre de Richardson de flux critique ($Ri_{f(crit)} = 0.05, 0.10, 0.20$ et 0.40 , et pour $b=1.4$), le nombre de Richardson varie avec le Prandtl turbulent (fig. 2.2, Turner, 1973)¹. Cette théorie élaborée

¹Il suffit d'utiliser l'équation 2.22, de poser $Ri \sim x$, $K_T/K_u \sim y$ et donc $Ri_f = xy$. On trouve la racine positive qui dépend de x (sur plusieurs ordres de grandeur) de l'équation du deuxième degré en y .

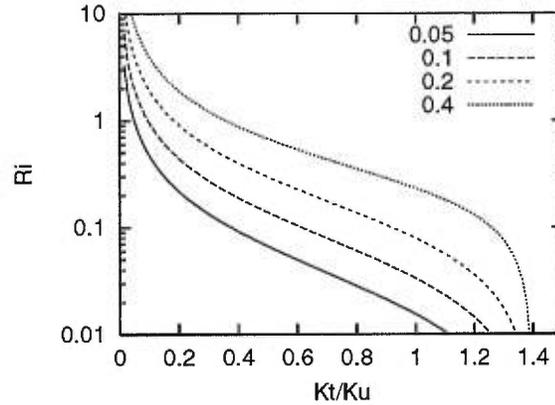


FIG. 2.2: Comportement d'un traceur dans une zone où la turbulence est due au cisaillement (éq. 2.24). Plus la zone est instable (Ri petit), plus les effets d'inertie vont jouer (Pr grand). Le nombre de Richardson critique prend les valeurs 0.05, 0.1, 0.2 et 0.4.

par Ellison (1957) semble bien décrire les mesures expérimentales (Ellison et Turner, 1960). Lorsque les données des archives météorologiques disponibles seront assez précises, une relation semblable entre le nombre de Richardson et le nombre de Prandtl turbulent montrera que la dynamique des vents à la frontière du vortex polaire est dominée par le cisaillement.

En remplaçant β par $-g/T_0$ dans l'équation 2.21 et en utilisant la fréquence de Brunt-Väisälä (éq. 2.3), on obtient une nouvelle formulation pour le nombre de Richardson :

$$Ri = \frac{N^2}{(\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2} \quad (2.26)$$

Si $N = 0$ mais que les gradients de vitesse ne sont pas nuls, alors l'origine de la turbulence est uniquement dynamique.

Cette équation nous dit que moins le milieu est stratifié en densité ou plus la fréquence inertielle est élevée, ou les deux, plus il est facile de déclencher une instabilité. Dans le premier cas, on comprend qu'une très forte stratification en densité forcera l'onde à suivre une trajectoire plutôt bidimensionnelle, par exemple une surface isobare où la densité est plus uniforme. En fait, l'onde devrait dépenser beaucoup trop d'énergie pour se déplacer verticalement et serait amortie en très peu de temps. Donc, une augmentation

de la stratification en densité est associée à une diminution du mouvement vertical de l'onde, et par conséquent cela contribue à bloquer le transport vertical par l'onde. Dans le second cas, si la fréquence inertielle est très faible, cela implique que le temps de réponse du milieu à une perturbation est très grand. Alors ce milieu est très stable et aucune onde n'en résulte. On aboutit à la même conclusion : le transport vertical est bloqué.

Comme nous l'avons expliqué plus haut, les ondes sont générées quand le nombre de Richardson est assez petit. Cependant, on sait maintenant qu'il est possible d'obtenir des instabilités dans un écoulement stratifié même lorsque le nombre de Richardson est très élevé (Majda et Shefter, 1998). Il suffit d'utiliser un forçage approprié. Les profils de densité de type sinusoïdal présents lors des marées atmosphériques conduiraient à ce type d'instabilités. Par exemple :

$$\bar{\rho} = \rho_0 + \sin \theta(t)x - \cos \theta(t)z \quad (2.27)$$

où ρ_0 est une densité de référence et $\theta(t)$ est une fonction de phase qui satisfait l'équation non linéaire du pendule, soit :

$$2 \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\sin \theta(t) \quad (2.28)$$

Il est à noter que ce type d'instabilité est très différent de celles générées par les ondes de gravité de grande amplitude qui déferlent. Il est possible de voir ces marées atmosphériques avec les champs assimilés fournis par le RPN (appendice 2).

2.3 Un cas particulier : les ondes de montagne

Lorsque le vent souffle perpendiculairement à la montagne dans une atmosphère stablement stratifiée en densité, la masse d'air s'élève. Quand elle se retrouve de l'autre côté (côté "lee") de la montagne, la gravité tend à la faire revenir à sa position d'équilibre, mais elle descend au-dessous de celle-ci

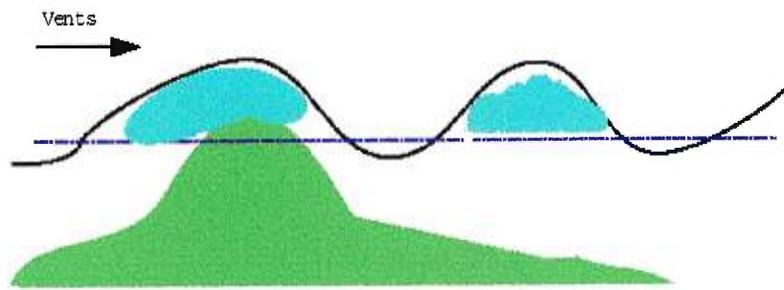


FIG. 2.3: Création des ondes de montagne. Le vent souffle vers la droite. Le niveau de saturation de l'air est représenté par le trait bleu pointillé.



FIG. 2.4: Bandes de nuages formées par les ondes de montagne, à Boulder au Colorado.

et se met à osciller autour d'elle. Des ondes sont produites, et l'élément qui crée la perturbation est la montagne (fig. 2.3).

Les nuages lenticulaires (fig. 2.3) sont une preuve visuelle des ondes de montagne. Lorsque l'air est suffisamment humide et le niveau de saturation de l'air se situe à la bonne altitude, la masse d'air se décompresse adiabatiquement en s'élevant et se refroidit. Elle se condense quand elle traverse le niveau de saturation. Si la masse d'air arrive perpendiculairement à une chaîne étendue de montagnes, des bandes de nuages parallèles à la chaîne de montagne seront formées (fig. 2.4)². En fait, cette bande est constituée d'une série de nuages lenticulaires. Ce phénomène peut se produire à une altitude relativement basse si les vents sont assez élevés.

La relation de dispersion des ondes stationnaires de montagne s'écrit

²réf : <http://www.atmos.washington.edu/atlas/Houze.1.20.gif>

(Kundu, 1990) :

$$\omega_0 = \omega - |\vec{k}_h| \cdot |\vec{U}| \quad (2.29)$$

où ω est la fréquence des ondes seulement et $|\vec{k}_h| \cdot |\vec{U}|$ correspond à la contribution du vent \vec{U} soufflant sur la montagne. Pour satisfaire à la conservation de la masse, il faut que $\omega_0 = 0$. Donc :

$$\omega = |\vec{k}_h| \cdot |\vec{U}| \quad (2.30)$$

En combinant 2.15 et 2.30, on obtient une autre formulation pour la fréquence de Brunt-Väisälä :

$$N = U(k_h^2 + k_v^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

qui nous dit, entre autres, que si le vent ne souffle pas sur la montagne ($U = 0$), alors il n'y aura pas d'onde de montagne.

L'Himalaya, la plus grosse chaîne de montagne au monde, constitue un obstacle majeur au vent et des ondes de montagnes y sont générées périodiquement. On s'attend donc à trouver, au-dessus de l'Himalaya, un transport d'éléments dû à la présence d'ondes à cet endroit. À la section 3.4, nous montrons la présence d'une zone où le nombre de Richardson est inférieur à notre valeur critique de référence $Ri < 1/4$ près de l'Himalaya et cela nous indique que des ondes de montagne y ont été créées. Cependant, ce ne sont pas tous les endroits où $Ri < 1/4$ qui sont traversés par des ondes de montagnes. Par exemple, on peut déduire qu'au-dessus du Pacifique, une zone d'instabilité où $Ri < 1/4$ ne sera pas due à la présence de montagnes, mais peut-être par exemple à un violent orage (fig. 2.1).

2.4 L'approximation hydrostatique

Considérons un volume élémentaire d'un fluide au repos de hauteur dz . La pression varie avec la hauteur. Elle vaut $p(z + dz)$ au sommet du volume où elle s'exerce vers le bas et elle vaut $p(z)$ à sa base où elle s'exerce vers le

haut. Le poids de ce volume est $\rho(z)g(z)dz$. La gravité est dirigée vers les z négatifs et on la suppose constante dans le volume élémentaire. L'équilibre hydrostatique vertical du fluide est assuré lorsque la pression exercée sur le volume balance le poids de celui-ci :

$$p(z) - p(z + dz) - \rho(z)g(z)dz = 0 \quad (2.32)$$

$$\frac{dp(z)}{dz} = -\rho(z)g(z) \quad (2.33)$$

C'est l'équation d'équilibre hydrostatique (Landau et Lifchitz, 1971). Pour que l'atmosphère soit en équilibre hydrostatique dans le champ de gravité, il faut que la pression, et donc la densité, ne soit fonction que de l'altitude z . Il en découle, par l'équation d'état des gaz parfaits, que le champ de température ne dépend seulement que de z . Si ces conditions ne sont pas rencontrées dans le fluide, des mouvements macroscopiques apparaissent et l'équilibre hydrostatique devient impossible.

2.5 Dérive de Stokes

2.5.1 Le cas général

Un petit bouchon placé dans une mer remplie de vagues ne parcourra pas une trajectoire circulaire fermée, contrairement à la croyance populaire. En effet, on remarque que ce bouchon va se déplacer très lentement dans le sens de propagation des vagues. C'est la dérive de Stokes (Stokes, 1847).

Ce déplacement est dû au fait que sa vitesse est plus élevée au sommet de sa trajectoire que dans le bas de celle-ci. Considérons une onde qui se propage vers la droite. Dans la première moitié de sa trajectoire circulaire, la vitesse de l'objet est dirigée dans le même sens que la vitesse de phase de l'onde qui est, dans ce cas, non nulle, uniforme et dirigée vers la droite. Cependant, dans la deuxième moitié, il se déplace dans le sens contraire à la vitesse de phase, ce qui freine son mouvement (Coy *et al.*, 1986). Il perd

de l'énergie par dissipation. Cette perte est engendrée par une différence de pression entre le haut et le bas de sa trajectoire. Il en résulte un mouvement net orienté vers la droite, dans le même sens que la vitesse de phase.

Si l'onde se déplace verticalement avec une vitesse de phase dirigée vers le haut, le même phénomène se présentera, mais la parcelle d'air transportée se déplacera davantage vers le haut dans le sens de propagation de la vitesse de phase que vers le bas. Le mouvement net résultant sera ainsi dirigé vers le haut. En fait, toutes les ondes dont la composante verticale de la vitesse est non nulle contribuent à une dérive de Stokes verticale, peu importe leur direction de propagation horizontale (Coy *et al.*, 1986).

La dérive de Stokes ne peut exister dans un milieu que si la stratification en densité de ce milieu y est propice. Par exemple, si la stratification en densité est très élevée, le milieu aura tendance à tout aplatir, empêchant ainsi les ondes de se propager verticalement (sect. 2.2).

La vitesse de dérive verticale de Stokes $\langle w^s \rangle_t$ est définie (Coy *et al.*, 1986) comme la différence entre la vitesse lagrangienne (vitesse dans le repaire de la particule) moyennée en temps $\langle w^L \rangle_t$ et la vitesse eulérienne moyennée en temps $\langle w \rangle_t$:

$$\langle w^s \rangle_t \equiv \langle w^L \rangle_t - \langle w \rangle_t \quad (2.34)$$

où les crochets $\langle \rangle$ signifient que le paramètre en question a été moyenné en temps.

2.5.2 Dérive de Stokes due aux ondes internes

Dans le but de quantifier une partie du transport des éléments traces dans l'atmosphère, nous voulons obtenir une solution analytique pour la vitesse de déplacement causée par la dérive de Stokes d'une particule dans un milieu où la stratification en densité est continue.

Les coordonnées (x, z) sont les coordonnées instantanées d'une particule

de fluide qui, au temps $t = 0$, se situe en (x_0, z_0) . Lorsque le temps avance, la position de la particule est donnée par $x(x_0, z_0, t)$ et $z(x_0, z_0, t)$ et sa vitesse lagrangienne par $u_L(x_0, z_0, t)$ et $w_L(x_0, z_0, t)$. Les composantes de la vitesse sont données par :

$$u_L = \frac{\partial x}{\partial t} \quad (2.35)$$

$$w_L = \frac{\partial z}{\partial t} \quad (2.36)$$

Et la position de la particule est déterminée par :

$$x = x_0 + \int_0^t u_L(x_0, z_0, t') dt' \quad (2.37)$$

$$z = z_0 + \int_0^t w_L(x_0, z_0, t') dt' \quad (2.38)$$

À un temps t , la vitesse eulérienne $u(x, z, t)$ d'une particule à la position (x, z) est égale à la vitesse lagrangienne de cette même particule (x_0, z_0) :

$$u_L(x_0, z_0, t) = u(x, z, t) \quad (2.39)$$

$$w_L(x_0, z_0, t) = w(x, z, t) \quad (2.40)$$

En développant la vitesse eulérienne en série de Taylor autour de (x_0, z_0) , on trouve :

$$u_L(x_0, z_0, t) = u(x_0, z_0, t) + (x - x_0) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0 + (z - z_0) \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 + \dots \quad (2.41)$$

$$w_L(x_0, z_0, t) = w(x_0, z_0, t) + (x - x_0) \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_0 + (z - z_0) \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_0 + \dots \quad (2.42)$$

La dérive de Stokes horizontale est la valeur moyenne en temps de l'équation 2.41 et la dérive de Stokes verticale est la moyenne en temps de l'équation 2.42.

Pour évaluer analytiquement cette dérive de Stokes, il faut utiliser le fait que le processus est périodique et donc la vitesse eulérienne moyenne en un point est zéro, c.-à-d. $\langle u(x_0, z_0, t) \rangle = \langle w(x_0, z_0, t) \rangle = 0$. Pour poursuivre le développement analytique de la dérive de Stokes, il nous faut également le champ de vitesse qui fait mouvoir les particules.

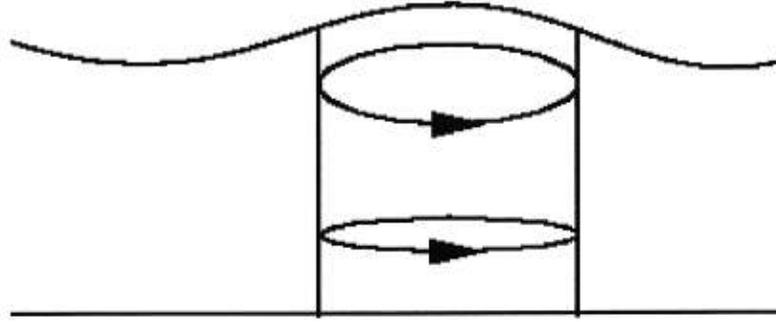


FIG. 2.5: Orbites d'une particule en eau peu profonde.

À ce stade, il serait souhaitable de pouvoir estimer analytiquement une dérive de Stokes. L'approximation en eau peu profonde est valide lorsque la profondeur du fluide équivaut à moins de 7 % de la longueur d'onde des ondes de surface. La vitesse de phase de l'onde est donnée par l'équation 2.43 :

$$c = \sqrt{gH} \quad (2.43)$$

où H est la profondeur de l'eau, c'est-à-dire la distance entre le fond et la surface définie à la hauteur moyenne des vagues. Dans ce régime, une particule suivra une trajectoire elliptique (fig. 2.5) dont le semi-grand axe est indépendant de la profondeur et le semi-petit axe décroît linéairement pour atteindre zéro au fond à $z = -H$. La vitesse de la particule est donnée par (Kundu, 1990)³ :

$$u(x, t) = \frac{a\omega}{kH} \cos(kx - \omega t) \quad (2.44)$$

$$w(x, z, t) = a\omega\left(1 + \frac{z}{H}\right) \sin(kx - \omega t) \quad (2.45)$$

que l'on peut substituer dans les équations 2.41 et 2.42. Ensuite, on prend la moyenne en temps de u_L et de w_L et on obtient :

$$\langle u_L \rangle_t = \frac{a^2\omega}{2kH^2} \quad (2.46)$$

$$\langle w_L \rangle_t = 0 \quad (2.47)$$

La vitesse verticale moyenne (lagrangienne) d'une particule de fluide est donc 0 dans cette approximation. Cependant, elle n'est pas nulle horizontalement.

³p. 203, éq. 61

Il en résulte donc un déplacement de la particule dans le sens de propagation des vagues. Dans l'approximation en "eau peu profonde", la vitesse de dérive moyenne d'une particule est indépendante de la profondeur et ne dépend que des caractéristiques de l'écoulement et de l'onde de surface. Cependant, cela n'est plus vrai dans l'approximation hydrostatique.

Ainsi, la vitesse verticale nulle est caractéristique de l'approximation en eau peu profonde. Pour les ondes de surface et pour n'importe quelle profondeur d'eau, la présence d'un gradient vertical de l'amplitude de l'onde est nécessaire pour que la dérive de Stokes horizontale ne soit pas nulle.

Puisque nous ne possédons pas les vitesses $(u(x, y, z, t), v(x, y, z, t)$ et $w(x, y, z, t))$ d'une parcelle d'air dans le cas d'un milieu profond comme l'atmosphère, il est impossible de procéder de la même façon qu'en eau peu profonde pour évaluer la dérive de Stokes. C'est la raison pour laquelle nous utilisons les formules développées et publiées par Coy *et al.* (1986) et par Hall *et al.* (1992).

À partir du développement en série de Taylor de la vitesse eulérienne (éq. 2.42), on trouve, après quelques étapes, que la vitesse de dérive de Stokes pour des ondes internes de gravité dont l'amplitude est finie s'écrit (Coy *et al.*, 1986) :

$$\overline{w^s} = \frac{\overline{\rho w}}{\overline{\rho}} \quad (2.48)$$

où w est la vitesse verticale, ρ est la densité et $\overline{\rho}$ est la densité moyenne.

Puisque $|T/\overline{T}|$, $|\rho/\overline{\rho}|$ et $|P/\overline{P}|$ sont $\ll 1$, l'équation d'état des ondes adiabatiques est :

$$\frac{T}{\overline{T}} = -\frac{\rho}{\overline{\rho}} + \gamma^{-1} \frac{P}{\overline{P}} \quad (2.49)$$

où $\gamma = c_p/c_v$ est l'indice adiabatique, P est la pression et T est la température. Pour une stratification stable de l'atmosphère, on multiplie l'équation 2.49 par w et sachant que pour des ondes planes conservatives $\overline{wT} = 0$, on obtient :

$$\frac{\overline{w\rho}}{\overline{\rho}} = \gamma^{-1} \frac{\overline{wP}}{\overline{P}} \quad (2.50)$$

ce qui peut être réécrit comme :

$$\frac{\overline{w\rho}}{\overline{\rho}} = \frac{C_g E}{\overline{\rho} c_s^2} \quad (2.51)$$

où C_g est la vitesse de groupe verticale, E est la densité d'énergie de l'onde et c_s est la vitesse du son. En combinant les équations 2.48 et 2.51, on obtient une expression pour la dérive de Stokes verticale dans l'atmosphère (Coy *et al.*, 1986) :

$$\overline{w^s} = \frac{C_g E}{\overline{\rho} c_s^2} \quad (2.52)$$

Dans l'approximation hydrostatique, pour une onde interne de gravité en deux dimensions qui se propage verticalement, on connaît une expression pour la vitesse de groupe verticale et pour l'énergie :

$$C_g = \frac{k}{N}(C - \overline{U})^2 \quad (2.53)$$

$$E = \overline{\rho u^2} \quad (2.54)$$

où k est le nombre d'onde horizontal, C est la vitesse de phase horizontale et U est la vitesse moyenne des vents dans la direction de propagation de l'onde. En substituant les quantités C_g et E données par les équations 2.53 et 2.54 dans l'équation 2.52, on obtient :

$$\overline{w^s} = \frac{k}{N c_s^2} (C - \overline{U})^2 \overline{u^2} \quad (2.55)$$

qu'il est possible d'écrire :

$$\overline{w^s} = \frac{1}{2} \frac{k}{N c_s^2} (C - \overline{U})^4 \alpha^2 \quad (2.56)$$

grâce à l'ajout d'un paramètre d'amplitude (sans dimension) α :

$$\alpha^2 = \frac{2\overline{u^2}}{(C - \overline{U})^2} \quad (2.57)$$

Ce qui donne des valeurs de vitesse de dérive de l'ordre de 10 *cm/s*, selon Coy *et al.* (1986), dans le côté "été" de la mésosphère, car à cet endroit dominant des ondes se propageant vers le haut.

En fait, l'approximation de Boussinesq n'est pas nécessaire pour qu'une dérive de Stokes existe. C'est le cas pour une atmosphère compressible et

dont la fréquence de Brunt-Väisälä est uniforme. Si l'on substitue la forme analytique d'une onde plane dans les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie on trouve (Hall *et al.*, 1992) :

$$\bar{w}^s = \frac{1}{2}C \cos \Phi |w|^2 \quad (2.58)$$

où C et Φ sont des paramètres dépendant de manière complexe de plusieurs variables telles que la fréquence de Brunt-Väisälä (N), l'indice adiabatique (γ), le nombre d'onde vertical (m), la hauteur d'échelle (H) ainsi que la fréquence de l'onde (ω).

Dans les équations 2.41 et 2.42, le terme correspondant à la dérive de Stokes est le deuxième du développement en série de Taylor. Même si le transport des éléments traces par dérive de Stokes est un effet de second ordre, sa fraction par rapport au transport total peut ne pas être négligeable (Kundu, 1990). Par exemple, la vitesse de dérive de Stokes est de l'ordre de 10 *cm/s* dans l'atmosphère moyenne (Coy *et al.*, 1986, Hall *et al.*, 1992). Les vents dominants sont la première cause du transport des éléments traces dans l'atmosphère.

À partir des champs de données assimilées du RPN, nous avons calculé aux sections 3.11 et 3.12 les valeurs de vitesses de dérive de Stokes de l'ozone stratosphérique en suivant les théories développées par Coy *et al.* (1986) et par Hall *et al.* (1992). Nous avons ensuite déduit les flux verticaux d'ozone correspondant à ces vitesses.

2.6 Le déferlement

L'étude du déferlement des ondes internes est très importante non seulement du point de vue théorique du transport des éléments traces⁴, mais aussi d'un point de vue plus pratique. En effet, ce phénomène est une source de danger pour les avions qui le rencontrent.

⁴Ce sont des éléments présents en très petite quantité dans un milieu

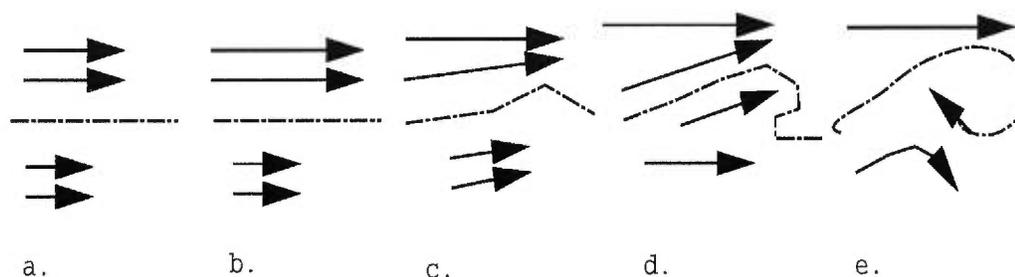


FIG. 2.6: Formation de la turbulence à partir d'un fort cisaillement qui conduit au déferlement. La ligne pointillée représente la frontière entre les couches d'air qui cisailent. L'écoulement va vers la droite. La situation "a" décrit un cas où la cisaillement est très faible. En "b", il est plus élevé. En "c", la frontière se déforme légèrement sous l'effet du cisaillement qui augmente. Un cisaillement encore plus fort fait apparaître des ondes en "d", mais elles ne déferlent pas car la fréquence de Brunt-Väisälä équilibre le cisaillement. Lorsque ce n'est plus le cas, l'onde déferle en formant un tourbillon ("e").

Des tourbillons peuvent se produire à partir d'une zone où il y a du cisaillement sous forme d'une variation verticale brusque de la vitesse des vents horizontaux. Il s'agit d'une couche d'air dont la stratification est stable et dont la partie supérieure se déplace à une vitesse plus élevée que la partie inférieure (fig. 2.6, Ahrens, 1994). Si la vitesse relative entre les deux couches est faible, il y a peu de cisaillement et rien ne se passe. Cependant, lorsque le cisaillement devient assez fort, l'interface se déforme et des ondulations apparaissent. Si le cisaillement augmente, des rouleaux apparaissent.

Un autre exemple est celui des ondes de montagne. Lorsque le cisaillement dépasse une limite critique, ces ondes déferlent en formant des rouleaux (fig. 2.7)⁵. En fait, tant que la fréquence de Brunt-Väisälä équilibre le cisaillement vertical, l'onde ne déferle pas (fig. 2.6). Quand la fréquence de Brunt-Väisälä devient trop petite par rapport au cisaillement, l'onde déferle. Ce critère est obtenu à partir des équations 2.26 et 2.25 :

$$N^2 < \frac{1}{4} \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (2.59)$$

Ces rouleaux se forment principalement dans la haute troposphère, près

⁵réf : <http://www.nadn.navy.mil/Oceanography/MIDS/SO345/BranstineBIL%281735%2C2-14-53%29.GIF>

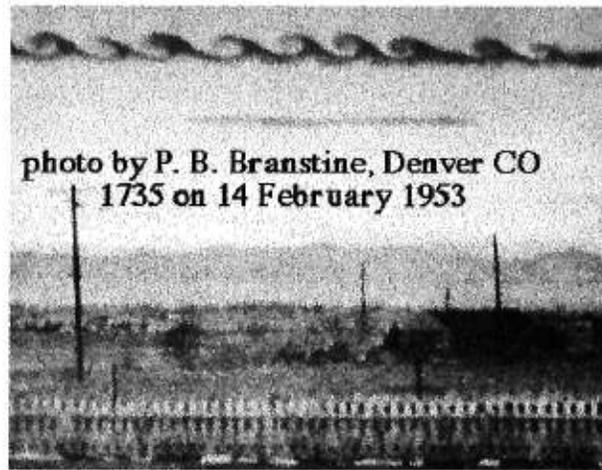


FIG. 2.7: Déferlement d'ondes internes dues à un cisaillement de vent dans la direction verticale. Les nuages se matérialisent dans les zones de basses pressions où la vapeur d'eau se condense.

du courant jet car le cisaillement y est très élevé⁶.

Les ondes de montagne peuvent déferler. Comme elles se propagent jusque dans la haute stratosphère où elles déferlent, elles contribuent significativement au mélange vertical des constituants atmosphériques. L'appareil CRISTA (CRYogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere) a étudié les ondes de montagne de la région andine (Eckermann et Preusse, 1999). Leur longueur d'onde verticale théorique $(\lambda_z)_{th}$ est :

$$(\lambda_z)_{th} = 2\pi \frac{\bar{U}}{N} \quad (2.60)$$

où \bar{U} est la vitesse horizontale locale des vents (20-23 m/s), N est la fréquence de Brunt-Väisälä (0,020 rad/s). Ce qui donne dans ce cas une longueur d'onde verticale de l'ordre de 6 à 7 km. CRISTA a détecté des ondes entre 15 et 30 km d'altitude dont la longueur d'onde est de 6,5 km, qu'ils ont associé aux ondes de montagne. Cependant, vers 30 km, CRISTA ne les voit plus. Tout d'abord, les vents horizontaux locaux sont de moins en moins forts, alors λ_z diminue proportionnellement et l'appareil ne peut plus les

⁶La forme des nuages indique aux pilotes d'avion le degré de turbulence de l'air. Le danger vient de leur absence. Si l'avion vole dans une zone où les masses d'air descendent, le pilote a soudain l'impression que l'air sous les ailes disparaît et que plus rien ne supporte l'avion, qui chute. Ces régions sont connues sous le nom de "trou d'air".

détecter (Eckermann et Preusse, 1999). Mais cela peut aussi être causé par le déferlement de ces ondes (Eckermann et Preusse, 1999). De l'air lourd est advecté au-dessus de l'air plus léger. Le tout se retourne quand l'amplitude excède une certaine limite (Eckermann et Preusse, 1999) :

$$\hat{T} \geq \hat{T}_{lim} \approx \left(\frac{d\bar{T}}{dz} + \Gamma_a \right) \frac{\bar{U}}{N} \quad (2.61)$$

où Γ_a est le taux de perte adiabatique (9.8 K/km), \bar{T} est la température ambiante et \hat{T} est l'amplitude limite conduisant au déferlement. Entre 15 et 30 km, $\hat{T}_{lim} \sim 10 K$ et \hat{T} est toujours plus petit que cette valeur. Cependant, vers 30 km, \hat{T}_{lim} se met à diminuer et \hat{T} augmente ($\hat{T} = 7 K$). Les ondes déferlent. Les vents horizontaux locaux deviennent nuls vers 43 km donc λ_z et \hat{T} aussi ; l'onde n'a plus d'énergie et disparaît (Eckermann et Preusse, 1999).

Ce transport n'est pas exactement un transport par les ondes, mais il est néanmoins dû à la présence des ondes. Comme le phénomène contribue à la dynamique de l'atmosphère, il faut en tenir compte dans les modèles de prédiction.

En haute mer, les vagues peuvent aussi déferler quand le vent souffle assez fort. Mais il ne faut pas confondre ce phénomène avec l'échouage qu'on observe sur les plages. Lorsqu'une vague approche de la côte, la profondeur de l'eau diminue, la vague augmente en hauteur et se brise.

Chapitre 3

Le transport de l’ozone dans l’atmosphère

3.1 Les données 3DVAR

Le code utilisé lit des fichiers standards du RPN qui contiennent des données assimilées 3DVAR (triDimensionnel VARIationnel) de plusieurs champs physiques. Ces champs sont la hauteur géopotentielle en décamètre (dam), la température en degrés celsius ($^{\circ}C$), les vitesses des vents est-ouest et nord-sud en noeuds (knts) ainsi que les concentrations d’ozone en parties par million (ppm). Ces champs sont disponibles sur 22 niveaux de pression (appendice 1) et sont disponibles toutes les 6 heures pour tout le mois de février 1997 (à minuit, 6h00, 12h00 et 18h00) et ce, à partir de 12h00 le 1^{er} février 1997. Les mesures sont prises par satellite, et elles sont ensuite interpolées sur une grille latitude-longitude couvrant la surface de la Terre.

Lors du calcul de diverses quantités physiques nécessaires dans ce travail, nous avons besoin des dérivées des différents champs déjà mentionnés. Les différences finies (Mitchell, 1969, Fornberg, 1988) permettent de calculer les valeurs des opérateurs à chaque point d’une grille pré-déterminée. Par exemple, on divise la surface de la Terre en 360 sections en longitude et en

180 sections en latitude. Sur chacun des points de rencontre de ces lignes, il y a une valeur de pression, de hauteur géopotentielle, de vitesse de vents, etc.

La distance entre deux niveaux varie de un à trois kilomètres. Cela a comme effet direct de restreindre la précision qu'il est réaliste d'utiliser. Pour calculer un gradient de température à une altitude de 10 km, il serait fantaisiste de vouloir un résultat dont la précision serait d'ordre 3. Cela impliquerait l'utilisation de la valeur de la température à 10 km, à 13 km, à 15 km et à 18 km. Il en résulterait une corrélation artificielle de points non nécessairement corrélés en réalité. La valeur de la dérivée ne voudrait rien dire. C'est pour cette raison que toutes les dérivées premières ont été calculées à l'ordre 1, en utilisant seulement la valeur au point le plus rapproché. Pour calculer ce gradient de température, nous faisons :

$$\frac{\partial T}{\partial z}|_{(i,j,k)} \approx \frac{\Delta T}{\Delta z}|_{(i,j,k)} \approx \frac{T(i, j, k+1) - T(i, j, k)}{Z(i, j, k+1) - Z(i, j, k)} \quad (3.1)$$

où $T(i, j, k)$ et $T(i, j, k+1)$ sont la température discrétisée aux niveaux indicés par " k " et " $k+1$ ". Par exemple, on pourrait avoir $z = 215 \text{ mb}^1$ et $z = 147 \text{ mb}$. Dans cet exemple, la distance verticale entre les deux niveaux est donnée par $Z(i, j, z = 147 \text{ mb}) - Z(i, j, z = 215 \text{ mb})$, ce qui correspond à une différence d'altitude d'environ 2500 m.

3.2 La stratosphère existe à cause de l'ozone

L'atmosphère terrestre est divisée en 4 couches (fig. 3.1) dont la séparation est basée sur le profil vertical de température (Ahrens, 1994). L'élément responsable de cette séparation est l'ozone (O_3) dont la concentration (fig. 3.2) atteint un maximum vers 30 km d'altitude aux tropiques. En absorbant l'énergie des rayons ultraviolets en provenance du Soleil², l'ozone contribue

¹millibar

² $O_3 + UV \rightarrow O_2 + O + \text{chaleur}$

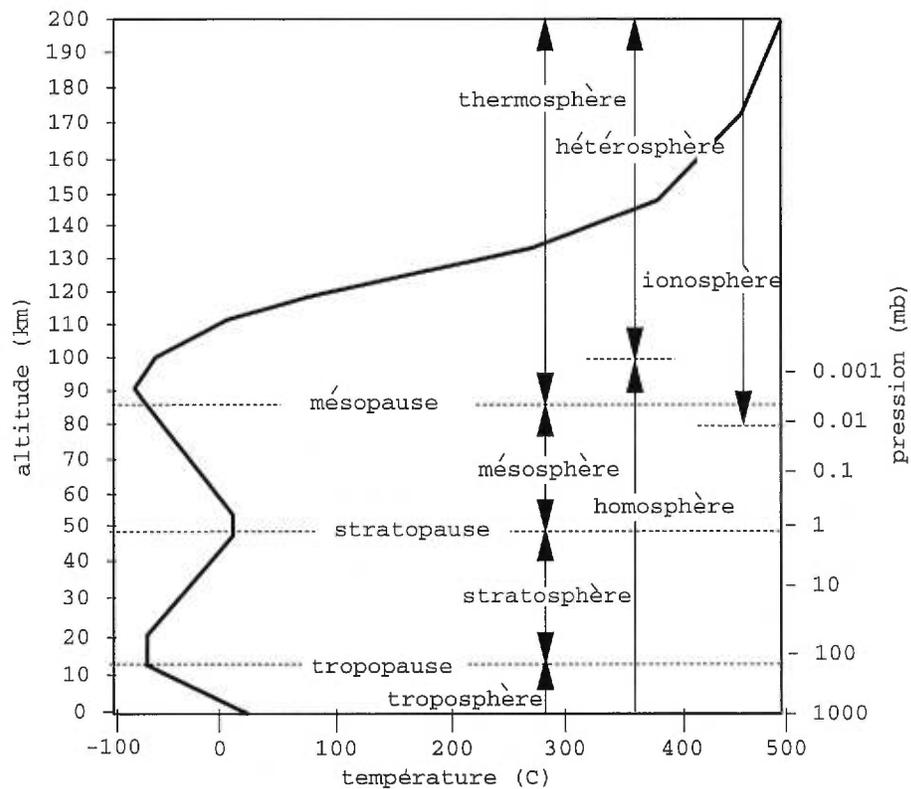


FIG. 3.1: Les différentes couches de l'atmosphère selon 3 classifications.

à réchauffer la région comprise entre environ 11 km et 50 km. Le gradient de température y est donc positif. On dit qu'il y a une "inversion du gradient thermique" car, sans l'ozone, la température décroîtrait avec l'altitude. Cette région est appelée "stratosphère", venant du fait qu'elle est stablement stratifiée du point de vue de la densité. L'ozone moléculaire est produit entre les tropiques et, par la circulation atmosphérique à grande échelle, il est advecté vers les latitudes supérieures (fig. 3.3). À un temps donné, ici nous considérons le 1^{er} février 1997 à midi GMT, nous constatons que la quantité moyenne d'ozone entre les latitudes 58°N. et 62°N. est inférieure à la quantité moyenne totale d'ozone sur la Terre (sect. 3.3).

Sous la stratosphère, c.-à-d. couvrant les 11 premiers kilomètres à partir

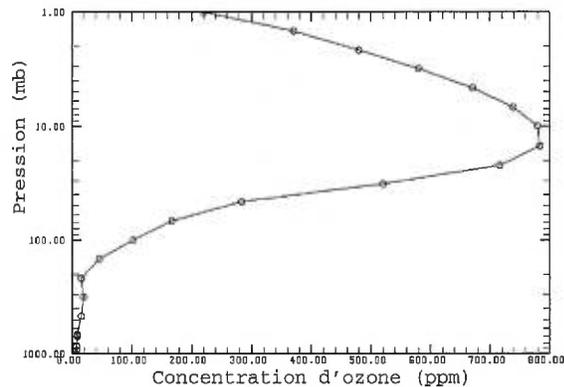


FIG. 3.2: Variation de la concentration de l'ozone atmosphérique selon l'altitude (longitude=283.35° et latitude=88.78°N.), le premier février à midi. On remarque que le maximum d'ozone se situe environ vers 30 km.

du sol, se trouve la troposphère³. La limite supérieure de la troposphère (la tropopause) est en effet déterminée par la condition suivante : c'est l'altitude au-dessus de laquelle l'air cesse de se refroidir.

Au-dessus de la stratosphère, là où la température recommence à diminuer avec l'altitude, il y a la mésosphère ("celle du milieu"). Dans cette couche, la quantité d'ozone est trop faible pour contribuer à son réchauffement. La limite inférieure de la mésosphère vers 50 km est la stratopause, alors que la limite supérieure de la mésosphère vers 85 km est la mésopause.

On trouve la thermosphère au-dessus de la mésosphère. Dans cette couche, un réchauffement de l'air résulte de l'absorption des rayons solaires par les molécules de dioxygène (O_2). À cette altitude, la densité de l'air est très faible. Le libre parcours moyen d'une molécule y est de plus d'un kilomètre comparativement à un milliardième de centimètre à la surface de la Terre. Cela a pour conséquence que l'absorption d'une faible quantité d'énergie solaire conduit à une augmentation considérable de la température du milieu.

Nos données se rendent jusqu'à 50 km. On peut y utiliser l'approximation du "gaz parfait". En effet, on peut aussi séparer l'atmosphère en se basant sur

³du grec τροπείν, signifiant "qui change"

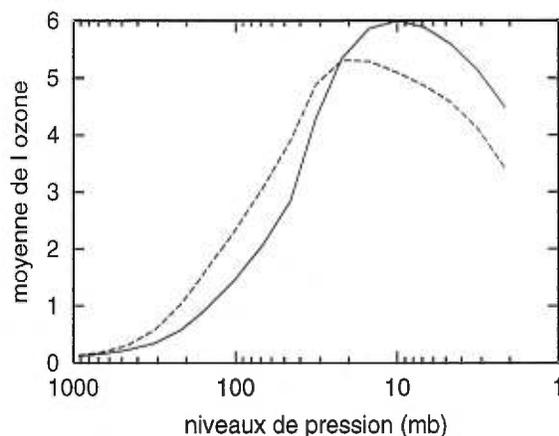


FIG. 3.3: Comparaison de la quantité moyenne de l'ozone en fonction du niveau de pression. La moyenne sur toutes les latitudes (trait plein) est comparée à la moyenne entre 58°N . et 62°N . (trait pointillé). Puisque l'ozone est produite aux tropiques, la moyenne sur toutes les latitudes est supérieure à la moyenne à la frontière du vortex polaire.

sa composition chimique (fig. 3.1). Jusqu'à une altitude d'environ 100 km, la composition de l'air demeure relativement stable, c.-à-d. 78% d'azote et 21% d'oxygène. Ceci est causé par le mélange engendré par la turbulence. C'est l'homosphère. Au-dessus de cette limite, les collisions entre les molécules sont très rares. Alors, c'est la gravité qui l'emporte, ayant comme conséquence d'entraîner les molécules lourdes vers le bas comme l'oxygène et l'azote et de faire "flotter" les atomes légers comme l'hydrogène et l'hélium au-dessus.

3.3 Le vortex polaire stratosphérique

Lorsque l'hiver polaire approche, les rayons solaires cessent d'atteindre les pôles. Cela engendre localement de forts gradients de température et donc des gradients de pression. Ces derniers, combinés à la force de Coriolis, contribuent à la formation d'une ceinture de vents dans les environs du 60^{e} parallèle. C'est le vortex polaire. La zone intérieure est alors encerclée par des vents pouvant aller jusqu'à 500 km/h, lesquels agissent comme une "barrière de diffusion". Ce qui est à l'extérieur ne peut pénétrer à l'intérieur du vortex

et vice-versa (Denis et Vincent, 1996, Coron et Vincent, 1997). Une partie au moins de ce mécanisme de blocage proviendrait du mélange est-ouest (Vincent et Tranchant, 1999). La base du vortex se situe à la tropopause entre 15 et 20 kilomètres d'altitude à une pression d'environ 100 mb. Le vortex s'éteint dans la haute stratosphère. La turbulence est très élevée dans la ceinture de vents, ce qui en fait un endroit de choix pour observer des ondes.

Les données disponibles s'étalent sur le mois de février, ce qui correspond à l'hiver polaire arctique. La topographie variée de l'hémisphère Nord (Himalaya, Alpes, Rocheuses, etc.) ainsi que les températures plus douces y régnant contribuent à l'existence d'un vortex polaire dynamiquement moins stable que dans l'hémisphère Sud, où l'on retrouve moins de surfaces continentales et moins de chaînes de montagnes.

Le vortex polaire arctique est très visible avec les données des vents du RPN. À 46 mb le 1er février 1997 à midi GMT, on voit clairement sur l'image des vents est-ouest une bande dans laquelle les vents sont beaucoup plus forts qu'ailleurs sur la planète (fig. 3.4). En regardant la figure de la concentration de l'ozone à cette même altitude, on remarque que la plus forte concentration se situe à l'extérieur du vortex. La propriété du vortex d'agir comme une barrière de diffusion se manifeste en empêchant l'ozone (fig. 3.5) de pénétrer à l'intérieur (Denis et Vincent, 1996).

Dans la suite de ce rapport, toutes les figures sont prises le 1^{er} février 1997 à midi (GMT).

3.4 Cartographie du nombre de Richardson

Nous voulons quantifier le mélange dans l'atmosphère moyenne. Afin de connaître les endroits où sont présentes des instabilités, nous devons calculer la fréquence de Brunt-Väisälä (N) de ces ondes, ce qui conduit directement

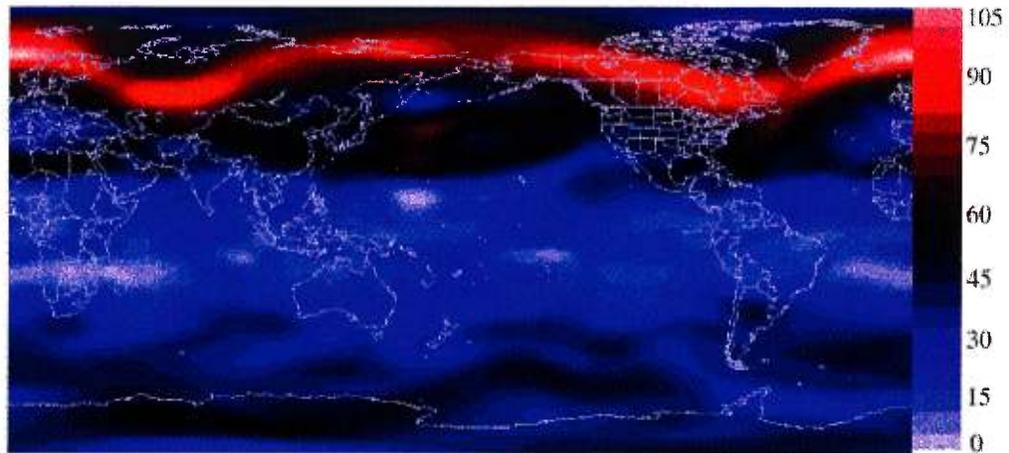


FIG. 3.4: Vents est-ouest à 46 mb le 1^{er} février 1997 à midi (GMT). On remarque la ceinture de vents très forts vers le 60^e parallèle. Les vents sont ici en noeuds.

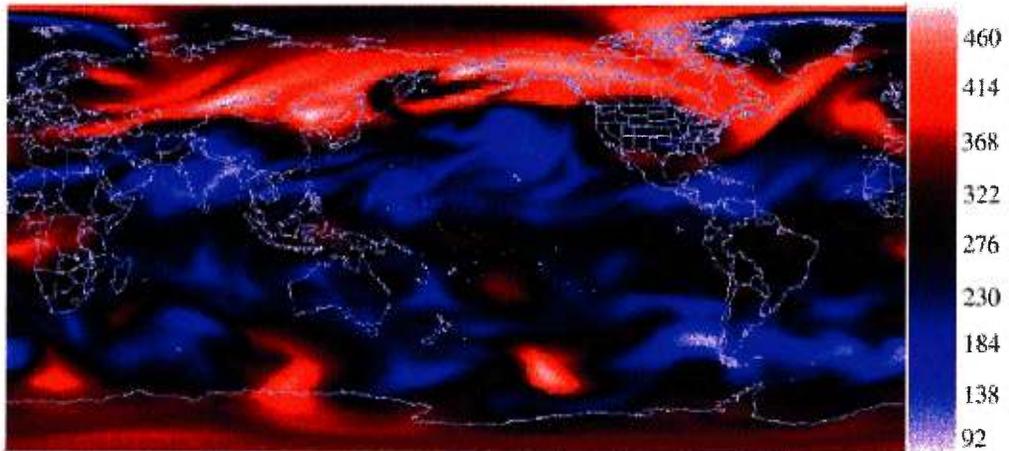


FIG. 3.5: Concentration de l'ozone stratosphérique à 46 mb, en $\times 10^{-2}$ ppm. Notez la forte concentration près du 60^e parallèle.

au nombre de Richardson (Ri). Pour le calculer, nous avons besoin, en plus de la fréquence de Brunt-Väisälä (éq. 2.1), de la dérivée des vents U et V par rapport à l'altitude z . Le nombre de Richardson se calcule à partir de l'équation 2.26 :

$$Ri = \frac{N^2}{(\partial U/\partial z)^2 + (\partial V/\partial z)^2} \quad (3.2)$$

Comme les vents est-ouest sont beaucoup plus forts que les vents nord-sud, on peut penser qu'il en est de même des gradients et ainsi négliger le deuxième terme du dénominateur. Nous avons constaté que la différence entre Ri calculé avec l'équation 3.2 et calculé sans le gradient des vents nord-sud était

négligeable. Cela signifie que le phénomène est essentiellement est-ouest. Il est donc justifié de négliger V et ses gradients. La dérivée $\partial U/\partial z$ se calcule avec une précision d'ordre 1, décentrée à droite (éq. 3.1).

Pour la fréquence de Brunt-Väisälä, nous avons besoin de la densité ρ . Ce paramètre n'est pas fourni dans les données 3DVAR. On la calculera à partir de la loi d'état d'un gaz parfait ($PV = nR_dT$), ce qui est ici justifié par l'homogénéité de la composition chimique du domaine vertical couvert par les données (homosphère) :

$$\rho = \frac{P}{R_d T} \quad (3.3)$$

où R_d est la constante des gaz en air sec et est égale à :

$$R_d = 287,05 \frac{J}{kg \cdot K} \quad (3.4)$$

dans les unités du système international. La dérivée de la densité par rapport à l'altitude sera :

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{R_d T} \frac{dP}{dz} - \frac{P}{R_d T^2} \frac{dT}{dz} \quad (3.5)$$

Le nombre de Richardson est alors :

$$Ri = \left(\frac{-g}{\rho_0} \right) \frac{\frac{1}{R_d T} \frac{dP}{dz} - \frac{P}{R_d T^2} \frac{dT}{dz}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2} \quad (3.6)$$

Une fois discrétisé en différences finies, le nombre de Richardson au point (x, y, z) s'écrit sous une forme calculable par l'ordinateur :

$$Ri(x, y, z) \approx \left(\frac{-g}{\rho_0} \right) \frac{\frac{1}{R_d T(x, y, z)} \frac{dP}{dz} - \frac{P(x, y, z)}{R_d (T(x, y, z))^2} \frac{dT}{dz}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2} \quad (3.7)$$

où x est la longitude, y est la latitude et z est l'altitude, et où les accroissements ΔT et Δz sont donnés par l'équation 3.1. Également :

$$\Delta P = \Delta P(i, j, k) = P(x_i, y_j, z_{k+1}) - P(x_i, y_j, z_k) \quad (3.8)$$

$$\Delta U = \Delta U(i, j, k) = U(x_i, y_j, z_{k+1}) - U(x_i, y_j, z_k) \quad (3.9)$$

Il reste à déterminer la constante ρ_0 . En prenant l'altitude où la concentration d'ozone est maximale comme niveau de référence, on fixe du même coup $\rho_0 = 1000 \text{ Pa}$.

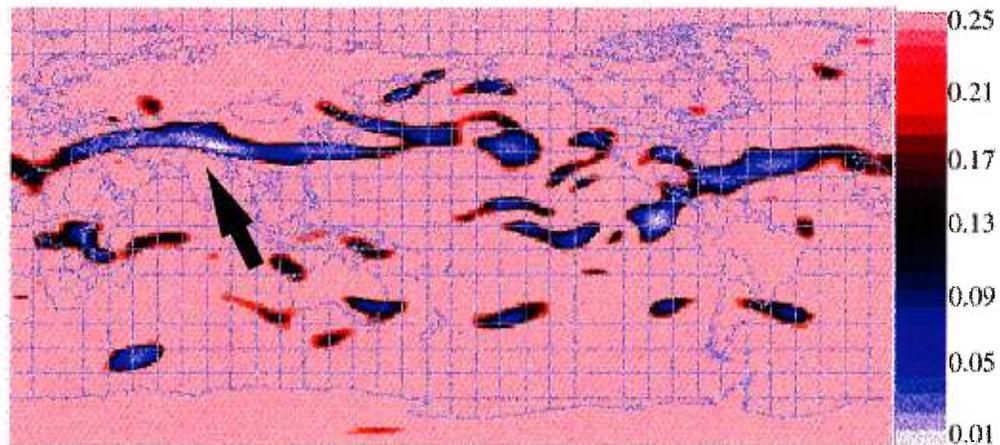


FIG. 3.6: Cartographie du nombre de Richardson à 316 mb. La flèche indique la présence d'ondes de montagne au-dessus de l'Himalaya.

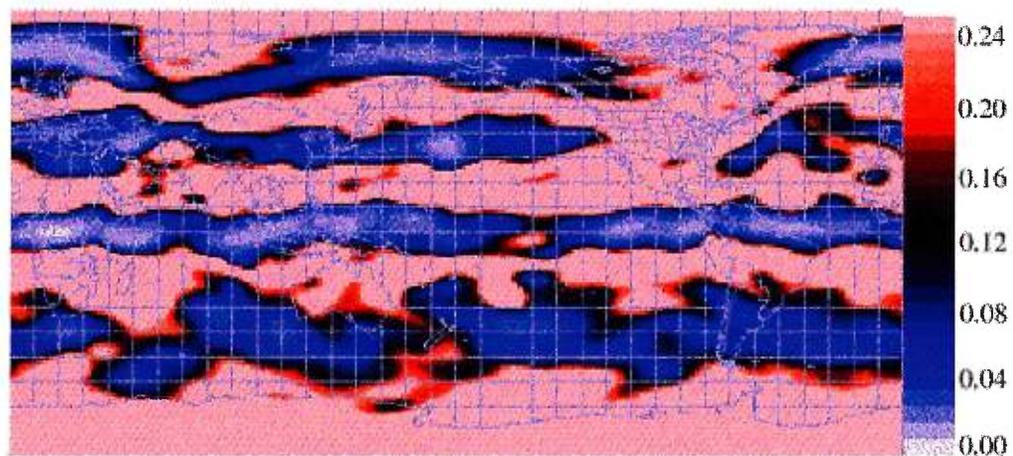


FIG. 3.7: Cartographie du nombre de Richardson à 46 mb. La surface occupée par des instabilités augmente avec l'altitude.

La carte du nombre de Richardson à une altitude de 316 mb nous indique la présence de la chaîne de montagnes de l'Himalaya (fig. 3.6, flèche). En effet, une zone dans laquelle le nombre de Richardson devient très faible est clairement présente au nord de l'Inde. Cette zone est aussi vue par CRISTA (Eckermann et Preusse, 1999). La présence de montagnes déstabilise les masses d'air, créant ainsi des ondes de montagne. Le nombre de Richardson varie de 0 à 10^6 . On a limité l'échelle des valeurs du nombre de Richardson à 0.26, permettant ainsi de cibler les endroits où il est inférieur à 0.25 et rendant plus visible les détails de la distribution des valeurs inférieures à cette limite.

Regardons la carte du nombre de Richardson (fig. 3.7) à 46 mb (~ 23 km). Cette altitude est celle du vortex polaire arctique, lequel est délimité sur la carte par la bande bleue située la plus au nord. En comparant cette carte avec celle des vitesses des vents est-ouest (fig. 3.4) au même niveau de pression, on conclut que la ceinture des vents entourant le vortex polaire est une zone d'instabilité ($Ri \leq 0.25$). On remarque aussi que la bande où le nombre de Richardson est inférieur à 0.25 est discontinue au-dessus de l'Amérique du Nord et s'amincit au-dessus de l'Europe : ceci est dû à l'instabilité du vortex polaire arctique déjà mentionnée à la section 3.3.

En comparant la carte au niveau de pression 46 mb et au niveau 316 mb, on constate qu'avec l'augmentation d'altitude, il y a aussi une augmentation de la zone dans laquelle le nombre de Richardson est inférieur à 0.25. Lorsque l'altitude augmente, on voit qu'une plus grande proportion des masses d'air sur un niveau est instable. D'ailleurs, le nombre de Richardson moyenné en latitude et sur chaque niveau de pression est en général de plus en plus faible lorsque la pression diminue (fig. 3.8). Lorsque le nombre de Richardson est moyenné seulement sur une mince bande à la frontière du vortex polaire couvrant les latitudes comprises entre 58 degrés Nord et 62 degrés Nord, on remarque que les valeurs du nombre de Richardson sont moins élevées par rapport à la moyenne sur toutes les latitudes. La comparaison du nombre de Richardson moyen sur chaque niveau (fig. 3.8) indique qu'il est moins élevé à partir de la tropopause, c.-à-d. à l'altitude du vortex polaire. Nous nous y attendions, puisque cette altitude est un endroit où la turbulence est plus élevée qu'ailleurs.

3.5 La reconstruction de la vitesse verticale

Le calcul de la vitesse verticale est un point important. En effet, les calculs de flux verticaux en dépendent fortement, et ce sont ces flux qui nous informent quantitativement du transport par les ondes. Les champs de vi-

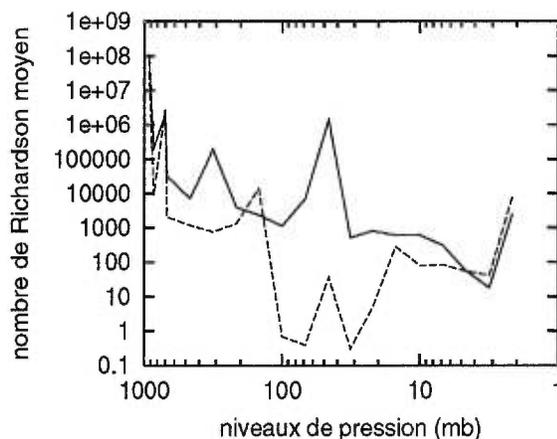


FIG. 3.8: Comparaison du nombre de Richardson moyen en fonction du niveau de pression. La moyenne sur toutes les latitudes (trait plein) est comparée à la moyenne entre 58°N . et 62°N . (trait pointillé). À la frontière du vortex polaire, la moyenne du nombre de Richardson est moins élevée qu'ailleurs, ce qui nous indique que c'est une zone de haute turbulence.

tesse verticale sur les différents niveaux de pression ne sont pas disponibles dans les données 3DVAR.

Quelques techniques radars⁴ conduisent à la reconstruction des vitesses dans l'atmosphère et en particulier de la vitesse verticale (Mewes et Shapiro, 1999).

Une des méthodes pour obtenir les champs de vitesse en trois dimensions dans l'atmosphère est d'utiliser deux radars Doppler qui permettent de connaître, lorsque les deux faisceaux se rencontrent, la vitesse radiale à un endroit. Une contrainte supplémentaire est nécessaire car on a trois inconnues mais seulement deux équations.

Plusieurs techniques ont été proposées dans le but de résoudre ce problème. L'approche la plus usuelle est d'imposer l'équation de conservation de la masse comme contrainte (Armijo, 1969). Il faut alors spécifier la vitesse verticale à une des deux limites inférieures ou supérieures. Cependant, ce n'est pas si simple. En fait, l'utilisation de radars ne permet pas des observa-

⁴Radio Detecting And Ranging

tions jusqu'au sol, là où l'on pourrait appliquer la condition d'imperméabilité (Mewes et Shapiro, 1999). De plus, de petites erreurs dans les observations radiales vont fausser le calcul de la divergence horizontale des vents. Si enfin la prise en compte numérique des conditions aux frontières comporte des erreurs, on aboutira à une très mauvaise reconstruction des champs de vitesses verticales.

Ensuite, des techniques plus complexes permettant de spécifier la vitesse verticale aux deux frontières supérieures et inférieures et de diminuer les erreurs dans le calcul de la divergence horizontale ont été développées (O'Brien, 1970). À chaque étape d'intégration de l'équation de continuité, les champs de vitesses horizontales (u, v) doivent toujours être cohérents avec les conditions aux frontières imposées, sinon ils sont modifiés automatiquement. Cela permet d'éliminer les incertitudes dans le calcul de la divergence horizontale des vents. Dans ce cas, l'équation de conservation de la masse est une contrainte "faible".

Afin d'améliorer davantage la qualité des champs reconstitués, il semble préférable d'utiliser l'équation verticale de vortacité dans sa forme anélastique (Mewes et Shapiro, 1999) :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} + (\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 \quad (3.10)$$

où ζ est la vortacité verticale relative, laquelle peut être évaluée lorsque les vents horizontaux u et v sont connus et f est un paramètre relié à la force de Coriolis.

On peut séparer ensuite la vitesse verticale en une partie "connue" et en une partie "inconnue". La partie connue correspond à la vitesse verticale obtenue à partir de la divergence horizontale donc à partir de l'équation de continuité. La partie inconnue correspond aux conditions aux frontières de la vitesse verticale qui ne sont pas encore déterminées. Lorsque les conditions aux frontières sont imposées à un seul niveau, l'équation de conservation de

la masse est une contrainte "forte" et la vitesse verticale prend la forme :

$$w(x, y, z) = \frac{\bar{\rho}_0}{\bar{\rho}} w_0(x, y) + w_{connu}(x, y, z) \quad (3.11)$$

où $\bar{\rho}$ est le profil moyen vertical de la densité et l'indice "0" correspond au niveau pour lequel les conditions aux frontières sont spécifiées. Si les conditions aux frontières sont spécifiées aux deux extrémités ("i" pour la limite inférieure et "s" pour la limite supérieure), la vitesse verticale prend la forme :

$$w(x, y, z) = w_i(x, y) \left(\frac{\bar{\rho}_i(z_s - z)}{\bar{\rho}(z_s - z_i)} \right) + w_s(x, y) \left(\frac{\bar{\rho}_s(z - z_i)}{\bar{\rho}(z_s - z_i)} \right) + w_{connu}(x, y, z) \quad (3.12)$$

Spécifions que le terme w_{connu} des équations 3.11 et 3.12 n'est pas le même puisque dans la deuxième, l'équation de conservation de la masse n'est qu'une contrainte "faible".

Le principe de moindre action relié à l'équation de vorticité utilisée comme contrainte "faible" consiste à minimiser la fonction de coût J :

$$J = \int_V \alpha \cdot \Omega^2(x, y, z, t) dV \quad (3.13)$$

où $\Omega(x, y, z, t)$ est la vorticité verticale telle que définie à l'équation 3.10, α est une fonction de poids qui varie spatialement et V est le volume d'intégration. Avec la fonction de coût associée à l'équation de vorticité verticale anélastique et avec les vitesses verticales w (éqs 3.11 et 3.12), on peut retrouver les vitesses verticales aux frontières qui minimisent cette fonction de coût. Il y a plusieurs façons de résoudre cela. La méthode optimale procède d'abord à une estimation des champs u et v , et à partir des conditions frontières on retrouve w . On peut alors reconstituer des champs u et v plus réalistes. Seulement, ces nouvelles solutions ne minimisent plus la fonction de coût. Alors on réajuste les conditions aux frontières et on recommence ce processus jusqu'à ce qu'il y ait convergence et que l'équation de conservation de la masse anélastique (contrainte forte) et les observations radiales des vents (contrainte faible)

soient satisfaites, tout en minimisant le principe de moindre action lié à l'équation de vorticité verticale anélastique.

Il est aussi possible de retrouver la vitesse verticale et la divergence horizontale à partir d'un réseau d'anémomètres. Par exemple, un ensemble composé de trois appareils disposés aux trois sommets d'un triangle équilatéral sont utilisés dans le cadre de l'expérience française Turbulence Radars Aircrafts Cells, TRAC-98. La méthode (Campistron, 1997, Jacoby-Koaly *et al.*, 1999) est basée sur le fait que, dans un domaine spatial et temporel restreint, les variables météorologiques d'intérêt se comportent de façon linéaire. Le développement en série de Taylor d'un champ Φ qui est fonction de la latitude θ , de la longitude λ , de l'altitude z et du temps t devient en ne gardant, par hypothèse, que les termes linéaires :

$$\begin{aligned} \Phi(t_0 + \Delta t, \theta_0 + \Delta\theta, \lambda_0 + \Delta\lambda, z_0 + \Delta z) &= \Phi(t_0, \theta_0, \lambda_0, z_0) + \Delta t \frac{\partial\Phi}{\partial t} \\ &+ \Delta\theta \frac{\partial\Phi}{\partial\theta} + \Delta\lambda \frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} \\ &+ \Delta z \frac{\partial\Phi}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.14)$$

où $(t_0, \theta_0, \lambda_0, z_0)$ est un point de référence.   une altitude z_0 et à un temps t_0 , les coefficients des séries sont obtenus à partir de la méthode des moindres carrés pondérés en utilisant toutes les données radars disponibles et qui vérifient :

$$t_0 - \frac{\Delta T}{2} < t < t_0 + \frac{\Delta T}{2} \quad (3.15)$$

$$z_0 - \frac{\Delta H}{2} < z < z_0 + \frac{\Delta H}{2} \quad (3.16)$$

Le choix des paramètres ΔT et ΔH est très important. C'est par eux que la résolution verticale ainsi que l'atténuation du bruit dans les données sont déterminées. Par exemple, $\Delta T = 3$ heures et $\Delta H = 250$ mètres selon Jacoby-Koaly *et al.* (1999). La première étape de la résolution de Φ est d'éliminer toutes les données qui ne "collent" pas avec le modèle linéaire. Ensuite, les

profils verticaux de Φ_0 , $\frac{\partial\Phi}{\partial t}$, $\frac{\partial\Phi}{\partial\theta}$, $\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda}$, $\frac{\partial\Phi}{\partial z}$ (en fonction de t et z) sont obtenus en faisant varier t_0 et z_0 . On peut ainsi obtenir les champs de vitesses horizontales et donc la divergence horizontale. La vitesse verticale est obtenue à partir de la formulation anélastique de l'équation de continuité avec, comme condition aux frontières, l'imposition d'une vitesse verticale nulle au niveau du sol.

Dans le cas des vitesses verticales de particules dans l'atmosphère, une analyse à partir de deux radars Doppler est plus difficile à interpréter car la vitesse verticale peut être une combinaison de la vitesse terminale des particules et de la vitesse des vents. Cependant, il est possible, dans certains cas, d'obtenir des vitesses verticales fiables ainsi que la position spatiale à l'aide de ces deux faisceaux (Leon *et al.*, 1999) :

- 1- lorsque les mouvements d'air semblent être dominants par rapport aux vitesses limites des particules, comme c'est le cas pour des cumulus de beau temps ;
- 2- lorsque les vitesses limites des particules sont suffisamment uniformes. Cela se produit dans le cas des cumulo-nimbus.

Toutefois, afin de s'assurer que les vitesses mesurées sont uniquement dues aux mouvements des masses d'air, il faudrait une installation sur laquelle les deux faisceaux radars Doppler seraient propagés horizontalement. Une hypothèse semblable (Miles *et al.*, 1999) a aussi été utilisée dans le cadre de Lake-ICE (Lake-Induced Convection Experiment). Les champs de vitesses verticales ont été retrouvés en supposant que les mouvements des plus petites particules étaient uniquement causés par la turbulence.

D'ailleurs, cette impossibilité de différencier, par les mesures radars, l'origine exacte du mouvement vertical des particules est au coeur du désaccord entre Coy *et al.* (1986) et Hall *et al.* (1992) (sect. 2.5.2). Le premier soutient que les vitesses mesurées par radar sont des vitesses de dérives de Stokes alors que l'autre suggère que ce sont plutôt les vitesses limites d'aérosols. On com-

prend alors l'importance, d'un point de vue de la dynamique atmosphérique, de pouvoir déterminer le rapport turbulence/vitesse limite.

Dans notre cas, puisque nous possédons les champs de vitesses selon la longitude et la latitude, nous allons utiliser une méthode similaire. Donc nous utiliserons l'équation de continuité $\partial\rho/\partial t + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) = 0$. En première approximation, nous pouvons supposer que la densité ne varie pas avec le temps, ce qui implique que $\partial\rho/\partial t = 0$. Aussi, très grossièrement, nous supposons que la densité est constante sur une surface géopotentielle pour simplifier les calculs. L'équation de continuité :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho\vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}\rho = 0 \quad (3.17)$$

devient donc après avoir effectué ces approximations (en terme de dérivée lagrangienne) :

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (3.18)$$

ce qui s'écrit aussi :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (3.19)$$

Étant donné la géométrie de la Terre, il est nécessaire d'écrire cette divergence en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} v_\lambda + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta}(v_\theta \sin \theta) = 0 \quad (3.20)$$

où r est la distance entre le centre de la Terre et le niveau de pression considéré. θ est la colatitude, soit la distance angulaire mesurée à partir du pôle Nord en allant vers le pôle Sud, c.-à-d. $\theta = 0^\circ$ au pôle Nord, $\theta = 90^\circ$ à l'équateur et $\theta = 180^\circ$ au pôle Sud. Afin d'éviter les problèmes engendrés par la division par 0, nous n'incluons pas les pôles dans le calcul de la vitesse verticale. La longitude est représentée par λ , qui va de 0° à 360° à partir du méridien de Greenwich, vers l'est. Les vitesses v_r, v_θ, v_λ sont les composantes dans chacune des trois directions.

Nous voulons la vitesse verticale en un point (r, θ, λ) et nous connaissons les deux derniers termes de l'équation 3.20. Remplaçons ces termes par $A_{\theta\lambda}$ afin d'alléger l'écriture. On a :

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 v_r) = -A_{\theta\lambda} r^2 \quad (3.21)$$

Ensuite, on discrétise cette équation par différences finies (Mitchell, 1969) :

$$\frac{(r + \delta r)^2 v_{r+\delta r} - r^2 v_r}{\delta r} = -A_{\theta\lambda} r^2 \quad (3.22)$$

donc :

$$v_{r+\delta r} = \frac{r^2}{(r + \delta r)^2} (v_r - \delta r A_{\theta\lambda}) \quad (3.23)$$

ou encore :

$$W(x_i, y_j, z_{k+1}) = \frac{r^2}{(r + \delta r)^2} (W(x_i, y_j, z_k) - \delta r A_{\theta\lambda}) \quad (3.24)$$

où $\delta r = GZ(x_i, y_j, z_{k+1}) - GZ(x_i, y_j, z_k)$ est la distance entre deux niveaux verticaux de pression, W est le vent vertical et $A_{\theta\lambda}$:

$$A_{\theta\lambda} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} v_\lambda \quad (3.25)$$

ce qui implique :

$$A_{\theta\lambda} = \frac{v_{\theta+\delta\theta} \sin(\theta + \delta\theta) - v_\theta \sin \theta}{r \delta\theta \sin \theta} + \frac{v_{\lambda+\delta\lambda} - v_\lambda}{r \delta\lambda \sin \theta} \quad (3.26)$$

ou encore :

$$A_{\theta\lambda} = \frac{V(x_i, y_{j+1}, z_k) \sin(\theta + dy)}{r dy \sin(\theta)} - \frac{V(x_i, y_j, z_k) \sin(\theta)}{r dy \sin(\theta)} + \frac{U(x_{i+1}, y_j, z_k) - U(x_i, y_j, z_k)}{r dx \sin \theta} \quad (3.27)$$

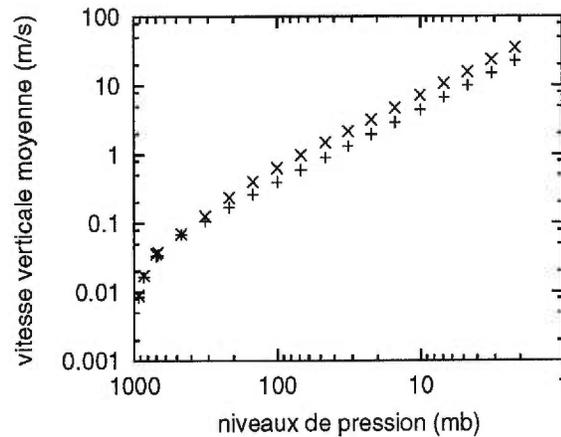


FIG. 3.9: Comparaison de la vitesse verticale moyenne en fonction du niveau de pression. La moyenne sur toutes les latitudes (+) est inférieure à la moyenne entre 58°N . et 62°N . (x).

où dx et dy sont les incréments en longitude et en latitude entre deux points. Ils sont calculés en radians, en tenant compte de la sphéricité de la Terre et de l'altitude là où le calcul est fait. θ est la colatitude telle que définie plus haut et U et V sont les vents est-ouest et nord-sud respectivement.

Dans notre cas, nous n'avons pas eu besoin de calculer la vitesse verticale sur les frontières.

D'après les spécialistes des radars (29th Conference on Radar Meteorology, AMS, 1999), les vitesses verticales obtenues, inférieures à 1 m/s, sont des valeurs réalistes dans la troposphère (fig. 3.9). On s'attend aussi à ce que la vitesse verticale augmente quand l'altitude augmente. Nos résultats le confirment. La figure 3.9 ne tient cependant compte que des vitesses positives. En fait, en faisant la moyenne de toutes les vitesses verticales, on trouve plutôt une moyenne presque nulle. Cela veut simplement dire que la grandeur, en valeur absolue, des vitesses verticales positives et négatives est la même.

Il est aussi intéressant de comparer les vitesses verticales moyennées sur toutes les latitudes aux vitesses verticales moyennées dans une zone restreinte choisie, comme ici la ceinture du vortex polaire. On s'attend à ce que la moyenne des vents verticaux soit plus élevée à la frontière du vortex polaire,

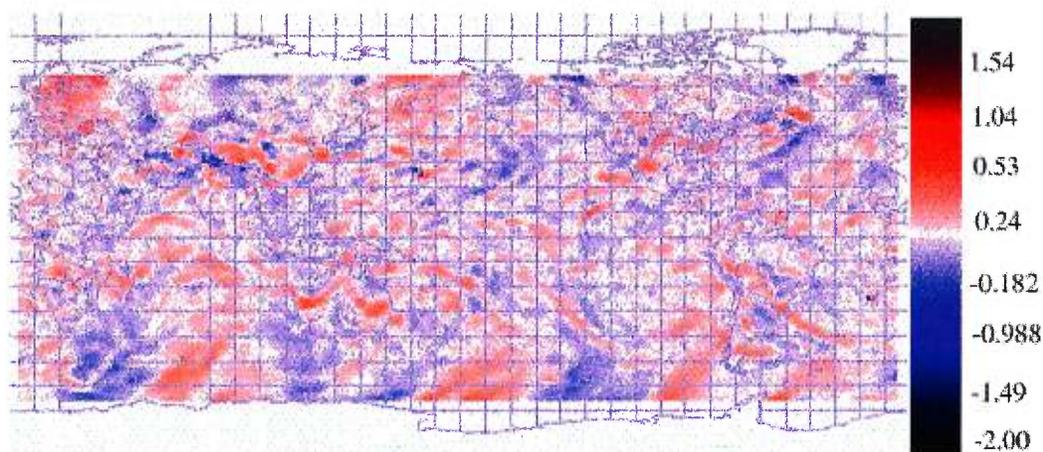


FIG. 3.10: Vents verticaux reconstitués, à 316 mb, en m/s.

puisque ce dernier est justement formé de vents puissants. Cela entraîne une forte agitation dans toutes les directions. Notre reconstitution de la vitesse des vents verticaux donne les résultats escomptés (fig. 3.9).

La carte à échelle planétaire de la vitesse des vents verticaux met en évidence les zones de mouvements ascendants et de mouvements descendants. On représente les vents verticaux à 316 mb à la figure 3.10, et à la figure 3.11, on a ceux à 46 mb. Entre les tropiques, des petites zones de vitesses verticales positives et négatives sont juxtaposées, tandis qu'aux pôles, une alternance de zones positives et négatives occupant un plus grand espace ressortent du graphique.

3.6 L'anisotropie des vents à la frontière du vortex polaire

On dit qu'un écoulement est anisotrope lorsqu'il suit une direction privilégiée. C'est l'opposé d'un écoulement isotrope. Le calcul de l'anisotropie permet de connaître la direction prédominante des vents dans l'atmosphère. Une très grande anisotropie nous indiquerait que les vents nord-sud et est-ouest sont beaucoup plus puissants que les vents verticaux. L'anisotropie A

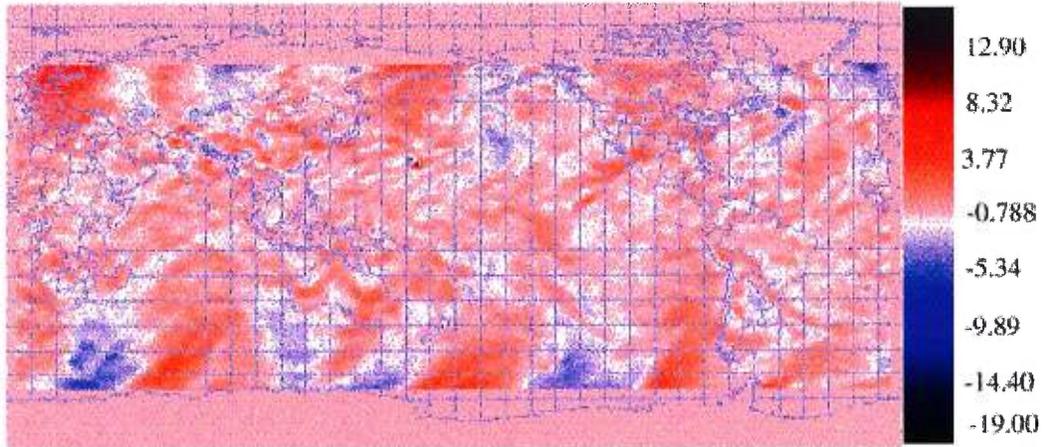


FIG. 3.11: Vents verticaux reconstitués, à 46 mb, en m/s. Les vents verticaux sont plus forts lorsque l'on monte en altitude.

s'écrit :

$$A = \frac{\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle}{\langle w \rangle} \quad (3.28)$$

où u et v sont les vitesses des vents dans le plan horizontal (est-ouest et nord-sud respectivement) et w est la vitesse verticale.

Pour le calcul numérique de l'anisotropie, on ne considère pas les moyennes puisque l'on veut l'anisotropie à un point particulier. Le calcul numérique prend la forme :

$$A = \frac{\sqrt{U(x_i, y_j, z_k)^2 + V(x_i, y_j, z_k)^2}}{|W(x_i, y_j, z_k)|} \quad (3.29)$$

On prend la valeur absolue des vitesses verticales dans le but d'éviter des anisotropies négatives qui ne veulent rien dire.

La carte de l'anisotropie (fig. 3.12) montre que, à ce niveau (46 mb), les valeurs sont inférieures à 100, ce qui est raisonnable. Les zones de très faible anisotropie correspondent aux zones de vitesses verticales très élevées.

L'anisotropie moyenne sur chaque niveau montre que cette valeur décroît de trois ordres de grandeur sur les 50 premiers kilomètres de l'atmosphère (fig. 3.13). Cette observation est directement liée au fait que la vitesse verticale moyenne augmente lorsque l'altitude augmente. La comparaison de

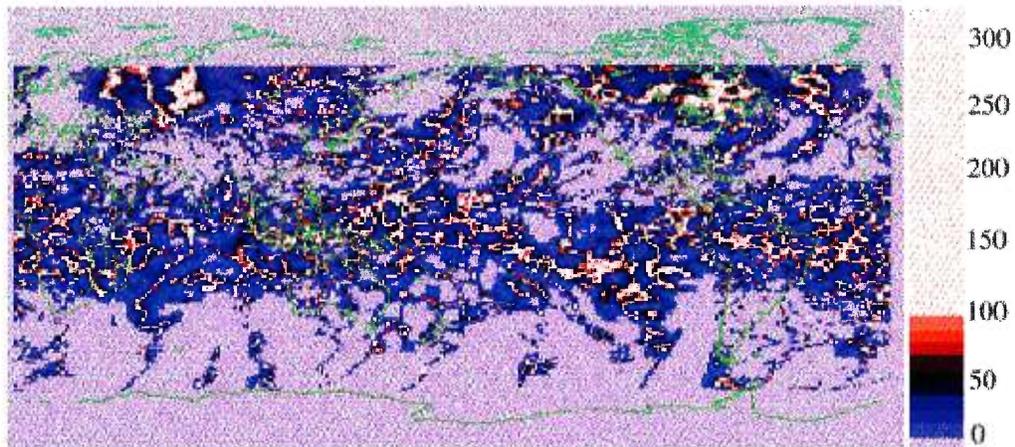


FIG. 3.12: Anisotropie, à 46 mb, sans unité. Les continents sont en vert. Pour une meilleure comparaison avec la figure 3.11, les hautes latitudes ne sont pas montrées. On a seuillé à 100 afin de voir les détails des petites anisotropies.

l'anisotropie moyennée sur toutes les latitudes avec l'anisotropie moyennée seulement entre $58^{\circ}N$. et $62^{\circ}N$. montre qu'à partir de la base du vortex polaire, cette dernière est supérieure à celle moyennée sur toutes les latitudes. Les vents horizontaux très forts présents à la frontière du vortex justifient cela.

3.7 Une longueur de corrélation : la micro-échelle de Taylor

Les longueurs de corrélation sont très importantes en turbulence. Elles nous permettent de connaître la dépendance ou l'indépendance statistique entre deux points d'un volume étudié (Rieutord, 1997). Par exemple, l'évolution de la vitesse en deux points A et B qui sont séparés d'une assez grande distance sera indépendante statistiquement si $\langle V_A V_B \rangle = \langle V_A \rangle \langle V_B \rangle$ où $\langle \rangle$ représente une moyenne statistique. Dans ce cas, il faudra donc que cette distance soit supérieure à une distance nommée "longueur de corrélation".

Une première longueur de corrélation est l'échelle des plus gros tourbillons, lesquels possèdent aussi la plus grande énergie. C'est l'échelle inté-

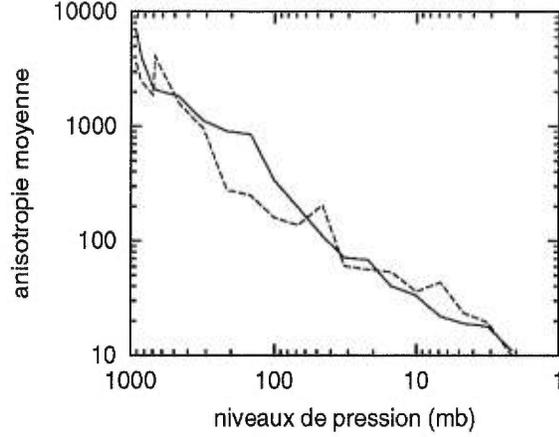


FIG. 3.13: Comparaison de l'anisotropie moyenne en fonction du niveau de pression. La moyenne sur toutes les latitudes (trait plein) est comparée à la moyenne entre 58°N. et 62°N. (trait pointillé). Puisque les vents verticaux augmentent avec l'altitude, l'anisotropie diminue avec elle.

grale, ou l_0 :

$$l_{0z} = \frac{\pi \int_0^\infty k^{-1} E(k) dk}{2 \int_0^\infty E(k) dk} \quad (3.30)$$

où $E(k)$ est l'énergie et k un nombre d'onde.

Il existe une autre échelle pour caractériser la taille moyenne des zones de tourbillons de la turbulence. C'est la micro-échelle de Taylor, ou l_{Tz} . On peut montrer (Tennekes et Lumley, 1973) qu'elle est une mesure du rayon de courbure de la fonction d'autocorrélation en 0. On s'attend à ce qu'elle mesure la distance moyenne entre deux tourbillons ou entre deux filaments, par exemple. Elle s'écrit :

$$l_{Tz} = \sqrt{\frac{\int_0^\infty E(k) dk}{\int_0^\infty k^2 E(k) dk}} \quad (3.31)$$

ou bien :

$$l_{Tz} = \sqrt{\frac{\langle v_z^2 \rangle}{\langle (dv_z/dz)^2 \rangle}} \quad (3.32)$$

Il s'agit ici d'une hauteur verticale. Pour la calculer numériquement, nous devrions faire des moyennes locales, puisque par définition, cette échelle correspond à une moyenne. Mais pour des raisons de simplicité, nous n'en avons

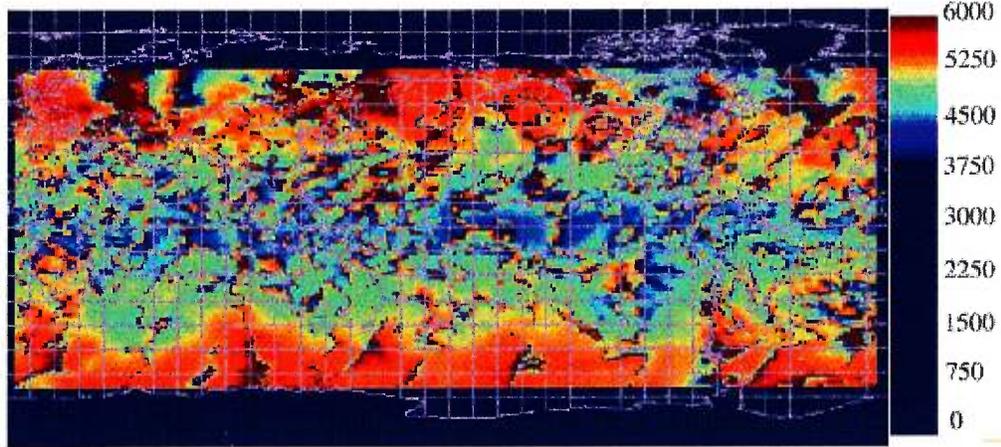


FIG. 3.14: Micro-échelle de Taylor l_{Tz} (en mètres), à l'altitude de 46 mb et entre les latitudes 65°S . et 65°N . Les valeurs significatives de l_{Tz} sont comprises entre 4 et 6 km.

pas fait. Nous avons plutôt calculé :

$$l_{Tz} = \frac{|W(x_i, y_j, z_k)| \cdot (Z(x_i, y_j, z_{k+1}) - Z(x_i, y_j, z_k))}{|W(x_i, y_j, z_{k+1}) - W(x_i, y_j, z_k)|} \quad (3.33)$$

La carte de la micro-échelle de Taylor nous indique des valeurs entre 4 et 6 km (fig. 3.14). Cela correspond à une distance verticale typique entre deux laminae⁵ (Coron et Vincent, 1997). Très peu d'endroits en possèdent qui sont inférieures à 4 km. Les valeurs sont supérieures aux pôles en comparaison des valeurs aux tropiques. Cette échelle dépend directement de la vitesse verticale, qui est justement supérieure aux pôles à cause de la présence du vortex polaire. L'intervalle peu étendu dans lequel s'échelonnent les valeurs de l_{Tz} s'explique par une différence assez constante entre les hauteurs géopotentielle de deux niveaux adjacents.

⁵Les laminae sont des structures filamenteuses verticales.

3.8 La diffusion turbulente de l'ozone due aux ondes

Prenons un grand verre d'eau et agitions l'eau à l'aide d'une cuillère ; de petits tourbillons se forment. Déposons quelques gouttes de colorant dans ce verre. Nous observons que le colorant se met à suivre les tourbillons. Si l'on se met à l'échelle où les petits tourbillons sont visibles, alors le transport des molécules de colorant par les tourbillons est un phénomène d'advection. Éloignons-nous mentalement et mettons-nous maintenant à une échelle où chaque tourbillon n'est plus visible. Nous ne voyons que le mouvement d'ensemble, généré à une échelle inférieure à celle visible par les tourbillons. Ce mouvement est appelé la "diffusion turbulente".

La formulation mathématique est obtenue en faisant une analogie avec l'équation d'advection-diffusion (éq. 3.34), qui est construite à partir du principe de conservation suivant : la variation en temps de la concentration à l'intérieur d'un volume est égale à tout ce qui sort à travers la surface S définie par le volume V , plus les termes de création, moins les termes de destruction. Ce qui s'écrit, sous une forme différentielle conservative :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}C - D\vec{\nabla}C) = 0 \quad (3.34)$$

où C est une concentration, D est le coefficient de diffusion et le flux total $\vec{v}C - D\vec{\nabla}C$ correspond à la somme des flux advectif ($\vec{v}C$) et diffusif ($-D\vec{\nabla}C$). Le signe moins vient du fait que la concentration diffuse normalement du plus concentré vers le moins concentré, c.-à-d. dans le sens inverse du gradient de concentration.

Si la concentration de varie pas en temps, nous avons :

$$\vec{v}C - D\vec{\nabla}C = 0 \quad (3.35)$$

et le coefficient de diffusion peut s'écrire :

$$D = \frac{\langle \vec{v}C \rangle}{\langle \vec{\nabla}C \rangle} \quad (3.36)$$

En remplaçant D par un coefficient de diffusion turbulente D_t , on peut écrire, par analogie :

$$D_T = \frac{\vec{v}C}{\vec{\nabla}C} \quad (3.37)$$

Dans le cas qui nous intéresse ici, c.-à-d. le transport vertical des éléments traces, on ne conserve que la composante verticale de l'équation 3.37 :

$$D_T = \frac{\langle v_z C \rangle}{\langle \frac{d}{dz} C \rangle} \quad (3.38)$$

où C est la concentration d'un élément trace, l'ozone (O_3) par exemple. On prend la moyenne des quantités dans le but d'obtenir un coefficient constant.

Le calcul numérique de la diffusion turbulente verticale en un point de grille (x_i, y_j, z_k) s'écrit alors :

$$D_T(x_i, y_j, z_k) = \left| \frac{W(x_i, y_j, z_k) \cdot OZ(x_i, y_j, z_k)}{\frac{OZ(x_i, y_j, z_{k+1}) - OZ(x_i, y_j, z_k)}{Z(x_i, y_j, z_{k+1}) - Z(x_i, y_j, z_k)}} \right| \quad (3.39)$$

où $OZ(x_i, y_j, z_k)$ est la concentration d'ozone au point (x_i, y_j, z_k) .

On a calculé la corrélation entre $\frac{\partial c}{\partial t}$ et $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}c$. Pour un $\delta t = 24$ h, même à l'ordre 1, on ne trouve pas vraiment de corrélation. Par contre, la corrélation est bonne à l'ordre 1 pour un $\delta t = 6$ h.

La carte de la diffusion turbulente à une pression de 46 mb montre que celle-ci est très élevée aux pôles (fig. 3.15). Cela s'explique par les vitesses verticales très élevées que l'on retrouve aux pôles. La vitesse verticale utilisée est celle reconstruite par continuité (sect. 3.5).

La diffusion turbulente moyennée sur toutes les latitudes se met à augmenter rapidement à partir de la basse stratosphère (fig. 3.16). C'est à cet endroit que la production d'ozone commence à être significative. Les données expérimentales (fig. 3.2) indiquent que, à partir de 10 mb, le flux d'ozone se met à chuter, justifiant la diminution de la diffusion turbulente moyenne aux pressions inférieures à 10 mb.

La diffusion turbulente moyennée entre les latitudes $58^\circ N.$ et $62^\circ N.$ délimitant la frontière du vortex suit la même tendance que celle moyennée sur

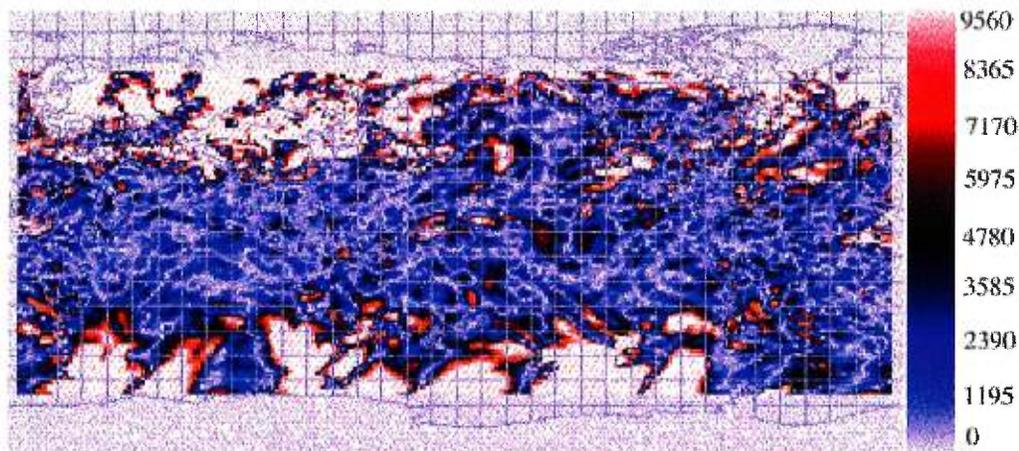


FIG. 3.15: Diffusion turbulente verticale, à 46 mb, en m^2/s , entre $65^\circ S.$ et $65^\circ N.$ La diffusion turbulente devient importante aux pôles.

toutes les latitudes et que la concentration en ozone. Elle dévie vers 10 mb (fig. 3.16).

La comparaison des deux moyennes $\langle O_3 \rangle$ et $\langle D_T \rangle$ montre des valeurs maximales à la frontière du vortex (fig. 3.16), ce qui est expliqué par une quantité d’ozone plus importante ainsi que des vitesses verticales plus élevées à cet endroit.

Dans un fluide qui contient un nombre suffisamment grand de molécules pour que le comportement de l’ensemble soit décrit par les lois de la statistique, le coefficient de diffusion moléculaire s’écrit : $D \sim l\bar{v}$, où l est le libre parcours moyen des molécules et \bar{v} est la vitesse moyenne. Par analogie avec la physique statistique ($l \rightarrow l_{Tz}$ et $\bar{v} \rightarrow W$), on peut écrire que le coefficient de diffusion turbulente prend la forme :

$$D_T \sim l_{Tz}W \quad (3.40)$$

Ceci constitue l’hypothèse de la longueur de mélange dans le cas isotrope. On compare ainsi la diffusion turbulente et le produit de la vitesse verticale par la micro-échelle de Taylor. Cette relation ne tient pas compte des différences importantes de vitesses qu’il peut y avoir sur un même niveau de pression. En fait, pour une même vitesse verticale $|w|$ mais pour des aniso-

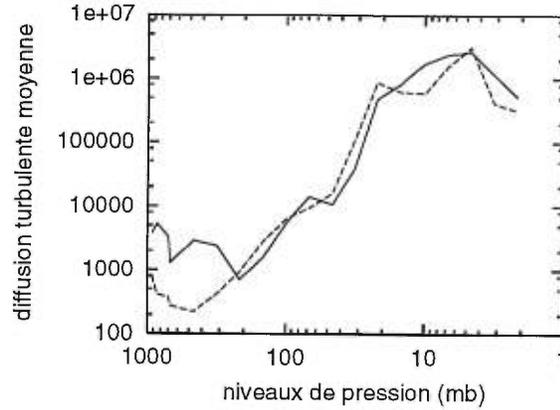


FIG. 3.16: Comparaison de la diffusion turbulente moyenne en fonction du niveau de pression. La moyenne sur toutes les latitudes (trait plein) est comparée à la moyenne entre 58°N . et 62°N . (trait pointillé). Au maximum, la moyenne à la frontière du vortex polaire est supérieure à la moyenne sur toutes les latitudes.

tropiques différentes, nous avons observé que plus l'anisotropie augmente, plus $D_T/(Wl_{Tz})$ diminue. Donc lorsque les vents horizontaux sont très élevés en comparaison des vents verticaux, un blocage vertical se produit et l'élément trace diffuse moins verticalement (Vincent *et al.*, 1996, Vincent et Tranchant, 1999). On a donc :

$$D_T \sim \frac{Wl_{Tz}}{A} \quad (3.41)$$

Si l'on se place entre les latitudes 58°N . et 62°N . et si l'on se restreint aux endroits où se trouvent les ondes internes, on obtient une loi en $1/A$. Pratiquement, nous avons utilisé $Ri \leq 0.25$ et $0 \leq W \leq 2$. Cela met en évidence la partie descendante de la courbe montrée à la figure 3.17. Lorsque l'anisotropie augmente, la différence entre les vitesses des vents horizontaux et verticaux devient de plus en plus grande, ce qui crée du cisaillement plus fort et des filaments s'étirant dans le sens des anisotropies élevées (Vincent *et al.*, 2000). Les éléments traces dans l'atmosphère sont emprisonnés dans ces filaments (fig. 3.18) par conservation de la vorticité potentielle (Ertel, 1942), ce qui les empêche de diffuser verticalement.

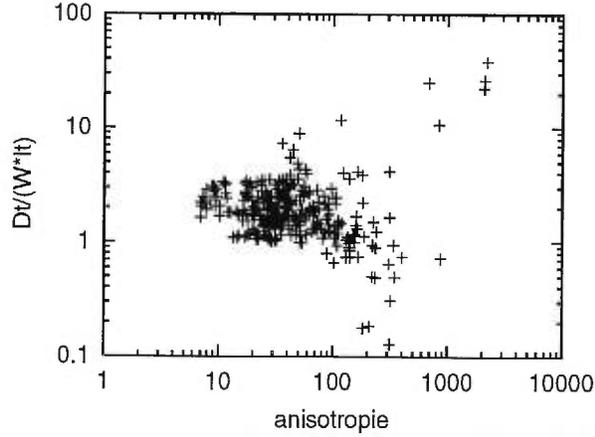


FIG. 3.17: Diffusion turbulente normalisée en fonction de l'anisotropie, pour une bande de latitude comprise entre 58°N . et 62°N ., pour un nombre de Richardson inférieur à 0.25 et pour des vitesses verticales positives et inférieures à 2 m/s. La diffusion turbulente est divisée par la vitesse verticale reconstituée et par la micro-échelle de Taylor. Cette quantité se rapproche de zéro lorsque l'anisotropie vaut 300.

3.9 Comparaison avec les données des radars

Nous avons testé la validité de notre algorithme de reconstruction de la vitesse verticale en comparant la diffusion turbulente obtenue avec la diffusion turbulente calculée par Fukao *et al.* (1994). On peut supposer que le bilan thermique est un équilibre entre la production d'énergie causée par le tenseur des contraintes de Reynolds et la dissipation générée par la turbulence (Fukao *et al.*, 1994). On connaît le taux moyen de dissipation d'énergie cinétique ϵ dans ces conditions (Fukao *et al.*, 1994), ainsi que le nombre de Richardson de flux Ri_f (Fukao *et al.*, 1994). De manière plus générale, lorsque l'on se place dans le domaine inertiel, ϵ équivaut à (Fukao *et al.*, 1994) :

$$\epsilon \approx 0,3N\sigma_{1/2}^2 \quad (3.42)$$

où $\sigma_{1/2}$ est la largeur à mi-hauteur du spectre des vitesses Doppler. Il est possible de réécrire ϵ en fonction des variables déjà utilisées (Ri_f , w , C). En combinant tout cela à l'équation 3.38, on obtient :

$$D_{T_{fukao}} = \frac{\beta\epsilon}{N^2} \quad (3.43)$$

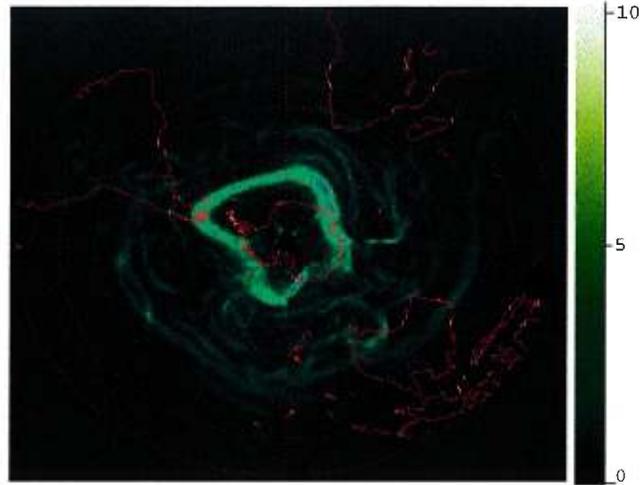


FIG. 3.18: Sur cette figure calculée à partir des données satellite TOMS durant l'hiver austral (juillet 1991), on voit les gradients d'ozone, en db/km, autour du vortex Antarctique.

où β est déterminé par :

$$\beta = \frac{Ri_f}{1 - Ri_f} \quad (3.44)$$

Cette formulation de la diffusion turbulente convient à la turbulence homogène calculée localement. Lorsque le nombre de Richardson vaut $1/4$, $\beta = 1/3$ (Lilly *et al.*, 1974). C'est une bonne approximation lorsque l'homopause, la limite supérieure de l'homosphère, se situe vers 110 km d'altitude. Cela est au-dessus des altitudes considérées ici. En remplaçant cette valeur de β ainsi que la valeur de ϵ donnée à l'équation 3.42 dans l'équation 3.43, on obtient une nouvelle formulation pour la diffusion turbulente :

$$D_{T_{fukao}} \approx \frac{0,1\sigma_{1/2}^2}{N} \quad (3.45)$$

Le D_T a été obtenu en utilisant l'équation 3.45 et nous donne une constante de diffusion isotropique pour la chaleur à l'intérieur d'une mince couche dans laquelle la turbulence est induite par le déferlement des ondes de gravité. Cependant, comme l'atmosphère est sans aucun doute anisotrope pour les mouvements ayant lieu à plus grande échelle, la constante de diffusion de la chaleur et aussi celle de la quantité de mouvement et de la masse doivent être

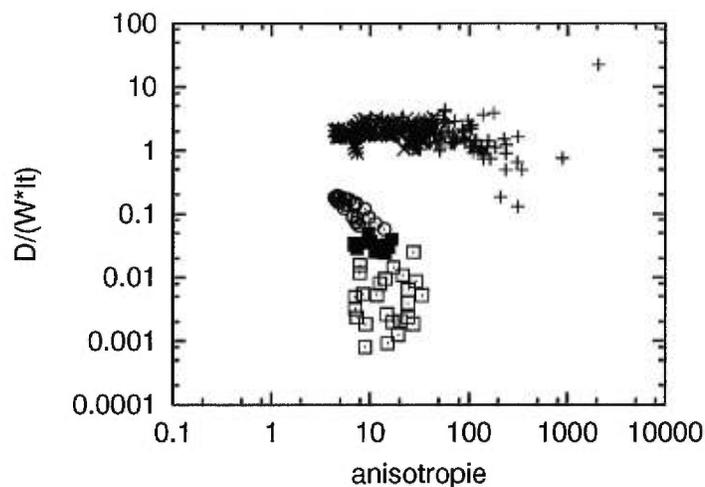


FIG. 3.19: Diffusion turbulente divisée par la vitesse verticale reconstituée et par la micro-échelle de Taylor (courbe du haut : +, ×, *), que l'on compare à la diffusion turbulente calculée à partir de Fukao *et al.* (1994) (courbe du bas : □, ■, ⊙). On se place dans une bande de latitude comprise entre 59°N. et 61°N., pour des nombres de Richardson inférieurs à 0.25 et pour des vitesses positives. Pour notre diffusion turbulente, nous avons pris $W \geq 0$ m/s et pour la diffusion turbulente de Fukao *et al.* (1994), nous avons pris $W \geq 1.5$ m/s. La tendance est la même, à un facteur près. Les données n'ont pas permis d'accéder à des anisotropies inférieures à 5.

différentes de celles de l'équation 3.45. Cette équation est vérifiée avec des mesures radars localisées prises dans la haute troposphère et dans la basse stratosphère (6 à 20 km) ainsi que dans la mésosphère (60 à 82 km).

Pour des nombres de Richardson inférieurs ou égaux à 0.25 et pour une mince bande de latitude comprise entre 59°N. et 61°N. située dans la basse stratosphère à une pression de 46 mb, on trouve que le coefficient de diffusion turbulente relié à la concentration calculé avec l'équation 3.45 divisé par la vitesse verticale reconstituée et par la micro-échelle de Taylor en fonction de l'anisotropie est caractéristique d'un processus de mélange par filamentation (fig. 3.19).

On compare cette courbe avec celle déjà obtenue pour la diffusion turbulente de l'ozone (fig. 3.19). La concordance n'est pas parfaite. Il y a une différence d'environ un ordre de grandeur entre les deux courbes. La courbe suivant Fukao *et al.* (1994) plonge vers 0 à des anisotropies d'un à deux ordres

de grandeur plus faibles que la nôtre. On peut en conclure que l'algorithme de reconstitution de la vitesse présenté dans la section 3.5 est qualitativement juste, ou du moins nous rend les comportements attendus avec une précision suffisante pour nous permettre de reconnaître les tendances importantes.

3.10 Le calcul du flux vertical d'ozone dû aux ondes

Le flux vertical d'ozone est la quantité d'ozone qui traverse perpendiculairement une surface élémentaire par unité de temps. Il s'écrit :

$$F_z = v_z c \quad (3.46)$$

où c est la concentration d'ozone et v_z la vitesse verticale. Pour le calcul numérique du flux vertical d'ozone, c.-à-d. le transport de l'ozone causé par la composante verticale de la vitesse dans l'atmosphère, on utilise la concentration d'ozone telle que donnée par les fichiers d'analyse 3DVAR, ainsi que la vitesse verticale des vents reconstituée à l'aide de notre algorithme (sect. 3.5) validé à la section 3.8 :

$$F_z(x_i, y_j, z_k) = W(x_i, y_j, z_k) \cdot OZ(x_i, y_j, z_k) \quad (3.47)$$

Le flux total moyen sur chaque niveau de pression est légèrement inférieur à zéro. À l'échelle planétaire, le transport vertical de l'ozone causé par les champs de vitesses verticales est presque nul (fig. 3.20). La partie nulle dans la troposphère se justifie par la faible concentration d'ozone qui y est présente. On remarque cependant qu'il devient faiblement négatif dès l'entrée dans la stratosphère. C'est que les vitesses moyennes des vents y sont justement faiblement négatives.

Si l'on compare le flux total moyenné sur toutes les latitudes avec le flux total moyenné seulement sur une bande entre $58^\circ N.$ et $62^\circ N.$, on constate que ce dernier est sensiblement plus élevé (fig. 3.20). Dans le vortex, les vitesses

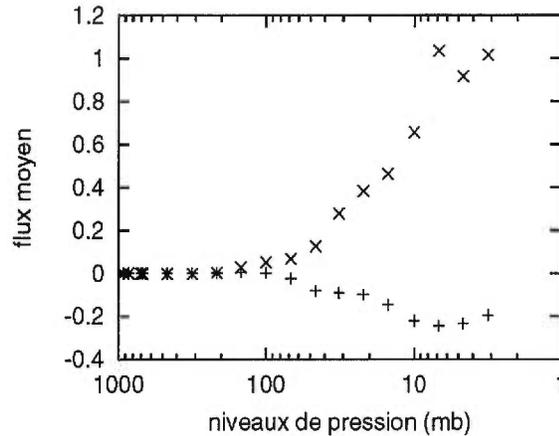


FIG. 3.20: Moyenne du flux vertical de l'ozone sur chaque isopression. On compare la moyenne sur toutes les latitudes (+) avec la moyenne effectuée entre 58°N . et 62°N . (x). Le flux vertical de l'ozone est supérieur à la frontière du vortex polaire. Ici, nous avons considéré les vitesses verticales négatives et positives. Cela justifie le flux moyen à peu près nul obtenu en moyennant sur toutes les latitudes.

verticales sont un peu plus élevées qu'ailleurs. Aussi, comme la zone est très turbulente, le mélange vertical y est plus actif. On remarque également, dans ce cas, que le flux commence à ne plus être nul à partir de la tropopause.

Pour mettre en évidence les mouvements ascendants et descendants, nous avons porté le flux positif moyen ainsi que le flux négatif moyen en fonction des niveaux de pression (fig. 3.21). Le flux (en valeur absolue) peut atteindre des valeurs très élevées dans la haute stratosphère.

Il est aussi intéressant de comparer les flux positif et négatif moyennés sur toutes les latitudes à ceux moyennés entre 58°N . et 62°N . Comme nous nous y attendions, ces derniers sont supérieurs aux premiers (fig. 3.21). Sur le même graphique se trouvent les vitesses moyennes. On observe tout d'abord que la vitesse moyenne globale est presque nulle. Aussi, on constate que le flux évolue d'une façon très similaire à celle des vents verticaux moyens positifs et négatifs (fig. 3.21).

La carte des flux verticaux à l'échelle planétaire nous indique principalement que la grandeur des flux est plus importante aux pôles, à cause des vitesses verticales plus élevées à cet endroit (fig. 3.22).

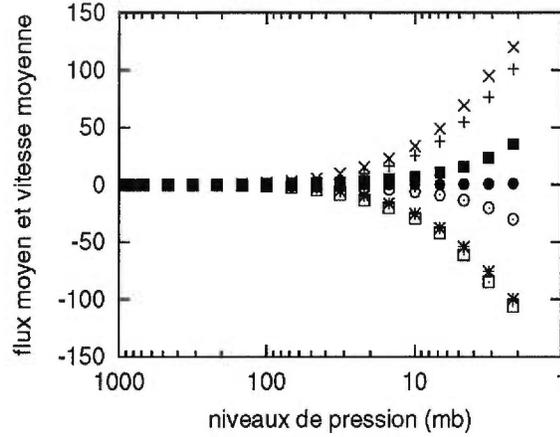


FIG. 3.21: Flux positifs et négatifs moyennés en latitudes sur chaque isopression comparés à la vitesse verticale moyenne positive et négative. Le flux vertical moyen a un comportement similaire à la vitesse moyennée sur toutes les latitudes (positive=■, négative=○, positive+négative=●). Le flux moyenné entre 58°N. et 62°N. (pour $W > 0$:×, pour $W < 0$:□) est toujours supérieur au flux moyenné sur toutes les latitudes (pour $W > 0$:+, pour $W < 0$:*).

On peut aussi porter le flux divisé par la vitesse verticale et par la micro-échelle de Taylor en fonction de l'anisotropie, $\frac{F_z}{(Wl_{T_z})}$ (fig. 3.23). Pour des anisotropies inférieures à 1000, on retrouve le type de courbe qui est caractéristique d'un mélange par filamentation (Vincent *et al.*, 2000). Pour des anisotropies supérieures à 1000, les mesures n'ont plus de sens.

3.11 Le calcul de la vitesse verticale de dérive de Stokes

La vitesse de dérive de Stokes est en fait une vitesse de dérive de particules sous l'action des ondes internes (sect. 2.5). Une formule analytique permettant de calculer cette dérive dans l'atmosphère a déjà été obtenue (Coy *et al.*, 1986). Rappelons les formules utiles (éqs 2.56 et 2.57) :

$$\bar{w}^s = \frac{1}{2} \frac{k}{Nc_s^2} (C - \bar{U})^4 \alpha^2$$

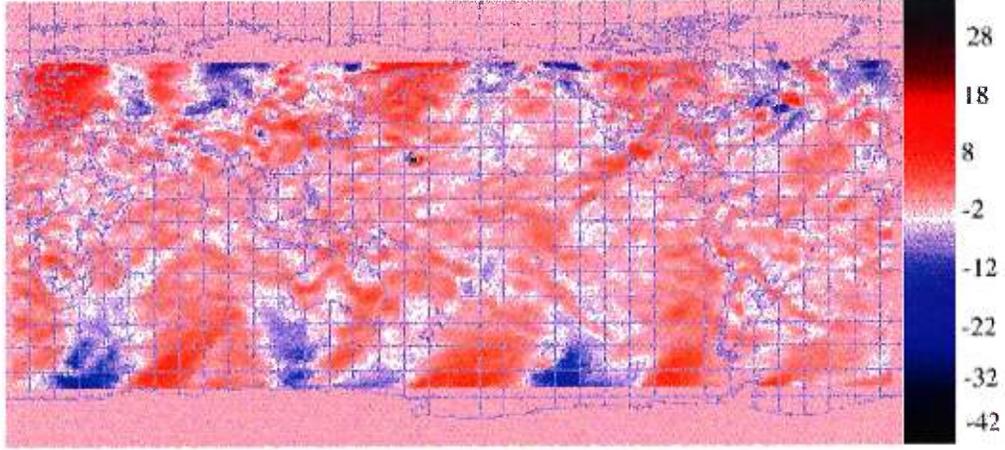


FIG. 3.22: Flux vertical d'ozone, à 46 mb, en $\text{m} \times \text{ppm/s}$, entre 65°S . et 65°N .

où α :

$$\alpha^2 = \frac{2\overline{u^2}}{(C - \overline{U})^2}$$

k est le nombre d'onde vertical ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$) et l'on peut choisir la longueur d'onde λ de l'ordre de 50 km. La fréquence de Brunt-Väisälä N est connue en tous points (x_i, y_j, z_k) . Le paramètre $C - \overline{U}$ peut prendre plusieurs valeurs, mais on utilise typiquement 40 m/s. En prenant la valeur de α correspondant à l'amplitude critique de déferlement d'une onde ($\alpha = 1$) et la vitesse du son dans l'atmosphère à chaque point, on a :

$$\overline{w^s}(x_i, y_j, z_k) = \frac{\pi}{50000} \frac{(C - \overline{U})^4}{N(x_i, y_j, z_k) c_s(x_i, y_j, z_k)^2} \quad (3.48)$$

La vitesse du son est obtenue en considérant que $c_s \approx 340$ m/s dans l'air à 293 K et que, de manière générale, $c_s \propto \sqrt{P/\rho} \propto \sqrt{T}$. Donc :

$$c_s(x_i, y_j, z_k) = \frac{340}{\sqrt{293}} \sqrt{273.15 + T(x_i, y_j, z_k)} \quad (3.49)$$

En combinant la formule élaborée par Coy *et al.* (1986) et les champs assimilés 3DVAR, nous obtenons des résultats très semblables aux siens. Comparons nos résultats à une altitude d'environ 20 km (fig. 3.24) à ceux qu'il obtient dans la mésosphère pour une longueur d'onde de 50 km. C'est très

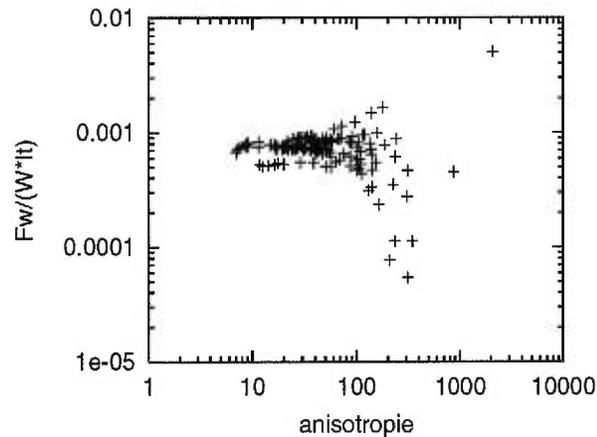


FIG. 3.23: On montre ici le flux vertical d'ozone divisé par la micro-échelle de Taylor ainsi que par les vents verticaux reconstitués. On se place sur le niveau de pression de 46 mb, dans une bande de latitude couvrant de 59°N. à 61°N., et on considère seulement les vitesses verticales positives et inférieures à 2 m/s. Lorsque l'anisotropie vaut environ 300, ce flux devient nul.

semblable, la mince différence étant due à une constante ajustée différemment de notre part. Pour $C - \bar{U} = 40$ m/s, Coy *et al.* (1986) obtient une vitesse de dérive de l'ordre de 10 cm/s, alors que nous obtenons environ 27 cm/s. En fait, dans son calcul, tous les paramètres sont fixés et sa vitesse de dérive est obtenue en un endroit, alors que nous utilisons la fréquence de Brunt-Väisälä et la vitesse du son calculées (en chaque point du globe) à partir des champs assimilés 3DVAR. Ce calcul valide donc du même coup les champs de données 3DVAR du RPN ainsi que la formule analytique de la vitesse de dérive verticale de Stokes de Coy *et al.* (1986).

La carte globale de la vitesse de dérive de Stokes à 46 mb (fig. 3.25) nous permet de comparer les zones dans lesquelles des particules subissent une dérive de Stokes à celles où des instabilités existent, c.-à-d. là où le nombre de Richardson est inférieur à 0.25 (fig. 3.7). Près du vortex polaire, on observe que la dérive de Stokes est légèrement plus élevée qu'aux alentours. Le même type de coupure est visible au-dessus du continent américain sur les deux cartes : quand le nombre de Richardson augmente, la vitesse verticale de dérive due aux ondes internes diminue de l'ordre de 1 à 5 cm/s. Cependant, la bande

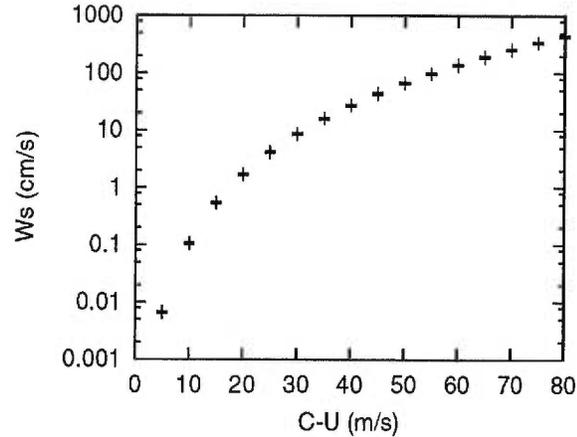


FIG. 3.24: Calcul de la dérive de Stokes verticale dans la stratosphère (à 20 km), pour une longueur d'onde de 50 km et pour $C - \bar{U} = 40$ m/s. Les résultats sont identiques aux calculs théoriques de Coy *et al.* (1986).

de vitesse plus élevée recouvrant l'Antarctique est mystérieuse. En théorie, puisque le nombre de Richardson est très élevé à cet endroit, on s'attendrait à des vitesses de dérive plus faibles. Nous n'avons pas d'explication.

3.12 Le flux vertical de l'ozone dû à la dérive de Stokes

On peut maintenant calculer le flux vertical de l'ozone qui est causé par la présence de la dérive de Stokes due aux ondes internes :

$$F_w^s(x_i, y_j, z_k) = \bar{w}^s(x_i, y_j, z_k) \cdot OZ(x_i, y_j, z_k) \quad (3.50)$$

où $\bar{w}^s(x_i, y_j, z_k)$ est la vitesse de dérive de Stokes locale et $OZ(x_i, y_j, z_k)$ est la concentration locale de l'ozone atmosphérique en ppm (parties par million).

La carte en chaque point sur la Terre de ce flux vertical nous indique plusieurs choses (fig. 3.26). La plus évidente est la bande de flux élevé à la frontière du vortex polaire arctique. Il résulte de la combinaison de deux facteurs importants. Tout d'abord, la vitesse de dérive est plus importante à cet endroit. On se souvient également que la frontière du vortex agissait

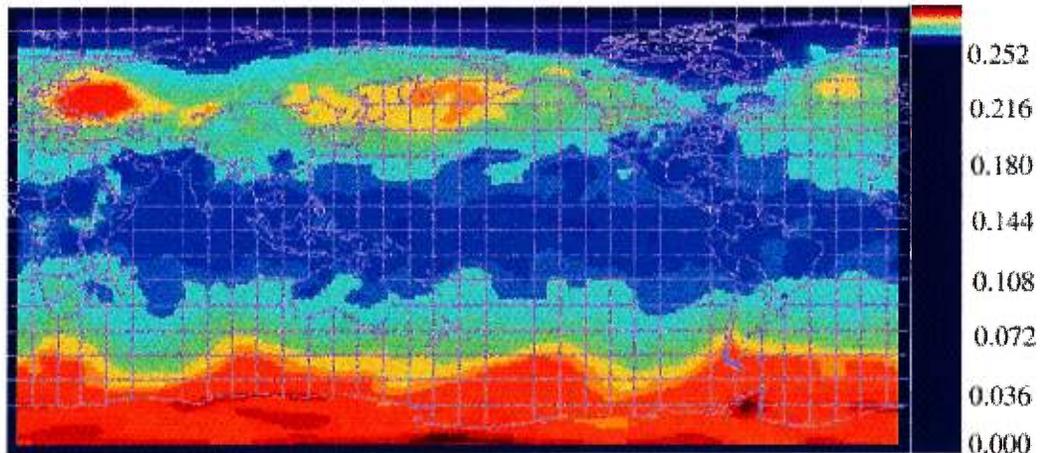


FIG. 3.25: Vitesse de dérive de Stokes, calculée à partir de la formulation de Coy *et al.* (1986), à 46 mb, en m/s, entre 85°S. et 85°N. Les valeurs sont principalement comprises entre 0.26 m/s et 0.28 m/s. Elles sont plus élevées à la frontière du vortex polaire.

en barrière de diffusion face à l’ozone, qui s’y retrouvait conséquemment en concentration plus importante (fig. 3.5). En fait, les deux figures sont assez semblables car les vitesses de dérive sont presque uniformes. Les résultats de flux s’apparentent donc à la concentration d’ozone sur le niveau de pression choisi, étant donné que cette dernière n’a été, en pratique, que multipliée par une constante.

Le flux total d’ozone (fig. 3.22) causé par la vitesse verticale reconstituée n’a rien à voir avec le flux vertical dû à la dérive de Stokes et en théorie ils ne sont pas supposés être reliés. Cependant, on peut dire qu’en moyenne, le flux vertical causé par la présence d’ondes internes contribue pour 30 à 50 % au flux total, sauf à la frontière du vortex polaire où il y contribue pour presque 100 %.

3.13 Turbulence et ondes internes

On se place au niveau 160 mb sur une surface couvrant toute la planète, bien que nous sachions que la circulation des vents se produit sur des surfaces isentropes à l’échelle d’une semaine (Coron et Vincent, 1997).

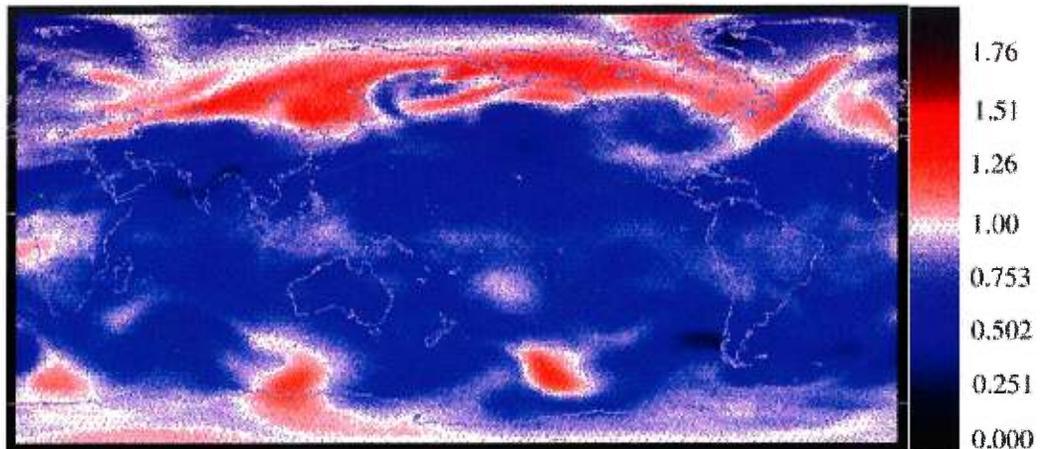


FIG. 3.26: Flux vertical d'ozone calculé à partir de la vitesse de dérive de Stokes verticale, à 46 mb, en $m \cdot ppm/s$, entre $85^{\circ}S.$ et $85^{\circ}N.$ Le flux d'ozone est supérieur à la frontière du vortex polaire.

À la figure 3.27, on trouve un histogramme pour la composante Est-Ouest du vent sur la surface isobare 160 mb. La statistique n'est pas exactement une gaussienne mais présente des ailes exponentielles caractérisant les processus d'intermittence spatiale de la turbulence. La limite de précision des mesures est d'une probabilité de 0.001. La vitesse des vents est en mètres par seconde. L'asymétrie vers les valeurs négatives est due à la circulation des vents est-ouest.

Afin de voir si l'on observe des lois d'échelle, on porte la densité spectrale d'énergie cinétique qui est aussi la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation pour la composante est-ouest du vent sur la surface isobare 160 mb en fonction du nombre d'onde k (fig. 3.28). Il existe une loi d'échelle entre $k = 3$ correspondant à une longueur d'onde de 10 000 km et $k = 80$ correspondant à des longueurs d'onde de 100 km. Cette valeur constitue la limite maximale de la résolution des données. On s'attend essentiellement à une turbulence à deux dimensions pour les vents. Une turbulence en trois dimensions existe dans l'atmosphère, mais sur des distances inférieures à 20 km. Elle n'est donc pas visible sur nos spectres avec nos données. La loi d'échelle observée de k^{-3} est due à une cascade directe d'énstrophie à grande échelle

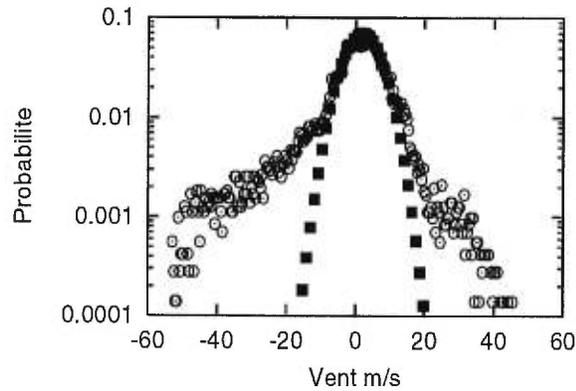


FIG. 3.27: Histogramme pour la composante est-ouest du vent sur la surface 160 mb.

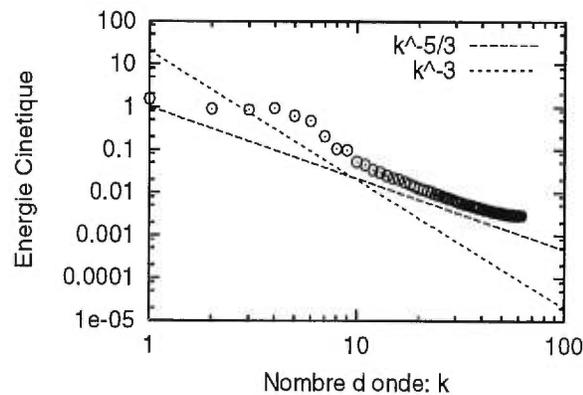


FIG. 3.28: Densité spectrale d'énergie cinétique au niveau de pression 160 mb.

(Tennekes et Lumley, 1973) car la turbulence est à deux dimensions pour des échelles supérieures à 1000 km, tandis que l'on a $k^{-5/3}$ à petite échelle. Cette dernière loi n'est pas due à la turbulence homogène tridimensionnelle (Kolmogorov, 1941) mais à une cascade inverse d'énergie venant des ondes de montagne (Bacmeister *et al.*, 1996). Cependant, cette dernière théorie est controversée (Koshyk *et al.*, 1999).

Chapitre 4

Conclusion

Nous avons étudié la diffusion turbulente dans l'atmosphère. Nous avons pu vérifier, à l'aide de données réelles, qu'il existait dans la basse stratosphère, à la frontière du vortex polaire arctique, un phénomène de blocage vertical induit par un fort cisaillement horizontal dans les zones d'instabilité. Pour réaliser cette étude, il a fallu créer un algorithme de reconstruction de la vitesse verticale dans l'atmosphère. Cet algorithme, basé sur les travaux antérieurs des radaristes, est qualitativement correct. En effet, nous l'avons validé en comparant la diffusion turbulente obtenue en utilisant cette vitesse verticale avec une diffusion turbulente calculée à partir des résultats de Fukao *et al.* (1994). Nous avons aussi eu besoin d'une longueur caractéristique. Nous avons pris une échelle qui caractérise la distance entre deux filaments (de 4 à 6 km) : la micro-échelle de Taylor. Les zones d'instabilités, quant à elles, ont été déterminées à partir de la valeur du nombre de Richardson local. Lorsqu'il était inférieur à 0.25, nous avons calculé la valeur de la diffusion turbulente divisée par la vitesse verticale et la micro-échelle. La relation entre la diffusion turbulente et l'anisotropie confirme le blocage vertical prévu par les astrophysiciens (Charbonneau et Michaud, 1991) et qui se produit aux endroits où le mélange turbulent et les ondes internes sont importantes.

Le principal but du travail était de quantifier le transport par les ondes

dans l'atmosphère moyenne. Nous avons comparé le flux vertical d'un élément trace, l'ozone, avec le flux vertical de ce même élément causé par la dérive de Stokes. Pour le calcul du flux vertical, nous avons utilisé la vitesse verticale déjà calculée que nous savions fiable. La vitesse de dérive de Stokes de l'ozone a été obtenue en utilisant une formule toute prête développée par Coy *et al.* (1986). Les résultats de cette vitesse de dérive (de 25 à 30 cm/s) sont en accord avec les connaissances et les mesures actuelles. Comme la présence de la dérive de Stokes est imputable aux ondes internes de gravité, le flux vertical engendré par la dérive de Stokes est une mesure du transport par les ondes. Nous avons trouvé que, en moyenne, 30 à 50 % du flux vertical de l'ozone stratosphérique est dû à la dérive de Stokes. De plus, étant donné la turbulence très élevée caractéristique de la frontière du vortex polaire, le flux vertical causé par la dérive de Stokes à cet endroit contribue pour presque 100 % au flux vertical total.

Les nouvelles générations d'instruments fourniront plus rapidement des données atmosphériques beaucoup plus précises. Nous serons alors en mesure d'observer des phénomènes plus subtils qui sont jusqu'à maintenant perdus dans l'imprécision des données. Par exemple, il sera possible d'obtenir la relation entre le nombre de Richardson et le nombre de Prandtl turbulent (Turner, 1973). Une telle relation montrerait que la dynamique des vents est fortement associée au cisaillement. Nous pourrions également connaître les contributions respectives du déferlement des ondes internes et des marées atmosphériques au flux vertical total de l'ozone et des autres éléments traces. Ainsi, nous pourrions mieux connaître quantitativement ce qui contribue au transport vertical des éléments traces dans l'atmosphère. Cela contribuera à améliorer les codes de prédiction numérique du temps.

Les résultats de mon travail de maîtrise feront l'objet d'une communication à l'ACFAS en mai 2000 (Durocher et Vincent, 2000).

Bibliographie

- Ahrens, C. 1994, *Meteorology Today, an Introduction to Weather Climate, and the Environment*, 5th edition, Chap. 1, (USA : West Publishing Company)
- Armijo, L. 1969, *A Theory for the Determination of Wind and Precipitation Velocities with Doppler Radars*, J. Atmos. Sci., Vol. 26, pp 570–573
- Bacmeister, J., Eckermann, S., Newman, P., Lait, L., Chan, K., Loevenstein, M., Proffitt, M., & Gary, B. 1996, *Stratospheric Horizontal Wavenumber Spectra of Winds, Potential Temperature and Atmospheric tracers Observed by High-Altitude Aircraft*, J. Geophys. Res., Vol. 101, pp 9441–9470
- Boussinesq, A. 1903, *Théorie analytique de la chaleur*, Vol.2, (Paris : Gauthier-Villars)
- Bretherton, F. 1969, *On the mean motion induced by internal gravity waves*, J. Fluid Mech., Vol. 36, pp 785–803
- Campistron, B. 1997, *Retrieval of the 3D Kinematic from a Regional Network of Wind Profilers*, 28th Conf. on Radar Meteorology, Vol. 1, pp 83–84
- Chaboyer, B., & Zahn, J.-P. 1992, *Effect of Horizontal Turbulent Diffusion on Transport by Meridional Circulation*, Astron. Astrophys., Vol. 253, pp 173–177
- Chandrasekhar, S. 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, (Oxford : Clarendon Press)
- Charbonneau, P., & Michaud, G. 1991, *Meridional Circulation and Diffusion in A and early F Stars*, The Astrophysical Journal, Vol. 370, pp 693–708

- Coron, J.-S., & Vincent, A. 1997, *Transport Phenomena at the Antarctic Vortex Edge*, rapport technique, CERCA, Vol. R98-1, pp 1–30
- Coy, L., Fritts, D., & Weinstock, J. 1986, *The Stokes drift due to vertically propagating internal gravity waves in a compressible atmosphere*, J. Atmos. Sci., Vol. 43, pp 2636–2643
- De Moor, G. 1983, *Les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique*, Chap. 5, (France : Cours et Manuel, n° 3)
- Dörnbrack, A. 1998, *Turbulent mixing by breaking gravity waves*, J. Fluid Mech., Vol. 375, pp 113–141
- Durocher, S., & Vincent, A. 2000, *Sur le transport des éléments traces par les ondes internes dans l'atmosphère moyenne*, dans 68^e congrès de l'ACFAS, en préparation, (Montréal, Canada)
- Eckermann, S., & Preusse, P. 1999, *Global Measurements of Stratospheric Mountain Waves from Space*, Science, Vol. 286, pp 1534–1537
- Ellison, T. 1957, *Turbulent Transport of Heat and Momentum from an Infinite Rough Plane*, J. Fluid Mech., Vol. 2, pp 456–466
- Ellison, T., & Turner, J. 1960, *Mixing of Dense Fluid in a Turbulent Pipe flow : Part 2. Dependence of Transfer Coefficients on Local Stability*, J. Fluid Mech., Vol. 8, pp 529–544
- Ertel, H. 1942, *Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz*, Meteorol. Z., Vol. 59, pp 271–281
- Fornberg, B. 1988, *Generation of Finite Difference Formulas on Arbitrarily Spaced Grids*, Mathematics of Computation, Vol. 51, pp 699–706
- Fukao, S., Yamanaka, M., Ao, N., Hocking, W., Sato, T., Yamamoto, M., Nakamura, T., Tsuda, T., & Kato, S. 1994, *Seasonal Variability of Vertical Diffusivity in the Middle Atmosphere : 1. Three-year Observations by the Middle and Upper Atmosphere Radar*, J. of Geophysical Research, Vol. 99, pp 18973–18987

- Guyon, E., Hulin, J.-P., & Petit, L. 1991, *Hydrodynamique Physique*, Chap. 10, (Paris : CNRS Éditions)
- Hall, T., Cho, J., & Kelley, M. 1992, *A re-evaluation of the Stokes drift in the polar summer mesosphere*, J. Geophys. Res., Vol. 97, pp 887–897
- Jacoby-Koaly, S., Campistron, B., Lothon, M., Girard, F., Benech, B., Des-sens, J., Dupont, E., & Carissimo, B. 1999, *Vertical Velocity in Atmospheric Boundary Layer measured with a C-Band Doppler Radar and a Network of three Wind Profilers*, 29th Conf. on Radar Meteorology, Vol. 1, pp 486–489
- Kolmogorov, A. 1941, *The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers*, Dokl. Akad. Nauk SSSR, Vol. 31, pp 538–540
- Koshyk, J., Hamilton, K., & Mahlman, J. 1999, *Simulation of the $k^{-5/3}$ Mesoscale Spectral Regime in the GFDL SKYHI General Circulation Model*, Geophys. Res. Letters, Vol. 26, pp 843–846
- Kundu, P. 1990, *Fluid Mechanics*, Chap. 7, (USA : Academic Press)
- Landau, L., & Lifchitz, E. 1971, *Mécanique des Fluides*, Chap. 1, (Moscou : Éditions MIR)
- Leon, D., Guyot, A., Laborie, P., Pazmany, A., Pelon, J., Testud, J., & Vali, G. 1999, *Vertical Plane Velocity Fields retrieved from Dual-Beam Airborne Doppler Radar Data*, 29th Conf. on Radar Meteorology, Vol. 1, pp 472–475
- Lilly, D., Waco, D., & Adelfang, S.-I. 1974, *Stratospheric Mixing Estimated from High-Altitude Turbulence Measurements*, J. Appl. Meteorol., Vol. 13, pp 488–493
- Majda, A. J., & Shefter, M. 1998, *The instability of stratified flows at large Richardson numbers*, Applied Mathematics, Vol. 95, pp 7850–7853

- Mewes, J., & Shapiro, A. 1999, *Dual-Doppler Analysis using the Anelastic Vertical Vorticity Equation*, 29th Conference on Radar Meteorology, Vol. 1, pp 33–36
- Miles, N., Babb, D., & Verlinde, J. 1999, *Vertical Velocity Statistics as derived from 94-GHz Radar Measurements*, 29th Conf. on Radar Meteorology, Vol. 1, pp 490–493
- Mitchell, A. 1969, *Computational Methods in Partial Differential Equation*, Chap. 6, (G.-B. : Aberdeen University Press)
- O'Brien, J. 1970, *Alternative Solutions to the Classical Vertical Velocity Problem*, J. Appl. Meteor., Vol. 9, pp 197–203
- Piani, C., Durran, D., & Holton, J. 1998, *A Numerical Study of Three Dimensional Gravity Waves Triggered by Deep Convection in the Tropics*, dans *Proceedings of the Workshop on the Mesoscale Processes in the Stratosphere, European Commission Environment and Climate Program*, édés. K. Carslaw, & G. Amanatidis, (Bad Tölz, Bavaria, Germany : EUR 18912 EN 1999), pp 205–210
- Richard, D., & Vincent, A. 1996, *Numerical Modeling of the Diffusion Barrier at the Edge of the Polar Vortex*, rapport interne, CERCA, Vol. R96-61, pp 1–34
- Rieutord, M. 1997, *Une introduction à la dynamique des fluides*, Chap. 9, (Paris : Masson)
- Stokes, G. 1847, Trans. Camb. Phil. Soc., Vol. 8, pp 441–455
- Tennekes, H., & Lumley, J. 1973, *A first Course in Turbulence*, (Cambridge, Massachusetts, London (England) : The MIT Press)
- Tritton, D. 1988, *Physical Fluid Dynamics*, Chap. 15, (Oxford : Clarendon Press, 2^e édition)
- Turner, J. 1973, *Buoyancy Effects in Fluids*, Chap. 5, (Angleterre : Cambridge University Press)

- Vincent, A., Michaud, G., & Meneguzzi, M. 1996, *On the Turbulent Transport of a Passive Scalar by Anisotropic Turbulence*, *Physic of Fluids*, Vol. 8, pp 1312–1320
- Vincent, A., Michaud, G., & Meneguzzi, M. 2000, *Filamentation and Mixing in 2-D Anisotropic Sheared Turbulence*, To be submitted,
- Vincent, A., & Tranchant, B. 1999, *Anisotropic Turbulent Diffusion for Ozone Transport at 520K*, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 104, n° D22, pp 27–33
- Vincent, A., Tranchant, B., Durocher, S., Richard, D., & Coron, J.-S. 1998, *The Validation of Assimilated Dataset Requires the Detailed Study of both Winds and Ozone Concentrations at Small Scales*, MAI Scientific Workshop at the Canadian Space Agency (Saint-Hubert, Québec, Canada), Rapport CERCA R98-21, pp 1–18

Appendice 1 : Les isopressions

Les données sont disponibles sur 22 isopressions, allant de la surface de la Terre jusqu'à la stratopause. Voici l'altitude approximative, en kilomètres, qui correspond à chacune de ces isopressions (tab. 1).

<i>isopression(mb)</i>	<i>altitude(km)</i>	<i>isopression(mb)</i>	<i>altitude(km)</i>
1000	0	46	23
925	0.75	32	25
850	1.5	22	27
700	3.0	15	30
681	3.2	10	32
464	6	6.8	34
316	9	4.65	36
215	12	3.15	39
147	14	2.15	42
100	17	1.45	45
68	20	1.00	48

TAB. 1: Équivalence entre l'altitude et les isopressions sur lesquelles les données sont disponibles dans 3DVAR

Appendice 2 : Le flux vertical d'ozone engendré par les marées atmosphériques

Il est possible de voir les marées atmosphériques avec les champs assimilés fournis par le RPN (fig. 1). Nous avons isolé le renflement principal au temps zéro, qui est situé entre les longitudes 320° et 20° . Nous le suivons sur une période de 144 heures. On voit qu'à chaque période de 12 heures, la hauteur géopotentielle augmente. En effet, les marées ont une période de 12 heures. Cependant, on remarque aussi une période de 24 heures qui résulte en un géopotential encore plus élevé. Ceci est dû au réchauffement solaire. Lorsque cette zone de la Terre se trouve face au Soleil, il réchauffe l'atmosphère qui se dilate.

En calculant une vitesse correspondant à la différence de hauteur géopotentielle, à une même isopression, entre deux séries de données espacées de 6 heures en un endroit donné, on peut calculer le flux d'ozone engendré par les marées (fig. 2). Ce flux s'exprime mathématiquement comme la somme de deux sinus ayant des amplitudes et des fréquences différentes :

$$F_w(tide) = 7 \sin\left(5 + \frac{\pi t}{6}\right) + 5 \sin\left(3 + \frac{\pi t}{12}\right) \quad (1)$$

où t est le temps.

Aussi, nous nous demandons s'il est possible de quantifier le transport des particules causé par le mouvement de va-et-vient des marées (Majda

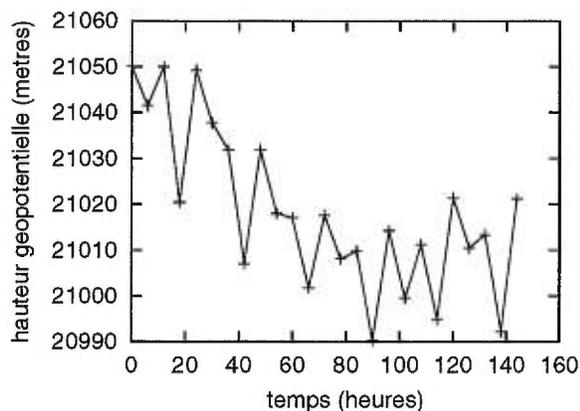


FIG. 1: Marées atmosphériques pendant 6 jours, au niveau 46 mb. On suit la zone comprise entre les longitudes 320° et 20° et entre les latitudes 45°S . et 45°N . On remarque une période de 12 heures -celle des marées- et une période de 24 heures -celle des marées combinées au réchauffement solaire. Les "+" correspondent aux données réelles.

et Shefter, 1998). En effet, lorsqu'une marée montante survient, des particules sont attirées vers le haut. En changeant ainsi d'altitude, elles sont soumises à d'autres vents présents à cette nouvelle altitude. Peut-être alors ne reviendront-elles pas, comme on pourrait s'y attendre à cause du déferlement local, à leur niveau d'origine, ayant donc subi un transport vertical. Ce transport ne serait pas un transport par les ondes internes, mais contribuerait néanmoins au transport global de second ordre des éléments traces dans l'atmosphère.

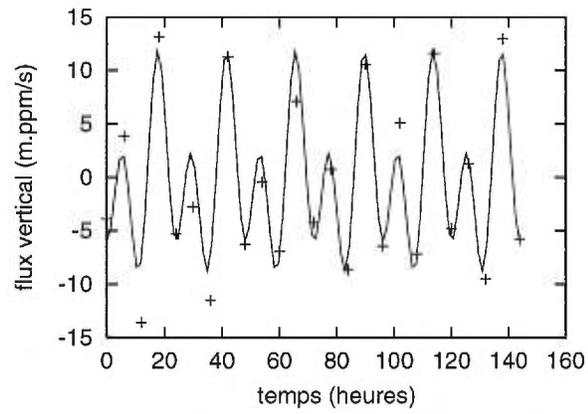


FIG. 2: Flux vertical engendré par les marées atmosphériques, à 46 mb, entre les longitudes 320° et 20° et entre les latitudes 45°S . et 45°N . Ici aussi l'amplification associée au réchauffement solaire est très visible sur une période de 24 heures (+). Le phénomène est bien décrit par une somme de sinus (trait plein).

Remerciements

Cette maîtrise a été rendue possible grâce au soutien financier assuré par le RCM2 et le CERCA, ainsi que par Environnement Canada pour la bourse Science Horizon. Le travail s'étant déroulé au CERCA, je voudrais le remercier pour avoir mis à ma disposition le parc informatique combiné aux ressources humaines nécessaires à la réalisation de ce projet.

Je remercie également tout particulièrement mon directeur de maîtrise Alain Vincent pour sa disponibilité et son dévouement. Stephen Bergeron et Benoît Tranchant m'ont été d'une aide précieuse pour la technique informatique et l'accès aux données 3DVAR. Denis Richard et Jean-Sébastien Coron m'ont introduit au vortex polaire et au transport des particules. Les questions pertinentes de Georges Michaud et les conseils avisés de Gilbert Brunet ont été très précieux. Je remercie aussi Jean-Marc Valin pour les discussions intéressantes lors de mes premières années au CERCA, ainsi que Catherine Larocque pour les corrections judicieuses. Finalement, je tiens à souligner le support moral non négligeable que Suzanne Talon et Guillaume Larocque m'ont apporté tout au long de ce travail.