



# THÈSE

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par :  
Université Toulouse III Paul Sabatier

Discipline :  
Physique-chimie de l'atmosphère

---

Présentée et soutenue le 25 novembre 2010 par :  
David SAINT-MARTIN

**Titre :**  
ÉTUDE COMPARATIVE DU RÔLE DE LA DYNAMIQUE ET DE LA CHIMIE  
DANS LA MODÉLISATION DE L'ATMOSPHÈRE MOYENNE

---

**Jury :**

<i>Rapporteurs :</i>	M. François VIAL	LMD
	M. Franck LEFEVRE	LATMOS
<i>Examineurs :</i>	M. Patrick MASCART	LA
	M. Jean-Luc ATTIE	LA
	M. François LOTT	LMD
	M. Peter BECHTOLD	ECMWF
	M. Slimane BEKKI	LATMOS
<i>Directeur de thèse :</i>	M. Daniel CARIOLLE	CERFACS

---

**École doctorale :**  
Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

**Unité de recherche :**  
Centre National de Recherches Météorologiques

**Directeur de thèse :**  
Daniel Cariolle (CERFACS)



À mes parents,  
à mon frère

*C'est le peu qui est réellement tout. Le peu occupe  
une place immense. Il nous accepte indisponibles.*

**René Char**, *La nuit talismanique*.

*[...] comme si l'hiver était passé de l'état liquide  
(l'humidité, la pluie) à un état solide, puis cristal-  
lin (ce n'était plus leur chair, leurs os qui le perce-  
vaient : seulement leurs narines, comme s'ils eussent  
respiré les émanations glacées de quelque fiole de phar-  
macie, comme de l'éther), le froid maintenant au-  
delà de ses premières métamorphoses, comme lorsque  
d'un de ces cocons rugueux, grisâtre et terne, jaillit  
soudain quelque chose pourvu d'ailes aux couleurs  
incroyables, éphémère, sans plus d'existence réelle  
qu'un scintillement de lumière, les hommes de la pa-  
trouille comme drogués, ivres de sommeil et de fa-  
tigue, à demi inconscients, cheminant l'un derrière  
l'autre parmi les vergers aux arbres enveloppés d'un  
cristal étincelant, diaprés, comme des lustres ou  
des candélabres, décomposant dans leurs prismes les  
lueurs rose et jade d'un ciel boréal lavé de tout nuage  
et aux couleurs de pétales [...]*

**Claude Simon**, *Les Géorgiques*.



## Remerciements

Le travail présenté ici a été réalisé au sein du Centre National de Recherches Météorologiques, dans le Groupe de Météorologie de Grande Échelle et Climat. Que celles et ceux qui ont permis le déroulement de cette thèse dans des conditions remarquables trouvent ici l'expression de mes remerciements les plus chaleureux.

Je tiens bien sûr à exprimer ma profonde gratitude à Daniel Cariolle, qui, par la profusion et la richesse des idées prodiguées durant ces trois années, a représenté pour moi bien plus qu'un simple directeur de thèse.

Je souhaite également témoigner de ma sincère reconnaissance envers Éric Brun pour m'avoir fait entièrement confiance au moment de m'engager comme chercheur au CNRM, alors que mon parcours universitaire ne me prédestinait pas nécessairement à gravir les couches de l'atmosphère.

Je ne remercierai jamais assez l'ensemble des membres de l'équipe CAIAC, pour m'avoir accueilli avec enthousiasme et générosité. Merci Fernand pour ton inaltérable gentillesse, ta constante bienveillance et ton soutien sans cesse renouvelé. Merci Dirk, Hubert et Martine pour votre aide éminemment précieuse (Dieu sait si cette thèse n'est pas de mon seul ressort). Merci pour vos remarques avisées et vos relectures attentives, votre perpétuel dévouement et votre soutien permanent. Merci enfin à Françoise pour ta disponibilité sans faille.

Je remercie aussi très chaleureusement les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer cette thèse. Je tiens à remercier particulièrement François Vial et Franck Lefèvre d'avoir mené à bien leur tâche fastidieuse de rapporteurs. Merci aussi à Patrick Mascart d'avoir présidé ce jury, à Jean-Luc de l'avoir *sauvé* in extremis, à Peter de m'avoir accordé son précieux temps, et merci à François et à Slimane d'avoir été plus que des examinateurs.

J'ai particulièrement apprécié la collaboration que j'ai eue avec certains membres de ce laboratoire. Je tiens à leur exprimer ici ma profonde reconnaissance. Je pense en particulier à Hervé, qui, en m'offrant des opportunités scientifiques enrichissantes et en m'apportant bien souvent un regard neuf, a joué un rôle essentiel dans la réalisation de ce travail ; à Michel, qui, grâce à ses conseils éclairés, m'a fait entrer sans crainte dans le monde merveilleux du modèle ARPEGE-Climat ; à Aurore, qui ne s'est pas contenté de constituer en permanence une ressource inépuisable mais a aussi relu *in extenso* le manuscrit ; à Yannick, dont nos échanges ont souvent dépassé le cadre du gymnase ; et à Gilles, pour ses remarques judicieuses au moment de préparer la soutenance.

Merci à tous les personnels techniques qui ont fait du B163 et de lxcaiac5 des lieux et outils de travail performants et parfois *attrayants*. Merci à celles et ceux (je pense bien sûr à Martine, à Laurent, à Seya ou à Marie-Hélène) qui ont grandement facilité mon travail en apportant leur aide pour les aspects - rébarbatifs ? - administratifs. Merci enfin à toutes les personnes qui ont fait de la salle de réunion du premier étage un lieu de détente fort appréciable par moments.

Je remercie enfin tout particulièrement celles et ceux qui, non contents d'avoir rendu le temps de travail libre, ont converti le temps libre en des moments souvent inoubliables. Un grand merci à Dirk, Francine, Gilles, Lucile, Jean-Marc, Aurore, Clotilde, Sam, Marine, Marc, Françoise, François, Robin, Pierre-Yves, Jean-Paul, Cloé, Anne, Fanny, Léa, Fabrice, Marion, Camille, Hannah, Antoine, Nadine, les Cargésiens, Sylvie, Julie, Bertrand, Marine, Jeanne, Alexis, Anouk, Hervé, Mathilde, Christophe, Yannick et à Aurélien qui est bien plus que le dernier de cette liste.

Il y a la thèse, il y a les voyages et il y a tout le reste... Merci Corinne...

À Toulouse, le 3 décembre 2010

# Résumé

L'importance du rôle de l'atmosphère moyenne dans le forçage des autres composantes du système climatique est aujourd'hui largement reconnue. Cela tient notamment à la place centrale occupée par l'ozone dans le bilan radiatif de l'atmosphère et aux conséquences sur la circulation atmosphérique de la destruction de l'ozone. Il apparaît également que la dynamique de la stratosphère influence de manière substantielle la variabilité dans la troposphère. Durant cette thèse, nous nous sommes attachés à développer des pistes d'amélioration de la modélisation de l'atmosphère moyenne dans le modèle de circulation générale, ARPEGE-Climat, tout en examinant le rôle potentiel de cette amélioration dans la circulation troposphérique.

Nous étudions tout d'abord, par des expériences numériques idéalisées, l'influence de la stratosphère équatoriale sur la dynamique extra-tropicale. Cette étude montre sans ambiguïté qu'une simulation précise de la circulation aux hautes latitudes de l'hémisphère nord ne peut se passer d'une représentation réaliste de la stratosphère tropicale.

Nous décrivons ensuite la mise en oeuvre d'une paramétrisation spectrale des ondes de gravité non orographiques dans le modèle ARPEGE-Climat. L'introduction de cette paramétrisation conduit à une distribution horizontale réaliste du flux de quantité de mouvement dans la stratosphère, à une amélioration de la représentation de la circulation en moyenne zonale ainsi qu'à une meilleure simulation de la variabilité stratosphérique équatoriale.

Enfin, le travail s'est orienté sur le développement et la validation d'un modèle de chimie-climat (CNRM-CCM) pour lequel le schéma chimique REPROBUS a été couplé avec le modèle ARPEGE-Climat. Ce nouveau modèle apparaît comme un outil approprié pour l'étude des interactions chimie-climat. L'introduction d'une chimie stratosphérique interactive permet de réduire certains biais chauds à la stratopause tropicale et de représenter de manière plus réaliste les vortex polaires hivernaux.

---

**Mots-clés** : Atmosphère moyenne - Dynamique - Chimie - Climat - Modélisation - Paramétrisation  
- Ondes de gravité - Oscillation quasi-biennale - Ozone

---

# Abstract

The importance of the role played by the middle atmosphere in forcing other parts of the climate system is now generally recognized. A major reason is the central role of stratospheric ozone as a climate gas and the resulting issues of ozone depletion on the atmospheric circulation. There is also evidence that the stratosphere substantially affects the tropospheric variability through dynamical processes. This PhD aims to investigate this influence through improving middle atmosphere modelling in the general circulation model, ARPEGE-Climat.

By using a set of idealized ensemble experiments, we first study the sensitivity of the northern hemispheric winter climate to the equatorial stratosphere circulation. The comparison between perturbed and control experiments reveals a significant influence on the extratropical stratospheric variability through an improved propagation of the planetary waves.

We then describe results from a simulation in which a spectral parameterization for small-scale non-orographic gravity waves is introduced into the general circulation model, ARPEGE-Climat. They show a realistic horizontal distribution of momentum flux in the stratosphere, an improved representation of the zonal-mean circulation and temperature structure and a better simulation of the equatorial stratospheric variability.

We finally present a description and evaluation of the chemistry-climate model, CNRM-CCM, which interactively combines the general circulation model ARPEGE-Climat with the stratospheric chemistry scheme REPROBUS. This new model appears as an appropriate tool to study chemistry-climate interactions. The introduction of a fully coupled chemistry improves the model dynamical climatology, with a substantial reduction of the temperature biases in the tropical stratopause region and a better representation of the winter polar vortices.

---

**Keywords** : Middle atmosphere - Dynamics - Chemistry - Climate - Modelling - Parameterization - Gravity waves - Quasi-Biennial Oscillation - Ozone

---

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction et objectifs scientifiques</b>	<b>1</b>
I.1	Le grand océan aérien . . . . .	1
I.2	L'atmosphère moyenne : pourquoi s'y intéresser ? . . . . .	2
I.3	Circulation générale de l'atmosphère moyenne . . . . .	3
I.3.1	Structure thermique et écoulement zonal moyens . . . . .	3
I.3.2	Action des ondes . . . . .	4
I.3.3	Composition chimique . . . . .	6
I.4	La variabilité de l'atmosphère moyenne . . . . .	8
I.4.1	Les oscillations équatoriales . . . . .	8
I.4.2	Les réchauffements stratosphériques soudains . . . . .	9
I.5	Objectifs et articulation de la thèse . . . . .	10
I.5.1	Positionnement de la thèse . . . . .	10
I.5.2	Articulation du manuscrit . . . . .	11
<b>II</b>	<b>Outils et méthodes</b>	<b>13</b>
II.1	Données observées et réanalyses . . . . .	13
II.1.1	Observations . . . . .	13
II.1.2	Réanalyses atmosphériques . . . . .	14
II.1.3	La climatologie SPARC . . . . .	14
II.2	Le modèle de circulation générale . . . . .	14
II.2.1	Un modèle de circulation générale . . . . .	14
II.2.2	Présentation du modèle ARPEGE-Climat . . . . .	15
<b>III</b>	<b>Influence de la stratosphère sur la variabilité troposphérique</b>	<b>21</b>
III.1	Contexte scientifique . . . . .	21
III.2	Article Climate Dynamics . . . . .	23
III.2.0	En résumé . . . . .	23
III.2.1	Introduction . . . . .	23
III.2.2	Method . . . . .	24
III.2.3	Results . . . . .	25
III.2.4	Conclusion . . . . .	31
III.2.5	Appendix . . . . .	34
III.3	Perspectives . . . . .	35
<b>IV</b>	<b>Les ondes de gravité non orographiques</b>	<b>37</b>
IV.1	Rôle dans l'atmosphère moyenne . . . . .	37
IV.1.1	De la haute mésosphère... . . . .	37
IV.1.2	...à la basse stratosphère . . . . .	38
IV.2	Fondements théoriques . . . . .	38

---



IV.2.1	Équations primitives . . . . .	39
IV.2.2	Équations linéarisées . . . . .	39
IV.2.3	Ondes monochromatiques . . . . .	40
IV.2.4	Action sur l'écoulement moyen . . . . .	42
IV.2.5	Saturation . . . . .	44
IV.3	Paramétrisations . . . . .	44
IV.3.1	Introduction . . . . .	44
IV.3.2	Émission d'un spectre d'ondes . . . . .	45
IV.3.3	Propagation verticale et traitement de la dissipation . . . . .	46
IV.4	La paramétrisation WMS . . . . .	47
IV.4.1	Description du schéma . . . . .	47
IV.4.2	Réglage des paramètres . . . . .	51
IV.5	Effets dans un modèle de circulation générale . . . . .	61
IV.5.1	Description des simulations . . . . .	61
IV.5.2	Climatologie en moyenne zonale de l'expérience de référence . . . . .	63
IV.5.3	Introduction du schéma d'ondes de gravité non orographiques . . . . .	67
IV.5.4	La mésosphère : drags et circulation résiduelle . . . . .	69
IV.5.5	La stratosphère polaire . . . . .	72
IV.5.6	La stratosphère équatoriale . . . . .	78
<b>V</b>	<b>La chimie de la stratosphère</b>	<b>85</b>
V.1	Modéliser la chimie de la stratosphère . . . . .	85
V.1.1	Chimie linéaire de l'ozone . . . . .	85
V.1.2	Chimie détaillée : la construction d'un modèle de chimie-climat . . . . .	86
V.2	Validation du modèle de chimie-climat . . . . .	88
V.2.1	Description des simulations et des modèles utilisés . . . . .	88
V.2.2	Dynamique . . . . .	89
V.2.3	Transport . . . . .	92
V.2.4	Chimie . . . . .	98
V.3	Rôle de la chimie et interaction avec la dynamique . . . . .	102
V.3.1	L'exemple de la haute stratosphère . . . . .	102
V.3.2	L'exemple du vortex polaire . . . . .	107
<b>VI</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>117</b>
<b>VII</b>	<b>Annexes</b>	<b>121</b>
VII.1	Coordonnée verticale généralisée . . . . .	121
VII.1.1	Formalisme mathématique . . . . .	121
VII.1.2	Équation de continuité . . . . .	122
VII.1.3	Coordonnée log-pressure . . . . .	123
VII.2	Représentation schématique d'un modèle de chimie-climat . . . . .	124

---



# Chapitre I

## Introduction et objectifs scientifiques

---

### I.1 Le grand océan aérien

*Je suis des vôtres! Je suis des vôtres! Je suis un soviétique!  
N'ayez pas peur, ne craignez rien! Je reviens du cosmos.  
Iouri Gagarine, 12 avril 1961.*

Rares sont les êtres humains qui, à l'instar du premier d'entre eux, ont pu un jour quitter l'atmosphère terrestre, cette enveloppe gazeuse qui entoure la Terre solide, et dans laquelle nous vivons tous. Bien qu'elle soit extrêmement mince (son épaisseur est de l'ordre de 100 km alors que le rayon de notre planète est de 6400 km en moyenne), cette *pellicule de gaz* tient un rôle tout à fait essentiel puisqu'elle rend la Terre plus hospitalière que ses soeurs jumelles Vénus et Mars, en protégeant la vie qui s'y est créée.

Le mot qui la désigne est entré dans le langage courant et le caractère directement observable de certaines de ses propriétés (il fait froid, il pleut,..) semble rendre sa connaissance accessible. Mais cette apparente simplicité est un trompe-l'oeil : l'atmosphère est en fait un système complexe et fragile, dont l'état n'est pas seulement déterminé par sa propre évolution mais résulte d'interactions à des échelles de temps et d'espace extrêmement diverses avec d'autres sous-systèmes (les océans, les banquises, les êtres vivants), qui forment ce que l'on appelle le système climatique.

*Le grand océan aérien.* Voilà comment Alfred Russel Wallace – cofondateur avec Charles Darwin de la théorie de l'évolution par la sélection naturelle – désignait l'atmosphère. Cette expression, qui évoque à l'esprit des courants et des tourbillons, rend à l'atmosphère son caractère de fluide géophysique soumis à des mouvements complexes et pas toujours intuitifs. Elle est également pertinente dans le sens où l'atmosphère partage avec l'océan un certain nombre de caractéristiques communes : ces deux fluides se déplacent sur une surface tournante et sphérique ; ils sont stratifiés ; ils sont soumis à des conditions aux limites particulièrement irrégulières ; leur composition chimique est complexe (l'atmosphère est un mélange de gaz aux propriétés très diverses, et l'eau peut s'y condenser sous les deux phases, liquide et solide).

Ce monde complexe et fascinant est l'objet d'étude de cette thèse. Elle fait suite à près d'un siècle de recherches. Mais les dernières décennies ont marqué une véritable rupture dans la connaissance de ce système, résultat de deux développements techniques majeurs : l'observation spatiale et le gain de puissance ininterrompu des ordinateurs. Il est alors devenu possible de mettre en oeuvre des méthodes numériques pour trouver une solution approchée aux équations de la mécanique et de la physique qui décrivent le mouvement atmosphérique. Ces répliques

numériques de l'atmosphère terrestre sont capables de rendre compte de ses caractéristiques essentielles (grands régimes de vents, précipitations, ...) et couvrent un large éventail d'application (prévision météorologique, diagnostic des fluctuations interannuelles du climat). Ces *modèles* (imparfaits certes) permettent non seulement de renforcer la connaissance des mécanismes climatiques, mais aussi de reproduire des évolutions ou des états climatiques. La modélisation, science expérimentale (on fait des *expériences numériques* comme on fait des expériences physiques) à l'intersection de plusieurs disciplines scientifiques (mathématiques, calcul informatique et sciences physiques) est au coeur de ce manuscrit.

## I.2 L'atmosphère moyenne : pourquoi s'y intéresser ?

*La stratosphère des matins d'été.*  
Natsuki Ikezawa, 1984.

L'atmosphère terrestre est traditionnellement divisée en plusieurs couches, définies à partir du profil vertical de température. La troposphère, qui tire son nom du grec *tropos* (tourbillon), est la partie la plus basse de l'atmosphère : elle s'étend du sol jusqu'à une altitude d'environ 10 km. Elle est le siège des phénomènes météorologiques que nous connaissons (nuages, précipitations, orages...). La température y décroît régulièrement avec l'altitude (d'environ 6 K par km) jusqu'à un minimum qui définit la tropopause. Au dessus de la tropopause, le profil vertical de température s'inverse et la température augmente progressivement avec l'altitude pour atteindre une valeur maximale vers 50 km d'altitude. Principalement due à l'absorption du rayonnement solaire par l'ozone, cette augmentation de la température avec l'altitude a pour effet d'inhiber les mouvements verticaux et de rendre cette couche de l'atmosphère stable et stratifiée. On la nomme stratosphère, du mot latin *stratum* (couche). La tropopause constitue, en raison de l'inversion du gradient thermique, une barrière dynamique qui, sans être totalement hermétique, réduit fortement les échanges verticaux entre la troposphère et la stratosphère. Au-delà de 50 km, la température diminue de nouveau jusqu'à une valeur minimale, aux environs de 85 km d'altitude. La présence d'oxygène moléculaire devient en effet trop faible pour assurer la présence d'ozone dans cette couche appelée mésosphère. Elle constitue avec la stratosphère ce que l'on nomme l'atmosphère moyenne (*middle atmosphere*).

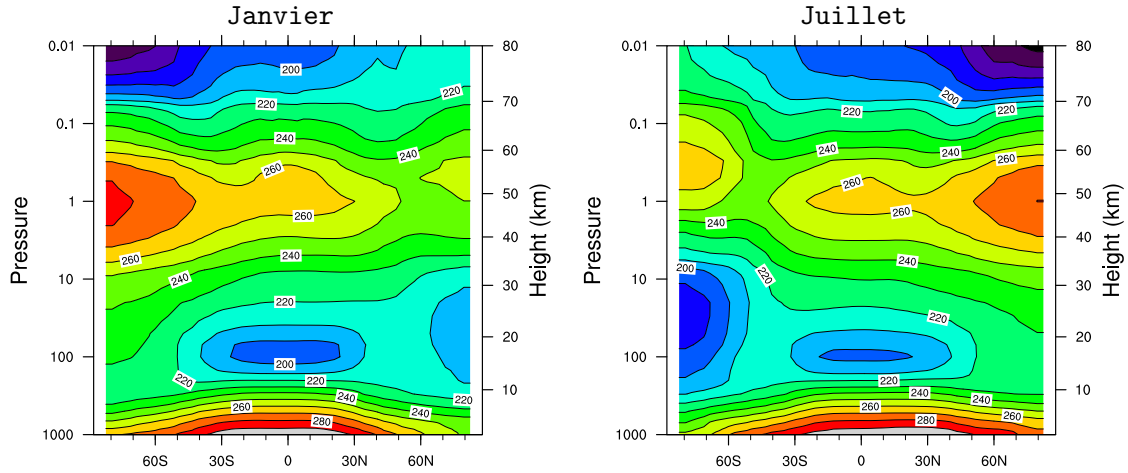
La troposphère concentre plus de 85% de la masse totale et quasiment toute la quantité d'eau atmosphérique. Cela ne fait bien sûr aucun doute que les processus qui se déroulent dans la troposphère sont prioritairement responsables des perturbations du temps et de la variabilité du climat. Néanmoins, l'atmosphère moyenne est étroitement liée à la troposphère et les actions réciproques qu'elles exercent l'une sur l'autre (*interactions*) ne sauraient être négligées. Ces interactions, sur lesquelles nous reviendrons longuement dans ce manuscrit, sont de 2 natures.

1. La première est de nature à la fois radiative et chimique. D'une part, l'absorption du rayonnement ultraviolet par l'ozone stratosphérique module de manière significative le forçage solaire à la surface, autrement dit l'énergie qui anime le système climatique. D'autre part, l'échange d'espèces-trace entre la troposphère et la stratosphère constitue un élément clé de la photochimie de la couche d'ozone.
2. La seconde est de nature purement dynamique. D'une part, le transport vertical de quantité de mouvement des ondes générées dans la troposphère cause localement, dans l'atmosphère moyenne, l'éloignement des conditions d'équilibre radiatif et induit des phénomènes divers tels que la circulation de Brewer-Dobson, les réchauffements stratosphériques soudains et l'oscillation quasi-biennale. D'autre part, la variabilité basse fréquence de la stratosphère précède parfois celle de la troposphère et a une influence sur les structures de variabilité troposphérique.

## I.3 Circulation générale de l’atmosphère moyenne

### I.3.1 Structure thermique et écoulement zonal moyens

Les températures zonales moyennes issues de la climatologie SPARC (Randel et al., 2004) sont représentées sur la **figure I.1** pour les mois de janvier et de juillet.

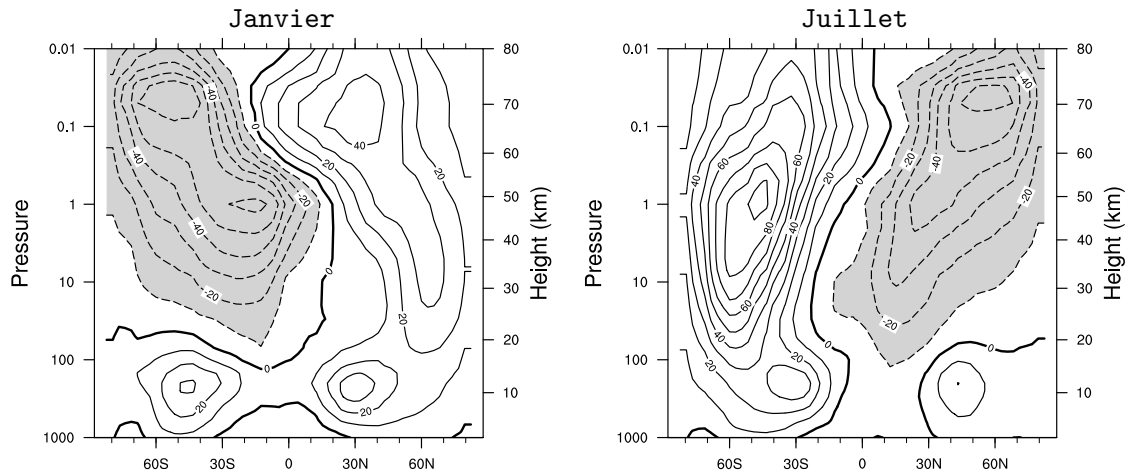


**Fig. I.1.** Coupes latitude-pression de la température (K) moyennée dans le temps et sur un cercle de latitude d’après la climatologie SPARC (Randel et al., 2004) pour les mois de janvier (gauche) et de juillet (droite). L’intervalle des contours est de 10 K.

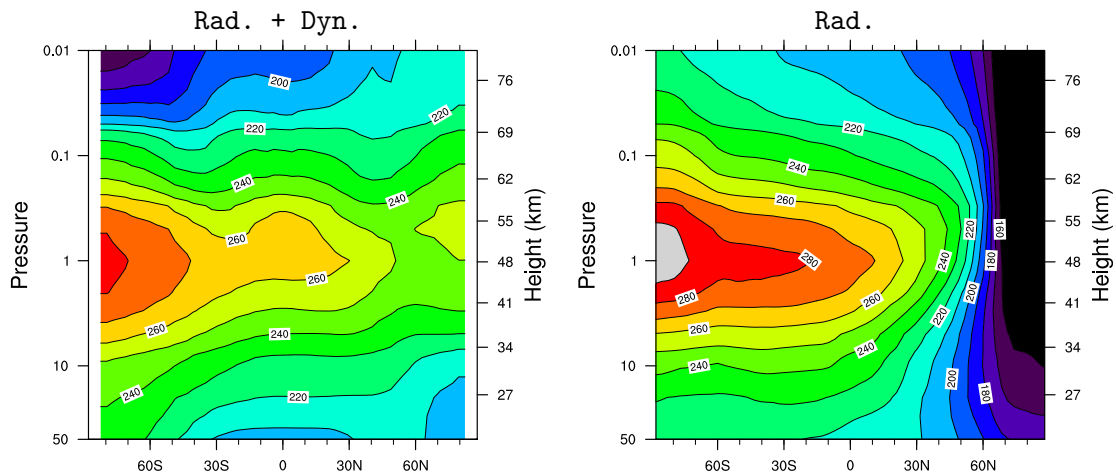
La structure, tant méridienne que verticale, des températures dans l’atmosphère moyenne est très différente de celle observée dans la troposphère. Dans celle-ci, la température, qui décroît rapidement avec l’altitude, est maximale dans les régions équatoriales et décroît en allant vers les pôles d’été et d’hiver. Au contraire, la température dans la stratosphère augmente avec l’altitude, pour atteindre un maximum à la stratopause, à 50 km d’altitude, puis décroît pour atteindre une valeur minimale à 80 km d’altitude. La structure méridienne est également bien différente. Dans la basse stratosphère (10-20 km), la température est minimale à l’équateur et maximale au pôle d’été et dans les moyennes latitudes de l’hémisphère d’hiver. Au dessus de 25 km (30 hPa), la température décroît uniformément du pôle d’été vers le pôle d’hiver.

Les climatologies du vent zonal moyen pour les mois de janvier et juillet sont représentées sur la **figure I.2**. La principale caractéristique de la dynamique de l’atmosphère moyenne tient à la présence d’un jet d’est dans l’hémisphère d’été et d’un jet d’ouest dans l’hémisphère d’hiver, avec un vent maximum atteint vers 70 km d’altitude. Autre fait notable : la présence d’un jet d’ouest aux hautes latitudes de l’hémisphère d’hiver. Nous reviendrons plus en détail sur la dynamique dans la zone équatoriale, dont nous verrons qu’elle est soumise à une très forte variabilité interannuelle, mal représentée par ces climatologies.

La circulation générale de l’atmosphère prise dans son ensemble peut être considérée en première approximation comme la réponse au chauffage causé par l’absorption de rayonnement solaire incident à la surface. Par contre, la circulation moyenne d’une sous-région ouverte de l’atmosphère, comme l’est l’atmosphère moyenne, n’est pas seulement le résultat de ce chauffage diabatique. Il est nécessaire de considérer le transfert de quantité de mouvement et d’énergie entre cette sous-région et le reste de l’atmosphère (Holton, 2004). En l’absence de ces échanges, l’atmosphère moyenne serait en situation dite d’équilibre radiatif et son évolution annuelle suivrait celle du cycle solaire. La **figure I.3** présente une comparaison, pour le mois de janvier, de la température observée et de la température qui résulterait d’un équilibre radiatif pur.



**Fig. 1.2.** Coupes latitude-pression du vent zonal ( $m.s^{-1}$ ) moyenné dans le temps et sur un cercle de latitude d'après la climatologie SPARC (Randel et al., 2004) pour les mois de janvier (gauche) et de juillet (droite). L'intervalle des contours est de  $10 m.s^{-1}$ ; les vents d'est (valeurs négatives) sont indiqués par des zones grisées.



**Fig. 1.3.** Coupes latitude-pression de la température (K) en moyenne mensuelle (janvier) et zonale : d'après la climatologie SPARC (Randel et al., 2004) pour la figure de gauche et résultant de l'équilibre radiatif pour celle de droite, d'après (Holton, 2004). L'intervalle des contours est de 10 K.

Bien que l'augmentation à peu près uniforme de la température observée entre le pôle d'hiver et le pôle d'été entre 30 et 60 km soit similaire à celle de la température obtenue en situation d'équilibre radiatif, la différence de température entre les deux pôles est beaucoup moins marquée. Au dessus de 60 km, le signe de ce gradient est même opposé : la température observée à la mésopause polaire (80 km) d'été est beaucoup plus basse que celle d'hiver. C'est même la région la plus froide de l'atmosphère.

### I.3.2 Action des ondes

#### I.3.2.1 Qui sont-elles ?

L'écart entre la température réelle et la température en situation d'équilibre radiatif (qui peut être localement important, comme dans la stratosphère de l'hémisphère d'hiver et à la mésopause) trouve son origine dans un transport dynamique de chaleur. Ce chauffage (refroi-

dissement) dynamique peut être pensé (c'est un concept théorique largement utilisé) comme la conséquence de l'interaction entre un écoulement *moyen* (que l'on peut considérer comme zonal) et des *perturbations* qui se superposent à cet écoulement moyen. Pour les désigner, la littérature (Andrews et al., 1987) emploie l'intraduisible terme d'*eddies* ou celui de *waves* (ondes).

Les mouvements ondulatoires dans l'atmosphère résultent de l'effet antagoniste des forces d'inertie et de forces de rappel exercées sur les parcelles de fluide déplacées (sur la verticale ou en latitude) de leur position d'équilibre. Pour les ondes qui nous intéressent, cette force de rappel est due soit à la variation avec la latitude du paramètre de Coriolis, soit à la gravité. La première est à l'origine des ondes de Rossby (ou ondes planétaires) alors que la seconde est responsable de celle des ondes de gravité. À l'intérieur de chacune de ces classes générales, on les distingue ensuite selon leurs structures horizontale et verticale, et selon leur mécanisme d'excitation.

Les ondes de Rossby ou ondes planétaires sont des systèmes de très grande échelle (plusieurs milliers de kilomètres sur l'horizontale et plusieurs kilomètres sur la verticale) et sont engendrées par les grands systèmes orographiques. Ces ondes sont quasi-stationnaires mais peuvent éventuellement se propager lentement vers l'ouest ou verticalement jusqu'à la stratosphère. Les ondes de gravité sont d'échelle plus réduite et sont créées par tous les phénomènes susceptibles d'induire localement de fortes vitesses verticales dans l'atmosphère (orographie, convection profonde, ...).

### 1.3.2.2 Quel est leur rôle ?

De quelle manière ces ondes participent-elles à la dynamique de l'atmosphère moyenne ? Si l'atmosphère était un immeuble, des ondes prendraient en permanence l'ascenseur pour distribuer le courrier des étages les plus bas aux étages les plus hauts. Un travail à la fois essentiel et éphémère : elles disparaissent (on dit qu'elles *déferlent* ou qu'elles *se dissipent*) au moment même où elles distribuent leur courrier un peu spécial que l'on nomme quantité de mouvement. L'étage auquel elles s'arrêtent et la quantité de courrier qu'elles y déposent dépendent non seulement de certaines de leurs propriétés (de leur vitesse de phase notamment) mais aussi de l'*attractivité* des étages. C'est l'écoulement moyen de l'atmosphère, qui, au gré de l'activité des ondes et de leur choix de l'étage de destination, est accéléré ou ralenti<sup>1</sup>. Ainsi, l'attractivité des étages change, les destinations les plus prisées par les ondes changent, et l'attractivité des étages change de nouveau. Avec cette description volontairement imagée de l'interaction ondes-écoulement moyen, vous aurez, je l'espère, compris le rôle essentiel joué par les ondes dans la dynamique de l'atmosphère moyenne. Dans le chapitre 4, l'explication de ce mécanisme sera beaucoup plus précise et théorique. Voyons toutefois comment le courrier est régulièrement distribué dans l'immeuble. La **figure 1.4** décrit l'effet des ondes dans l'atmosphère moyenne.

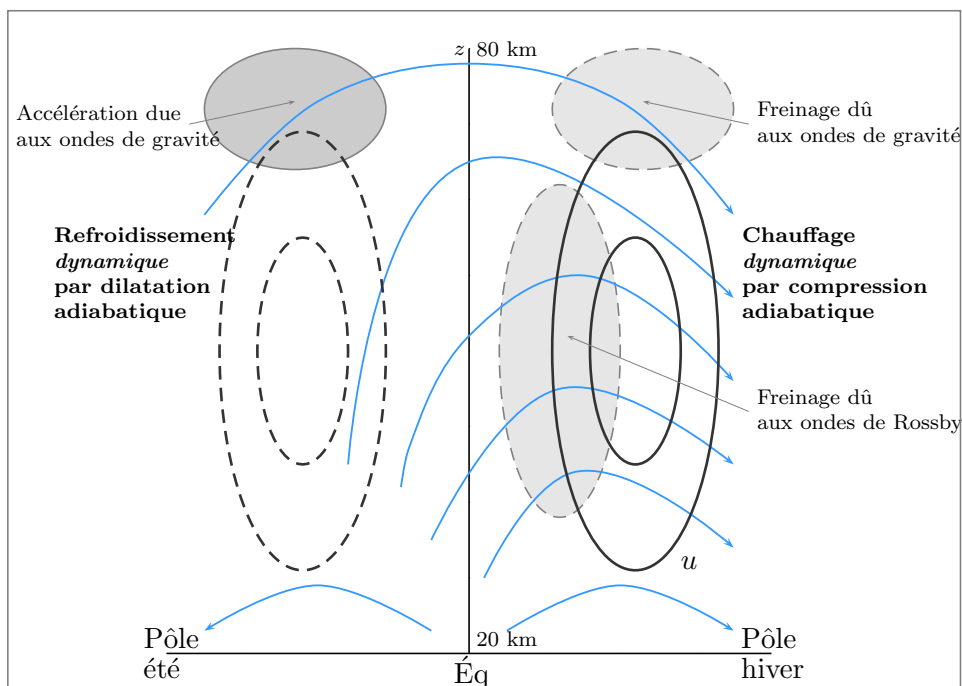
Les ondes de gravité sont celles qui se propagent le plus haut. Celles qui se propagent à travers le jet d'ouest (il est dans l'hémisphère d'hiver), freinent l'écoulement moyen lorsqu'elles se dissipent. Elles contribuent à la *fermeture* du jet (le vent tend vers zéro) au niveau de la mésopause. Le schéma est identique pour le jet d'est. Quant aux ondes de Rossby, leur effet consiste à freiner le jet d'ouest dans la stratosphère aux moyennes latitudes de l'hémisphère d'hiver.

### 1.3.2.3 La circulation méridienne

Ces modifications de l'écoulement moyen s'accompagnent d'une circulation méridienne (mouvement dans les directions verticale et nord-sud), représentée schématiquement sur la **figure 1.4**.

---

<sup>1</sup>La littérature a longtemps abusivement employé le mot *drag* (traînée) pour décrire cette action, alors qu'elle peut être dans le sens opposé d'un freinage de l'écoulement moyen.



**Fig. I.4.** Représentation schématique de l'action des ondes dans l'atmosphère moyenne. Les lignes de courant de la circulation méridienne induite par le déferlement des ondes sont représentées de manière schématique (bleu). La structure du vent zonal est représentée en noir, tandis que les zones grisées correspondent aux zones de déferlement des ondes.

À la mésopause, elle se caractérise par un mouvement du pôle d'été vers le pôle d'hiver associé à un mouvement ascendant au pôle d'été et subsident au pôle d'hiver. Dans les régions de subsidence (ascendance), l'air se réchauffe (refroidit) par compression (détente) adiabatique. C'est la raison pour laquelle les températures polaires en hiver sont nettement plus hautes (autour de 50 K) que celles prédites par l'équilibre radiatif (cf **figure I.3**). Ceci explique également les très basses températures observées à la mésopause polaire d'été.

Dans la basse stratosphère, la circulation méridienne se caractérise par 2 cellules (à peu près symétriques par rapport à l'équateur) où l'air monte dans la stratosphère au-dessus de la tropopause tropicale, se déplace vers le Pôle, puis retourne dans la troposphère aux hautes latitudes. Elles portent le nom de circulation de Brewer-Dobson. Brewer (1949) tentait d'expliquer le caractère extrêmement sec de la stratosphère, tandis que Dobson (1956) s'attachait à expliquer la différence de localisation entre les régions où l'ozone est produit (équatoriales) et les régions où l'on observe les maxima de concentration d'ozone (basse stratosphère polaire). La vitesse verticale typique est de  $0.1 \text{ mm.s}^{-1}$ , tandis que la vitesse méridienne atteint  $1 \text{ m.s}^{-1}$  : il faut donc à peu près 1 à 2 ans à une parcelle d'air pour être transportée de la troposphère vers la haute stratosphère, et près de 4-5 ans pour atteindre la basse mésosphère. L'âge de l'air constitue ainsi un diagnostic de l'intensité de la circulation de Brewer-Dobson.

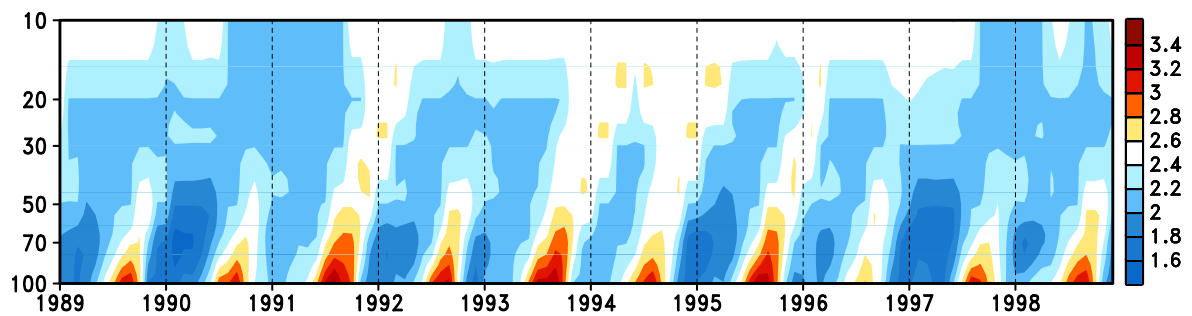
### I.3.3 Composition chimique

L'ozone, la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone sont les espèces-trace les plus importantes dans la dynamique de l'atmosphère moyenne. Parmi ces trois espèces actives d'un point de vue radiatif, seul le  $\text{CO}_2$  est relativement bien mélangé dans l'ensemble de l'atmosphère moyenne. Les distributions de vapeur d'eau et d'ozone connaissent au contraire une forte variabilité spatiale et temporelle.



### I.3.3.1 La vapeur d'eau

Alors que le rapport de mélange de la vapeur d'eau peut atteindre, dans la troposphère, des valeurs de l'ordre de 0.03 par volume, il se situe, pour la stratosphère, dans une gamme 2-6 ppmv (parties par millions en volume). Le caractère très sec de la stratosphère peut s'expliquer qualitativement si l'on suppose (c'est l'hypothèse faite par Brewer en 1949!) que l'air troposphérique entrant dans la stratosphère passe à travers la très froide et donc très asséchante région de la tropopause tropicale. Les mécanismes à l'origine des échanges de vapeur d'eau entre la troposphère et la stratosphère sont encore mal compris et régulièrement discutés. Au dessus de 20 km d'altitude, une augmentation progressive avec l'altitude du rapport de mélange de la vapeur d'eau intervient du fait de l'oxydation du méthane (mécanisme réactionnel conduisant à la production de 2 molécules de  $H_2O$  pour une molécule de méthane ( $CH_4$ ) détruite).



**Fig. I.5.** Évolution temporelle en fonction de l'altitude du rapport de mélange massique (ppmm) de la vapeur d'eau stratosphérique, en moyenne zonale, à l'équateur, entre 1989 et 1999; données extraites d'ERA-interim.

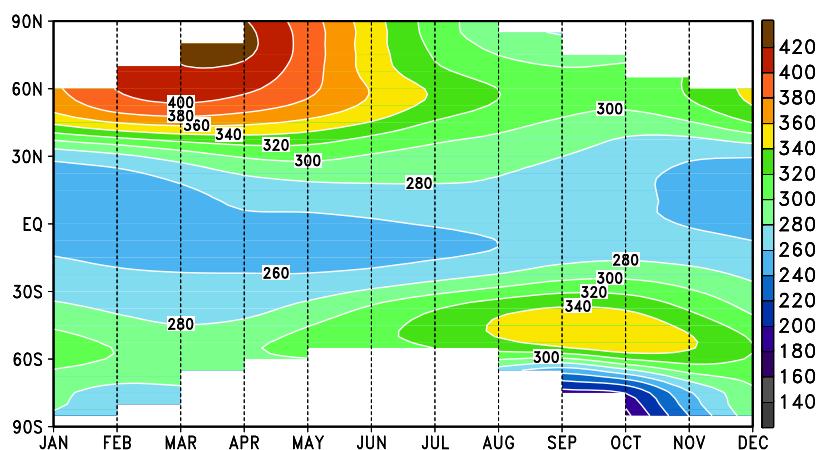
Le cycle saisonnier de la vapeur d'eau dans la stratosphère est bien corrélé avec celui de la température de la tropopause tropicale suivant le mécanisme de *tape recorder* (Mote et al., 1996). Au moment de franchir la tropopause, l'air est en quelque sorte *marqué* et conserve ensuite, au cours de sa très lente ascension, les caractéristiques qu'il acquiert à la tropopause tropicale. Les observations montrent en effet un retard de phase systématique (qui s'accroît avec l'altitude) entre le cycle annuel de la vapeur d'eau entrant dans la stratosphère et le même cycle annuel à des altitudes supérieures (**figure I.5**). C'est une manière de diagnostiquer l'intensité de la branche ascendante de la circulation de Brewer-Dobson.

### I.3.3.2 L'ozone stratosphérique

L'ozone stratosphérique rassemble près de 90% de la quantité totale d'ozone contenue dans l'atmosphère terrestre. Bien qu'en faible concentration relative, de l'ordre de quelques molécules d'ozone par million de molécules d'air, l'ozone stratosphérique est d'une importance fondamentale. L'efficacité de l'absorption du rayonnement solaire ultraviolet dépend de l'épaisseur locale de la couche d'ozone, c'est-à-dire du nombre total de molécules d'ozone le long du trajet optique des rayons. Cette quantité est appelée colonne totale d'ozone et est le plus souvent exprimée en unité Dobson (DU)<sup>2</sup>.

L'ozone est principalement produit dans les régions équatoriales où le rayonnement solaire est suffisamment intense pour photo-dissocier constamment l'oxygène moléculaire. Or, paradoxalement, la colonne totale d'ozone est maximale près des pôles, loin de sa région de production

<sup>2</sup>Une unité Dobson correspond à une épaisseur théorique d'ozone d'un centième de millimètre à température et pression standard (273 K et 1 atmosphère). Elle représente  $2,69 \times 10^{16}$  molécules d'ozone par  $cm^2$ .



**Fig. 1.6.** Colonne totale d’ozone (DU) en fonction du mois et de la latitude. Valeurs issues des mesures de l’instrument satellitaire TOMS, moyenne 1979-2008.

(**figure 1.6**). Il est donc clair que la distribution spatiale et temporelle de l’ozone dans la stratosphère n’est pas simplement déterminée par l’équilibre photochimique entre sa production et sa destruction. Les mouvements dynamiques associés à la circulation générale jouent en effet un rôle fondamental en redistribuant l’ozone à travers l’ensemble de la stratosphère. L’importance relative de la photochimie et de la dynamique dans la variabilité spatio-temporelle de l’ozone dépend toutefois du domaine d’altitude considéré. Dans la haute stratosphère (entre 30 et 50 km d’altitude), la durée de vie de l’ozone est courte, de quelques heures à la journée. L’ozone est alors en équilibre photochimique et sa concentration est déterminée par le rapport entre sa production et sa destruction, les phénomènes de transport pouvant être négligés. En revanche, dans la basse stratosphère, la situation est différente : le taux des réactions photochimiques devient faible, le temps nécessaire pour atteindre l’équilibre photochimique devient grand par rapport aux échelles de temps des mouvements atmosphériques. Ainsi, la distribution de l’ozone dans la basse stratosphère est fortement conditionnée par le transport lié aux mouvements atmosphériques.

## I.4 La variabilité de l’atmosphère moyenne

### I.4.1 Les oscillations équatoriales

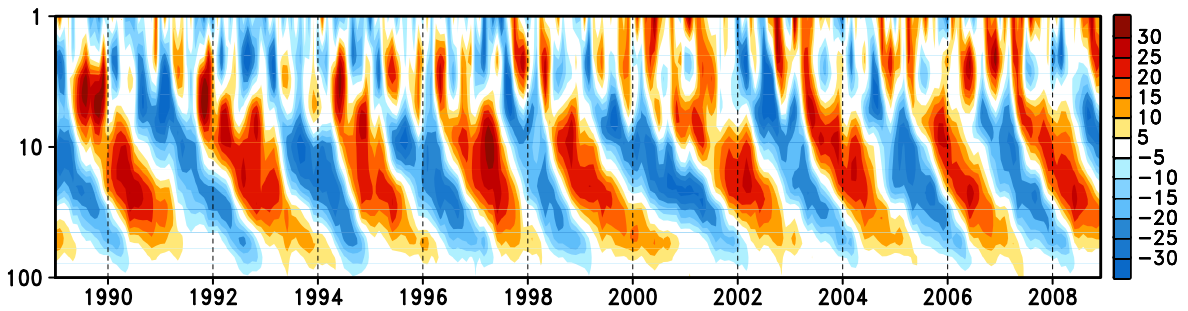
Dans l’atmosphère moyenne équatoriale, au-dessus de 35 km d’altitude, le cycle saisonnier se caractérise par une oscillation *semi-annuelle* du vent zonal moyen. Dans la basse stratosphère, en revanche, le cycle saisonnier est largement *outrépassé* par une oscillation bien plus longue, dont la période moyenne de 27 mois lui confère le nom d’oscillation quasi-biennale.

#### I.4.1.1 L’oscillation quasi-biennale (QBO)

L’oscillation quasi-biennale<sup>3</sup> est caractérisée en moyenne zonale par une alternance, avec des périodes moyennes allant de 22 à 34 mois, de régimes de vents d’est et d’ouest. L’amplitude maximale de l’oscillation est de l’ordre de 20 à 30 m.s<sup>-1</sup> vers 30 hPa. Les vents d’est y sont généralement plus forts que les vents d’ouest, comme on peut le voir sur la **figure 1.7**. Les

<sup>3</sup>Ce paragraphe ne constitue qu’une *entrée en matière* ; la QBO sera abordée sous différents aspects tout au long de ce manuscrit.

régimes de vents qui se succèdent se propagent vers le bas avec une vitesse moyenne de l'ordre de 1 km/mois.



**Fig. 1.7.** Série temporelle de la QBO (moyennes mensuelles désaisonnalisées de la moyenne zonale du vent zonal à l'équateur) en  $m.s^{-1}$ , extraite des données ERA-interim entre 1989 et 2008. Les couleurs rouges et bleues représentent respectivement les vents d'ouest et les vents d'est.

Découverte simultanément au début des années 60 par Reed et al. (1961) et par Veryard et Ebdon (1961), elle a fait l'objet d'un nombre important de publications (voir Baldwin et al. (2001) pour une revue détaillée). L'explication la plus probable de ce phénomène propose le pilotage par des ondes, plutôt de grande échelle, forcées dans la troposphère équatoriale et se propageant verticalement. La QBO résulterait alors d'interactions non-linéaires entre ces ondes et l'écoulement moyen. Bien qu'étant un phénomène tropical, cette oscillation a un impact non négligeable sur les régions extra-tropicales, notamment à travers la modulation du vortex polaire.

#### I.4.1.2 L'oscillation semi-annuelle (SAO)

Comme l'oscillation quasi-biennale, l'oscillation semi-annuelle est une oscillation du vent zonal dans la stratosphère équatoriale. L'oscillation est maximale près de la stratopause d'une part et près de la mésopause d'autre part. L'amplitude maximale à la stratopause est de l'ordre de  $30 m.s^{-1}$ . Le maximum de vent d'ouest se produit juste après l'équinoxe, celui du vent d'est juste après le solstice. L'accélération d'ouest débute à la stratopause et se propage vers le bas à une vitesse de 10 km par mois : le mécanisme associé implique des ondes équatoriales de grande échelle (et aussi sans doute des ondes de gravité). L'accélération d'est, quant à elle, semble se produire simultanément à tous les niveaux. Le rôle joué par des ondes se propageant verticalement semble mineur, laissant la place à des processus de transport horizontal de moment cinétique.

#### I.4.2 Les réchauffements stratosphériques soudains

L'hémisphère d'hiver aux latitudes extra-tropicales est le siège d'un fort jet d'ouest (on parle de *vortex polaire* ou de *jet de la nuit polaire*) associé à des températures très basses (**figures 1.1** et **1.2**). De manière sporadique, en hiver et essentiellement dans l'hémisphère nord, cette situation (stratosphère polaire froide avec vortex d'ouest) peut changer en un laps de temps très court : en l'espace de quelques jours, les vents d'ouest disparaissent, laissant la place à un régime d'est ; on assiste également à un réchauffement de grande échelle de la stratosphère polaire (près de 40 K en quelques jours à 50 hPa). On parle de réchauffement stratosphérique soudain<sup>4</sup>. S'il se produit assez tôt dans la saison hivernale, il peut y avoir un retour graduel vers un écoulement normal. L'origine de ce phénomène est là encore dynamique : elle est reliée

<sup>4</sup>Sudden Stratospheric Warming (SSW)

à la propagation sur la verticale des ondes stationnaires d'échelle planétaire, générées dans la troposphère (Matsuno, 1971). Ces réchauffements apparaissent plus souvent dans l'hémisphère nord, à cause de la disparité inter-hémisphérique de l'activité des ondes de Rossby, et en moyenne tous les 2 ans.

## I.5 Objectifs et articulation de la thèse

*The middle atmosphere cannot be properly understood without considering the complex interactions among dynamics, chemistry and radiation.*  
Andrews et al. (1987)

### I.5.1 Positionnement de la thèse

Dans les paragraphes précédents, nous avons essayé de donner une vision d'ensemble de l'atmosphère moyenne et, à travers celle-ci, tenté de mettre en relief le rôle indissociable de la dynamique, de la chimie et du rayonnement dans cette région de l'atmosphère. C'est la raison pour laquelle une modélisation réaliste de l'atmosphère moyenne ne doit pas se contenter de représenter *séparément* ces trois composantes : la description détaillée de leurs interactions doit également être prise en compte.

Ce panorama de l'atmosphère moyenne a aussi démontré qu'elle ne peut être dissociée de sa voisine troposphérique. Le lien étroit qui les unit est de plusieurs natures (rôle actif des ondes générées dans la troposphère dans la dynamique de l'atmosphère moyenne ; influence sur la composition chimique de l'atmosphère moyenne d'espèces émises dans la troposphère) et ajoute à l'ambition de la modélisation réaliste de l'atmosphère moyenne deux nouvelles exigences : la représentation correcte de la troposphère et la prise en compte de son interaction avec l'atmosphère moyenne.

La richesse et la complexité des phénomènes mis en jeu fait de la modélisation de l'atmosphère moyenne un exercice passionnant. Malheureusement, la durée de cette thèse ne permet pas de traiter dans le détail l'intégralité de ces processus. Seuls quelques-uns d'entre eux (les ondes de gravité, l'oscillation quasi-biennale, la chimie stratosphérique) seront abordés. Bien que l'une des finalités soit de les intégrer dans le modèle atmosphérique, nous tâcherons de les explorer *en tant que tels*. C'est la raison pour laquelle ils seront traités sous différents angles (concepts théoriques, modèles simples et modélisation tri-dimensionnelle).

Cette démarche ne peut être fructueuse que si elle a conscience des limites auxquelles elle doit faire face. Nous en avons identifié au moins deux principales. La première d'entre elles renvoie à l'inévitable restriction du domaine d'étude, alors que nous rappelions, au début de ce paragraphe, le caractère éminemment global des phénomènes étudiés. La thèse s'est ainsi bornée à l'analyse de la seule composante atmosphérique du modèle climatique. Dans ce contexte, il devient nécessaire de s'assurer que le phénomène est bien *quantifié* dans le domaine considéré. Cela n'exclut pas que son importance devienne relative, voire négligeable dans un contexte plus général mais son évolution ou sa remise en question s'avère alors plus facile. La seconde contrainte concerne la *finitude* des outils dont nous disposons. Pour être utilisables avec les moyens de calcul actuels, les modèles climatiques présentent des caractéristiques dont il faut tenir compte dans une démarche de modélisation. Prenons deux exemples. La résolution influe directement sur la manière de traiter des phénomènes de petite échelle, comme les ondes de gravité. De la même manière, le nombre de traceurs que peut raisonnablement transporter le modèle influe sur la complexité du schéma utilisé pour décrire la chimie de la stratosphère. La

complexité des approximations proposées par le modélisateur doit ainsi s'adapter aux possibilités de l'outil dont il dispose.

Le travail exposé dans ce document s'inscrit à la fois dans la lignée des parutions théoriques sur l'atmosphère moyenne (et dont les principales ont été citées dans les paragraphes qui précèdent) et dans celles, plus récentes, qui ont fait de l'atmosphère moyenne une composante à part entière des modèles de circulation générale (GCM). À la suite du laboratoire GFDL<sup>5</sup> (Fels et al., 1980), de nombreux groupes de recherche ont inclus l'atmosphère moyenne dans leurs GCM : Hamilton et al. (1995) ; Boville (1995) ; Manzini et al. (1997) ; Beagley et al. (1997) ; Butchart et Austin (1998).

Le modèle du CNRM<sup>6</sup>, ARPEGE-Climat, n'a pas dérogé à la règle (Déqué et al., 1994) et a même longtemps constitué un pionnier dans l'étude de la stratosphère, que ce soit pour la chimie (Cariolle et Déqué, 1986) et pour la dynamique (Cariolle et al., 1993). Ce travail s'évertue, modestement, à perpétuer cette tradition.

## I.5.2 Articulation du manuscrit

Introductif, ce **premier chapitre** est une invitation au voyage au sein de l'atmosphère moyenne. Ses principales caractéristiques y sont exposées dans un souci de pédagogie et de simplicité afin de permettre au lecteur peu averti de se familiariser avec les concepts et phénomènes évoqués tout au long de ce document.

Tandis que le premier chapitre s'attarde sur l'objet d'étude, le **chapitre 2** décrit les données (principalement des données observées ou issues de la simulation numérique) et outils utilisés (principalement des modèles numériques) durant cette thèse.

Le **chapitre 3** aborde le lien dynamique entre la troposphère et la stratosphère, et propose une étude qui vise à évaluer l'importance de la stratosphère équatoriale pour la dynamique de l'atmosphère extra-tropicale. Elle s'appuie sur la comparaison d'une simulation de référence avec une simulation *idéalisée* incluant une stratosphère équatoriale rendue *parfaite* par la technique du *nudging*.

Le **chapitre 4** est entièrement consacré aux ondes de gravité. Leur description théorique est suivie de la présentation des méthodes (*paramétrisations*) les plus courantes pour les représenter de manière efficace dans un modèle de circulation générale. La paramétrisation choisie est testée dans une configuration unidimensionnelle, puis son effet est évalué dans le modèle ARPEGE-Climat.

Le **chapitre 5** s'efforce de décrire la conception puis la validation d'un modèle de chimie-climat. L'effet produit par le couplage chimique est analysé attentivement dans un second temps.

Enfin, le **chapitre 6** énonce les conclusions et perspectives, faisant office à la fois de synthèse et d'ouverture vers d'autres horizons ou d'autres altitudes...

---

<sup>5</sup>Geophysical Fluid Dynamics Laboratory

<sup>6</sup>Centre National des Recherches Météorologiques



# Chapitre II

## Outils et méthodes

---

### II.1 Données observées et réanalyses

L'histoire du climat (du *temps qu'il a fait*) est enregistrée depuis de nombreuses années. La répartition des points d'observation, les techniques de mesure et la précision des relevés ont considérablement varié au cours du temps. Depuis quelques décennies, le nombre des données s'est accru de manière très rapide, avec l'avènement de l'observation par satellite. Plus nombreuses, les données récentes sont aussi plus fiables. De nombreux travaux ont ainsi pour but d'*homogénéiser* à la fois spatialement et temporellement les séries observées afin de fournir à la communauté scientifique des jeux de données de référence. Dans cette étude sont utilisées à la fois des données d'observation et des données issues de réanalyses atmosphériques.

#### II.1.1 Observations

##### TOMS

L'instrument TOMS<sup>1</sup> fut initialement installé à bord du satellite Nimbus-7 de la NASA. Lancé en octobre 1978, l'instrument a définitivement cessé de fonctionner en 1993. Il a alors été relayé par des instruments identiques embarqués à bord des satellites Meteor-3 (1992-1994) et EarthProbe (1996-2005). L'instrument TOMS mesure les luminances du rayonnement ultraviolet solaire réfléchi par l'atmosphère, pour six longueurs d'ondes différentes. La colonne totale d'ozone est calculée à partir du rapport des mesures effectuées pour deux canaux différents. Une carte quotidienne de la colonne totale d'ozone, avec une résolution spatiale de l'ordre de 50 km, est ainsi obtenue, à l'exception des régions plongées dans la nuit polaire. La précision est de l'ordre de 1%, mais décroît pour des angles zénithaux élevés, autrement dit en bordure de la nuit polaire (McPeters et Labow, 1996). En raison de la longueur de la série observée, les données de l'instrument TOMS sont particulièrement utiles pour la validation de la distribution d'ozone.

##### HALOE-MLS-CLAES

Le satellite à orbite basse UARS a été lancé en 1991 par la NASA dans l'objectif d'étudier la composition chimique de l'atmosphère. À son bord, différents instruments d'observations parmi lesquels HALOE<sup>2</sup>, qui utilise une technique d'occultation solaire, MLS<sup>3</sup>, qui utilise une technique de sondage micro-onde au limbe, et le spectromètre CLAES<sup>4</sup>, ces deux derniers per-

---

<sup>1</sup>Total Ozone Mapping Spectrometer

<sup>2</sup>HALogen Occultation Experiment

<sup>3</sup>Microwave Limb Sounder

<sup>4</sup>Cryogenic Limb Array Etalon Spectrometer

mettant de compléter les données manquantes d'HALOE dans la nuit polaire. Ces instruments ont fonctionné plus de dix ans et permis de créer des climatologies (Grooss et Russell, 2005) des principales espèces chimiques, parmi lesquelles  $O_3$ ,  $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $NO_x$ ,  $HCl$ ,  $HNO_3$  et  $N_2O$ . Il est à noter que l'instrument MLS est désormais embarqué à bord du satellite AURA, lancé en 2004.

### II.1.2 Réanalyses atmosphériques

Une réanalyse est en quelque sorte une reconstitution historique des états passés de l'atmosphère. On s'appuie pour cela sur un modèle numérique capable de simuler la dynamique et la physique de l'atmosphère. Toutes les observations disponibles sont assimilées (en quelque sorte *digérées*) par le modèle qui façonne ainsi *a posteriori* une image de l'atmosphère aussi fidèle que possible. Le processus d'assimilation de données permet de pallier les disparités géographiques et autres défauts des observations, et l'utilisation d'un modèle dynamique assure la cohérence physique des paramètres calculés. Les réanalyses permettent ainsi de décrire la structure verticale de l'atmosphère et constituent dès lors un outil précieux dans la compréhension du système climatique. Voici la liste des réanalyses que nous avons utilisées dans cette thèse :

- la réanalyse ERA-40 du Centre européen de prévision<sup>5</sup>, qui couvre la période 1958-2001 (Uppala et al., 2005). Les données sont disponibles toutes les 6h, avec 60 niveaux de pression de 1000 hPa à 0.1 hPa.
- la réanalyse ERA-Interim, qui couvre la période 1989-2008 (Uppala et al., 2008). Par rapport à sa devancière, elle bénéficie d'une nouvelle méthode d'assimilation (4D-Var), d'un modèle à plus haute résolution horizontale (T255) possédant une meilleure physique et de données d'observation supplémentaires – données GOME (Global Ozone Monitoring Experiment) de profils d'ozone –. La résolution verticale est par contre inchangée (utilisation de 60 niveaux et dernier niveau à 0.1 hPa). La circulation méridienne semble mieux représentée que dans ERA-40 (Simmons et al., 2006), mais les biais de température dans la haute stratosphère, bien que de signe opposé, sont du même ordre (environ 5 K).
- la réanalyse des centres météorologiques américains NCEP et NCAR, qui couvre la période 1948-2008 (Kalnay et al., 1996). Les données sont disponibles toutes les 6h, sur 17 niveaux de pression de 1000 hPa à 10 hPa. Certaines études ont mis en évidence dans ces données un certain nombre de ruptures temporelles, notamment dans l'hémisphère nord.

### II.1.3 La climatologie SPARC

La climatologie SPARC, déjà évoquée dans le premier chapitre, est disponible pour les moyennes zonales de vent et de température pour une altitude allant jusqu'à 85 km (Randel et al., 2004). Ces moyennes combinent les données des analyses du Met Office (Swinbank et O'Neill, 1994) à des données obtenues avec les instruments HALOE et MLS.

## II.2 Le modèle de circulation générale

### II.2.1 Un modèle de circulation générale

Déjà évoqué au tout début de ce manuscrit, le modèle numérique qui cherche à simuler les mouvements atmosphériques prend le nom de modèle de circulation générale (GCM). Il s'agit, par des méthodes numériques, de calculer une solution approchée des équations aux dérivées partielles qui décrivent l'évolution de l'atmosphère : à partir de données d'entrée externes (flux solaire, températures de surface des océans) et de conditions initiales, ce modèle est capable de

---

<sup>5</sup>European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF)



déterminer l'évolution temporelle tri-dimensionnelle des variables météorologiques essentielles (vent, température, humidité, ...).

Trois éléments principaux constituent le *génome* du modèle et fondent son identité. La mise en équation du mouvement atmosphérique suppose tout d'abord un certain nombre d'hypothèses (le moins possible est souhaitable bien sûr). C'est la première pierre du modèle, son *squelette* en quelque sorte. La plupart des GCM ont le même. La méthode numérique de résolution de ces équations constitue la deuxième marque distinctive du modèle. Il existe de nombreuses méthodes d'approximation numériques des équations aux dérivées partielles mais leur principe est bien souvent le même : il s'agit d'obtenir des valeurs numériques discrètes (c'est-à-dire en nombre fini) qui approchent en un sens convenable la solution exacte. La méthode numérique choisie est ainsi indissociable d'une *discrétisation* (découpage en petites boîtes, on parle aussi de maillage) de l'atmosphère. Ce pourrait être suffisant mais l'échelle spatiale du maillage est trop lâche pour retenir tous les processus qui ont une importance significative et un grand nombre d'entre eux doit être représenté de manière simplifiée, ou *paramétrée*. C'est le cas par exemple des rouleaux turbulents de quelques centaines de mètres qui se forment dans les basses couches de l'atmosphère et sont à l'origine de nuages tels que les strato-cumulus. Les simplifications nécessaires pour représenter ces processus dans les modèles climatiques constituent à la fois une faiblesse et l'aliment d'une recherche active et multidisciplinaire.

Déclinons désormais l'identité du modèle climatique du CNRM, ARPEGE-Climat.

## II.2.2 Présentation du modèle ARPEGE-Climat

Le modèle ARPEGE-Climat est l'adaptation du modèle ARPEGE/IFS pour l'étude du climat. Ce dernier est issu d'un projet mené conjointement par Météo-France et le Centre européen de prévision (ECMWF). Deux modèles de prévision ont été développés. Ils sont basés sur une partie dynamique commune mais différent par leur formulation physique. Les paragraphes qui suivent décrivent succinctement les principales caractéristiques du modèle ARPEGE-Climat (dans ses versions 4 et 5, utilisées durant cette thèse). Le lecteur est invité à lire les documentations du modèle ARPEGE-Climat et du modèle IFS pour plus de détails.

### II.2.2.1 La discrétisation spatiale

Les champs sont représentés, selon la méthode spectrale, sous la forme d'une décomposition en harmoniques sphériques

$$X(\lambda, \phi) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N X_n^m H_n^m(\lambda, \phi)$$

où  $\lambda$  désigne la longitude,  $\phi$  la latitude,  $m$  le nombre d'onde zonal,  $n$  le nombre d'onde global,  $X_n^m$  le coefficient spectral du champ  $X$  et  $H_n^m$  l'harmonique sphérique correspondante. Dans la pratique, la décomposition est limitée à un nombre fini d'harmoniques. On parle de troncature. C'est la troncature triangulaire  $N = M$  qui est la plus couramment utilisée.

Pour une troncature donnée, il existe une grille optimale de points sur la sphère qui permet de calculer la valeur exacte des coefficients spectraux et des termes quadratiques. Cette grille, dite grille de Gauss, est régulière en longitude, mais irrégulière en latitude. Pour une troncature triangulaire  $M$ , on peut montrer qu'il faut prendre au moins  $3M + 1$  points par cercle de latitude et  $(3M + 1)/2$  latitudes pour qu'il n'y ait pas d'*aliasing* lors du calcul des termes quadratiques. Néanmoins, comme, dans le schéma semi-lagrangien utilisé par le modèle ARPEGE-Climat, les termes quadratiques liés à l'advection disparaissent, il est possible d'employer une grille plus grossière : la grille dite linéaire, qui ne requiert que  $2(M + 1)$  points par cercle de latitude et

$M + 1$  latitudes. Dans cette thèse, la troncature la plus couramment utilisée est la troncature  $M = 63$ , associée à une grille linéaire de 128 points de longitude par 64 points de latitude, correspondant à une résolution de l'ordre de 300 km (on la notera *tl63*)<sup>6</sup>. Enfin, aux latitudes élevées, on considère moins de points sur un cercle de latitude qu'il n'y a de modes de Fourier, afin de maintenir une grille à peu près isotrope pour les calculs de la physique. On parle alors de grille réduite<sup>7</sup>.

Le passage de l'espace spectral à l'espace de Fourier se fait par une transformation de Fourier puis le passage à l'espace de points de grille se fait par une transformation de Legendre. Les calculs de la partie physique sont faits dans cet espace.

La coordonnée verticale est une coordonnée hybride qui suit le relief et se confond avec la coordonnée pression dans les niveaux supérieurs. Elle est définie de façon implicite comme donnant la pression dans la couche  $l$  du modèle sous la forme

$$p_l = A_l + B_l p_s$$

$A_l$  et  $B_l$  sont des constantes qui définissent les niveaux de pression  $p_l$  aux interfaces entre les  $L$  couches du modèle ( $p_1 = p_s$  et  $p_{L+1} = 0$ ). La répartition des niveaux utilisée ( $L = 60$  et  $L = 91$ ) sera illustrée dans le chapitre 4.

### II.2.2.2 La discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle utilise un schéma centré semi-implicite de type *saute-mouton* (*leapfrog*). L'équation d'une variable d'état  $X$  peut se décomposer de la façon suivante :

$$\frac{dX}{dt} = \mathcal{A}(X) + \mathcal{F}(X)$$

où  $\mathcal{A}$  désigne la contribution dynamique et  $\mathcal{F}$  la contribution des paramétrisations physiques. Pour introduire le schéma semi-implicite, on linéarise l'opérateur  $\mathcal{A}$  (on note  $\mathcal{A}_l$  sa partie linéaire et  $\mathcal{B}$  sa partie non linéaire). On obtient alors la discrétisation suivante

$$\frac{X^{t+\Delta t} - X^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = \mathcal{A}_l(X^t) + \mathcal{F}(X^{t-\Delta t}) + \frac{\beta}{2}\mathcal{B}(X^{t+\Delta t} - 2X^t + X^{t-\Delta t})$$

où  $t$  est le temps courant,  $\Delta t$  le pas de temps du modèle et  $\beta$  un paramètre permettant de régler la stabilité du schéma.  $\beta = 0$  correspond à une formulation explicite et  $\beta = 1$  à une formulation implicite.

### II.2.2.3 La discrétisation semi-lagrangienne

L'équation d'évolution temporelle d'une variable  $X$  s'écrit selon une formulation semi-lagrangienne

$$\frac{dX}{dt} = \dot{X}$$

Le modèle ARPEGE-Climat utilise un schéma semi-lagrangien à deux niveaux temporels, ce qui signifie que la valeur de  $X$  à l'instant  $t + \Delta t$  au point de grille  $F$  est égale à la valeur de  $X$  à l'instant  $t$  au point origine  $O$  (qui n'est pas nécessairement un point de grille)

$$X_F(t + \Delta t) = X_O(t)$$

---

<sup>6</sup>Dans l'espace de points de grille, cela revient à prendre la grille de Gauss associée à la troncature  $M = 42$ .

<sup>7</sup>Pour la grille *tl63*, cela correspond à utiliser 6232 points au lieu de 8192 et cela permet de réduire le temps de calcul de 30%.

À chaque pas de temps et pour chaque point de grille, la technique semi-lagrangienne doit déterminer la position du point origine par rétro-trajectoire et interpoler la valeur de la variable  $X$  en ce point. Elle est ainsi, pour un pas de temps, plus coûteuse que la méthode eulérienne, mais elle permet d’employer de plus grands pas de temps car le critère de stabilité est moins sévère. Le schéma est décrit avec détails dans Yessad (2009).

#### II.2.2.4 Diffusion horizontale

Les termes de diffusion horizontale sont calculés dans l’espace spectral sous la forme d’un laplacien  $\nabla^6$  dans les équations d’évolution des variables pronostiques afin d’éviter une accumulation d’énergie dans les petites échelles (Yessad, 2008). Au dessus de 100 hPa, le terme de diffusion est inversement proportionnel à la pression si bien que la diffusion devient très forte dans les plus hauts niveaux du modèle, pour des raisons de stabilité numérique.

#### II.2.2.5 Rayonnement

##### Version 4

Dans la version 4 du modèle ARPEGE-Climat, le schéma de rayonnement utilisé est celui développé par Morcrette (1990). Connue sous le nom de FMR<sup>8</sup>, ce schéma prend en compte l’absorption, l’émission et la réflexion du rayonnement thermique, ainsi que la diffusion et l’absorption du rayonnement solaire par l’atmosphère terrestre et la surface. Les flux radiatifs sont calculés par traitement successif des parties infrarouge et solaire.

La partie solaire (*shortwave*) du schéma, héritée des travaux de Fouquart et Bonnel (1980), résout, en utilisant une formulation en flux montant et descendant, l’équation du transfert radiatif sur 2 intervalles spectraux : un pour le visible (0.2 – 0.69  $\mu m$ ) et un pour le proche infrarouge (0.69 – 4.0  $\mu m$ ). Une approche probabiliste suivant la méthode de distribution du chemin optique permet la séparation entre les paramétrisations des processus d’absorption moléculaire (vapeur d’eau, ozone, gaz uniformément mélangés) et de diffusion (nuages et aérosols principalement).

Le spectre infrarouge (*longwave*) est divisé en 6 bandes spectrales correspondant

- aux 2 principales bandes de rotation-vibration de l’eau : 5.3 – 6.9  $\mu m$  (1450-1880  $cm^{-1}$ ) et au-delà de 28.5  $\mu m$  (0-350  $cm^{-1}$ )
- à la principale bande d’absorption du CO<sub>2</sub> : 12.5 – 20  $\mu m$  (500-800  $cm^{-1}$ )
- à la fenêtre atmosphérique : 8.0 – 9.0  $\mu m$  (1110-1250  $cm^{-1}$ ) et 10.3 – 12.5  $\mu m$  (800-970  $cm^{-1}$ )
- à la principale bande d’absorption de l’ozone : 9.0 – 10.3  $\mu m$  (970-1100  $cm^{-1}$ )
- à la fenêtre : 20.0 – 28.5  $\mu m$  (350-500  $cm^{-1}$ )
- aux ailes des raies des bandes d’absorption de la vapeur d’eau : 3.5 – 5.3  $\mu m$  (1880-2820  $cm^{-1}$ ) et 6.9 – 8.0  $\mu m$  (1250-1450  $cm^{-1}$ )

##### Version 5

Pour la partie infrarouge du spectre, la version 5 du modèle ARPEGE-Climat dispose du schéma dit RRTM<sup>9</sup>, développé initialement par Mlawer et al. (1997) et adapté pour le modèle IFS par Morcrette et al. (2001). Ce schéma s’approche de la précision des meilleurs modèles *raie-à-raie* de transferts radiatifs. Il utilise une méthode dite en corrélation- $k$ , ce qui permet la représentation des émissivités et transmittances spectrales dans 16 bandes spectrales différentes.

Pour la partie solaire, le schéma disponible dans la version 5 comprend désormais 6 intervalles spectraux. La bande spectrale du proche infrarouge a été subdivisée en 3 intervalles (0.69 – 1.19 – 2.38 – 4.00  $\mu m$ ) afin de permettre une meilleure prise en compte des propriétés optiques des

---

<sup>8</sup>Fouquart-Morcrette-Rayonnement

<sup>9</sup>Rapid Radiative Transfer Model

nuages. La partie ultraviolet et visible du spectre a également été subdivisée en trois intervalles spectraux.

#### **II.2.2.6 Nuages et précipitations de grande échelle**

La paramétrisation reprend les idées développées par Smith (1990) et se base sur l'approche statistique de Ricard et Royer (1993). La distribution de probabilité choisie pour l'humidité est de type exponentielle. Les précipitations se forment quand il y a sursaturation dans la maille en fonction de la température et de l'humidité moyenne. L'eau liquide condensée précipite instantanément et la chaleur latente est libérée dans l'atmosphère. Il peut y avoir ré-évaporation dans les couches inférieures. Une distinction est faite entre la phase glace et la phase liquide. Dans la version 5, un nouveau schéma, qui prend en compte l'équation de l'énergie cinétique turbulente (Cuxart et al., 2000) est également disponible.

#### **II.2.2.7 Diffusion verticale et convection peu profonde**

Les transferts verticaux liés à la turbulence dans la couche limite de surface sont représentés par des termes de diffusion verticale. Les coefficients d'échange sont estimés à partir du schéma de Ricard et Royer (1993). Un nouveau schéma, prenant en compte l'énergie cinétique turbulente et associé à un schéma spécifique de convection peu profonde (Bechtold et al., 2001), est également disponible.

#### **II.2.2.8 Convection profonde**

Le schéma utilisé se base sur les idées développées par Bougeault (1985). La convection se produit sous deux conditions : convergence d'humidité dans les basses couches et instabilité du profil vertical de température. La convection ajuste alors le profil instable sur un profil nuageux supposé adiabatique humide. Le schéma emploie le concept de flux de masse, dans lequel l'ascendance verticale dans le nuage est compensée par une subsidence de grande échelle. Une fermeture de type Kuo est utilisée : l'humidité disponible est soit précipitée, soit réutilisée par le terme de déentraînement.

#### **II.2.2.9 Ondes de gravité**

La paramétrisation décrit l'effet des ondes de gravité excitées par le relief sous-maille. Ces ondes *orographiques* se propagent verticalement, en transférant de la quantité de mouvement de la surface jusqu'au niveau critique où elles déferlent. Le flux de quantité de mouvement est proportionnel à la tension de vent en surface. La paramétrisation tient compte à la fois des phénomènes de résonance et de piégeage. Pour tenir compte des effets de blocage du flux dans les basses couches dû au relief non résolu, le frottement par les ondes de gravité a été augmenté dans un domaine limité aux niveaux verticaux définissant le relief réel, selon les travaux de Lott et Miller (1997). Enfin, l'effet de soulèvement est pris en compte, en ajoutant à la force de Coriolis un terme positif, proportionnel au relief sous-maille considéré (Lott, 1999). Une paramétrisation des ondes de gravité générées par la convection est également disponible (Bossuet et al., 1998). Le chapitre 4 est largement consacré à la description d'une nouvelle paramétrisation d'ondes de gravité non orographiques.

### II.2.2.10 Surfaces continentales

Le schéma de surface ISBA<sup>10</sup>, mis au point par Noilhan et Planton (1989) et amélioré par Douville et al. (2000), permet de décrire les principaux processus physiques qui contrôlent l'interaction entre les surfaces continentales et l'atmosphère. Les transferts d'eau et de chaleur sont calculés en fonction de la texture et de l'humidité du sol. L'interception des précipitations liquides par le couvert végétal est prise en compte ainsi que la transpiration des plantes. La neige est représentée par un réservoir pronostique en fonction duquel on diagnostique la fraction du sol recouverte de neige. Une version plus récente de ce schéma de surface, appelée SURFEX, est désormais disponible mais n'a pas été utilisée dans cette thèse.

### II.2.2.11 Atmosphère moyenne

Elle concerne principalement la paramétrisation du flux photo-chimique d'ozone à travers la linéarisation des termes de source et de puits à partir d'un modèle latitude-pression, faisant intervenir la circulation zonale de la stratosphère, une soixantaine d'espèces et plus de 168 réactions chimiques (Cariolle et Déqué, 1986). Dans les niveaux les plus hauts du modèle, l'humidité spécifique est rappelée linéairement vers une valeur  $q_{meso}$  (de l'ordre de 6 ppmv) pour éviter un assèchement exagéré et représenter grossièrement les sources chimiques de la vapeur d'eau. Nous reviendrons longuement sur ces aspects dans le chapitre 5.

---

<sup>10</sup>Interactions Sol-Biosphère-Atmosphère



## Chapitre III

# Influence de la stratosphère sur la variabilité troposphérique

---

Dans ce chapitre, nous commençons par décrire les principaux travaux qui ont essayé de montrer que la stratosphère jouait un rôle actif dans le système climatique. À cette réflexion, nous proposons une contribution sous la forme d'une étude qui vise à évaluer l'importance de la stratosphère équatoriale pour la dynamique de l'atmosphère extra-tropicale.

### III.1 Contexte scientifique

Un nombre croissant d'observations (par exemple, Kodera et al., 1990) suggèrent que la stratosphère joue un rôle important dans la variabilité du climat troposphérique dans une large gamme d'échelles de temps.

- À l'échelle intrasaisonnière, un certain nombre d'observations montrent que de fortes anomalies dans l'intensité du vortex polaire dans la stratosphère de l'hémisphère nord sont bien souvent suivies par des modifications significatives – elles peuvent durer jusqu'à deux mois – de la circulation troposphérique (Baldwin et Dunkerton, 2001 ; Polvani et Waugh, 2004). Cette *influence par le haut* (*downward influence*) implique aussi bien des structures zonales telles que l'Oscillation Arctique (Baldwin et Dunkerton, 1999) que les ondes planétaires (Perlwitz et Harnick, 2003). Ce mécanisme a été confirmé par un certain nombre d'expériences numériques (Boville, 1984 ; Norton, 2003 ou encore Lott et al., 2005). Les modifications de la circulation troposphérique qui lui sont associées modulent non seulement le climat moyen, mais aussi l'occurrence des événements extrêmes (Thompson et al., 2002).

- À l'échelle interannuelle, l'oscillation quasi-biennale (QBO) dans la stratosphère équatoriale semble jouer un rôle non négligeable dans le climat de surface – c'est l'objet des travaux exposés dans ce chapitre –. Plus récemment, la stratosphère est désignée comme courroie de transmission possible entre les régions européennes et celles du Pacifique équatorial, avec un rôle actif pendant les années Niño (Ineson et Scaife, 2009). D'autres études évoquent également le rôle possible de la stratosphère pour expliquer le lien observé entre la neige sibérienne en automne et l'oscillation arctique l'hiver suivant (Cohen et al., 2010).

- À l'échelle de plusieurs années, l'injection dans la stratosphère par certaines éruptions volcaniques d'aérosols sulfatés s'est traduit par des effets notables sur le climat de la troposphère, tant d'un point de vue dynamique que radiatif (Graf et al., 1993 ; Stenchikov et al., 2004).

- À l'échelle décennale, la destruction de l'ozone au-dessus de l'Antarctique semble avoir un impact non seulement sur les températures et la circulation dans la stratosphère mais aussi

sur le climat de surface (Thompson et Solomon, 2002 ; Gillett et Thompson, 2003). D'autres études plus récentes suggèrent que cet effet puisse également être valable dans l'hémisphère nord (Morgenstern et al., 2010).

L'étude présentée dans ce chapitre s'intéresse plus particulièrement au rôle de la stratosphère équatoriale dans la circulation troposphérique hivernale de l'hémisphère nord. La principale source de variabilité interannuelle dans la stratosphère équatoriale est constituée par l'oscillation quasi-biennale (QBO). Bien que la QBO soit un phénomène essentiellement tropical piloté par le transfert de quantité de mouvement d'ondes équatoriales se propageant depuis la troposphère (Holton et Lindzen, 1972 ; Plumb, 1977), elle joue un rôle dans la circulation de la stratosphère extratropicale, en modulant la propagation des ondes planétaires.

En utilisant des données sur une période relativement courte (16 ans), Holton et Tan (1980) ont les premiers montré que le géopotential à 50 hPa est significativement plus bas pendant les phases ouest de la QBO. Le mécanisme qu'ils proposent pour expliquer cet effet implique la propagation des ondes planétaires quasi-stationnaires (Charney et Drazin, 1961), qui dépend principalement de la structure verticale du vent zonal moyen et en particulier de la position du vent nul. Pendant la phase est de la QBO, cette frontière entre les vents d'est et les vents d'ouest est déplacée vers le pôle. Le guide d'ondes est alors plus étroit si bien que l'activité des ondes planétaires est accrue aux hautes et moyennes latitudes, ce qui conduit à réduire le vortex et à réchauffer la stratosphère polaire.

De nombreuses études basées sur les réanalyses (Naito et Hirota, 1997 ; Hu et Tung, 2002) ont confirmé ces hypothèses. Néanmoins, la très forte variabilité interannuelle de cette région de l'atmosphère et le nombre encore restreint de données d'observations rendent difficile la mise en évidence de l'effet de Holton et Tan. Ainsi, des doutes sur la validité de cette relation ont été formulés et certaines études parlent d'une possible variation de cet effet au cours des dernières décennies (Lu et al., 2008). Les modèles numériques semblent dès lors constituer des outils pertinents pour analyser cet effet. Ainsi, Hamilton (1998), Pascoe et al. (2006) and Calvo et al. (2007) ont reproduit cette connexion dans des modèles de circulation générale.

Cependant, jusqu'à relativement récemment, la plupart des modèles de grande échelle ont été incapables de simuler correctement la QBO. Seules de rares simulations de l'oscillation quasi-biennale ont été décrites (Takahashi, 1999 ; Scaife et al., 2000 ; Giorgetta et al., 2002). Dans l'article présenté ci-dessous, nous choisissons de *prescrire* une stratosphère équatoriale réaliste au modèle de circulation générale ARPEGE-Climat. Nous utilisons pour cela la technique du *nudging* qui a notamment été employée pour étudier l'influence de l'humidité du sol sur la variabilité atmosphérique (Douville et Chauvin, 2000). Cette technique consiste en une relaxation linéaire locale de certaines variables pronostiques du modèle vers des valeurs de référence. À la différence de Hamilton (1998) ou de Giorgetta et al. (1999), pour lesquels la valeur de référence est construite de manière *ad hoc* pour reproduire la QBO, nous utilisons comme valeurs de référence les données ERA-40, dont Baldwin et Gray (2005) ont montré qu'elles fournissaient une représentation très réaliste de la stratosphère équatoriale. Il devient alors possible d'étudier le rôle de cette dernière dans la circulation hivernale de l'hémisphère nord, en comparant une expérience de contrôle et une expérience *nudgée*, capable de reproduire correctement l'oscillation quasi-biennale. C'est l'objet de l'article présenté ci-dessous.



## III.2 Article : *Sensitivity of the northern hemisphere winter circulation to the equatorial stratosphere*

Saint-Martin, D., Cariolle, D., Douville, H.  
Article soumis à *Climate Dynamics*

### III.2.0 En résumé

La comparaison de l'expérience libre et de l'expérience nudgée démontre de manière claire que l'introduction d'une stratosphère équatoriale réaliste améliore de manière substantielle la représentation de la circulation extratropicale dans l'hémisphère nord. Le mécanisme proposé pour expliquer cet effet implique la modification de la propagation des ondes de grande échelle.

1. L'ajout d'une stratosphère équatoriale plus réaliste (**Fig. III.1**) conduit au déplacement du jet stratosphérique d'hiver vers le pôle (**Fig. III.2**).
2. Ce déplacement conduit à une meilleure représentation du guide d'ondes (**Fig. III.3**), ce qui permet une évolution temporelle réaliste de l'amplitude de l'onde 1 dans la stratosphère (**Fig. III.4**).
3. Cela se traduit par une augmentation significative de la variabilité stratosphérique hivernale en avançant le début de l'activité des réchauffements (**Fig. III.5**) et en augmentant la variance totale (**Fig. III.6**).
4. Une meilleure (plus forte) variabilité stratosphérique semble renforcer le lien dynamique entre la troposphère et la stratosphère et produit une réponse en surface proche d'une structure de l'AO (**Fig. III.8**).

Bien que ces résultats soient dépendants du modèle utilisé, ils sont cohérents avec des études précédentes et confirment le fait qu'une modélisation précise du climat hivernal de l'hémisphère nord exige la représentation réaliste de la stratosphère tropicale.

---

### Abstract

A general circulation model is used in a set of idealised ensemble experiments to study the sensitivity of the northern hemispheric winter climate to the equatorial stratosphere circulation. The comparison between perturbed and control experiments reveals a significant influence in the amplitude and in the temporal evolution of the extratropical stratospheric variability through an improved vertical propagation of the planetary waves. Perturbations to the equatorial stratosphere are also found to influence the surface climate. These results underline the importance of an accurate representation of the equatorial stratosphere.

### III.2.1 Introduction

The quasi-biennial oscillation (QBO) in the zonal wind is the dominant feature of the equatorial lower stratosphere in the 70-10 *mb* pressure range as described in the review paper by Baldwin et al. (2001). It is characterized by alternating regimes of easterly and westerly zonal-mean winds which repeat at intervals that vary from 22 to 34 months.

Although the QBO is a tropical phenomenon mainly driven by momentum transfer from equatorial waves propagating upward from the troposphere [Holton et Lindzen (1972); Plumb (1977)], it also affects the extratropical stratospheric circulation by modulating the vertical propagation of planetary waves. Using data for a short period (16 years), Holton et Tan (1980) first found that geopotential height at 50 *mb* is substantially lower during the westerly phase of

the QBO. The mechanism proposed for this effect involves the propagation of the quasi-stationary planetary waves (Charney et Drazin, 1961), which depends on the latitude-height structure of the zonal-mean zonal wind and in particular on the position of the zero-wind line. During the easterly phase of the QBO, this boundary separating easterlies from westerlies is displaced poleward and narrows the *wave guide* for propagation, thereby increasing the planetary wave activity in middle and high latitudes, that leads to a reduced polar vortex and a warmer polar stratosphere.

Several observational studies [Naito et Hirota (1997); Hu et Tung (2002)] have confirmed these findings. Nevertheless, the high interannual variability in this region and the few decades of observations make it difficult the detection of this signal (commonly referred as the Holton-Tan relationship) in observations or reanalyses. Therefore, discrepancies exist, in particular for the period (early/late winter) of the relationship and possible decadal-scale change have been recently reported [Lu et al. (2008)]. Thus, numerical experiments may be useful to explore this link. In this sense, Hamilton (1998), Pascoe et al. (2006) and Calvo et al. (2007) have reproduced this effect with general circulation models (GCM) and Marshall et Scaife (2009) also found an impact on European surface winter climate.

However, until relatively recently, most of the large-scale general circulation models were unable to reproduce the QBO or a similar long-period QBO-like oscillation, and only a few simulations of the QBO have been reported so far [Takahashi (1999); Scaife et al. (2000); Giorgetta et al. (2002)]. The difficulties in reproducing a realistic oscillation in the equatorial stratosphere are due to a complex combination of various factors [Baldwin et al. (2001); Giorgetta et al. (2002)]: the model vertical resolution must be sufficient to resolve the wave-mean flow interaction, the diffusion coefficient must be small enough to enable the development of an oscillation, the convective scheme needs to generate sufficient equatorial waves to drive the QBO, the tropical upwelling must be realistic and a non orographic gravity wave drag parameterization is often required. Even very high horizontal and vertical resolution simulations [Watanabe et al. (2008)] are not a guarantee of success.

In this study, we use the nudging technique in order to reproduce a realistic equatorial stratosphere in a general circulation model, that allows us to isolate the QBO signal from other source of stratospheric variability. Thus, the purpose of this work is to investigate the net influence of the equatorial stratospheric variability on the northern extratropical winter circulation, with particular attention to the timing of this effect.

The layout of the paper is as follows. Section 2 gives a short description of the model and details of the experiments. The results are presented in Section 3 and Section 4 summarizes and discusses the main conclusions.

### III.2.2 Method

The ARPEGE-CLIMAT general circulation model has been used in this work. A detailed description of this model is found in Déqué et al. (1994) and Guérémy et al. (2005). For this study, the circulation is computed by a spectral method at T63 linear truncation, associated to a Gaussian longitude-latitude grid of 128 by 64 points. The model has a hybrid  $\sigma$ -pressure vertical coordinate with 60 layers, from the surface to 0.01 *mb* (24 levels above 100 *mb*).

The two experiments described in this paper consist of 1970-2000 integrations of the ARPEGE-CLIMAT model, driven by observed sea surface temperatures (SST) and radiative forcings (i.e. greenhouse gases and aerosols). The first 11-month period is regarded as spin-up and analysis is restricted to the last 30 years. For the two experiments, we perform a 3-member ensemble of simulations (members differ only by the atmospheric initial conditions on 1st January) in order to enable, or at least facilitate, detection of relatively weak signals.

The first experiment (noQBO - control) is free-running and does not reproduce the quasi-biennial oscillation. In contrast, the second experiment (QBO - nudged) is designed, using the nudging technique, to produce a very realistic tropical stratosphere, while leaving the extratropical circulation as unconstrained as possible. An additional source was imposed to the wind components  $(u, v)$  and to the temperature  $T$  at each timestep and at each grid point in the model prognostic equation

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \dots - \lambda(x - x_r) \quad (\text{III.1})$$

where  $x = \{u, v, T\}$  is the local field at any point,  $\lambda$  is the relaxation rate, which is a function of longitude, latitude and pressure, and  $x_r$  is a prescribed reference field.

The strength of the imposed constraint is zero below 100 *mb* and is chosen dropped off gradually in latitude at all heights (zero beyond 25°) to ensure smooth transitions in the mean flow between the strongly constrained equatorial region and higher latitudes. The time constant used for the relaxation is 12 hours. The relaxation is quite strong and is sufficient to obtain a realistic equatorial stratosphere. Tests showed that other choices of timescale in the range of 1-7 days produce similar outcomes. The reference fields  $(u_r, v_r, T_r)$  are the 6-hourly ERA-40 data [Uppala et al. (2005)] which are interpolated linearly at the model time step. The ERA-40 reanalysis (up to 1 *mb*) is also used for the comparison to the simulations.

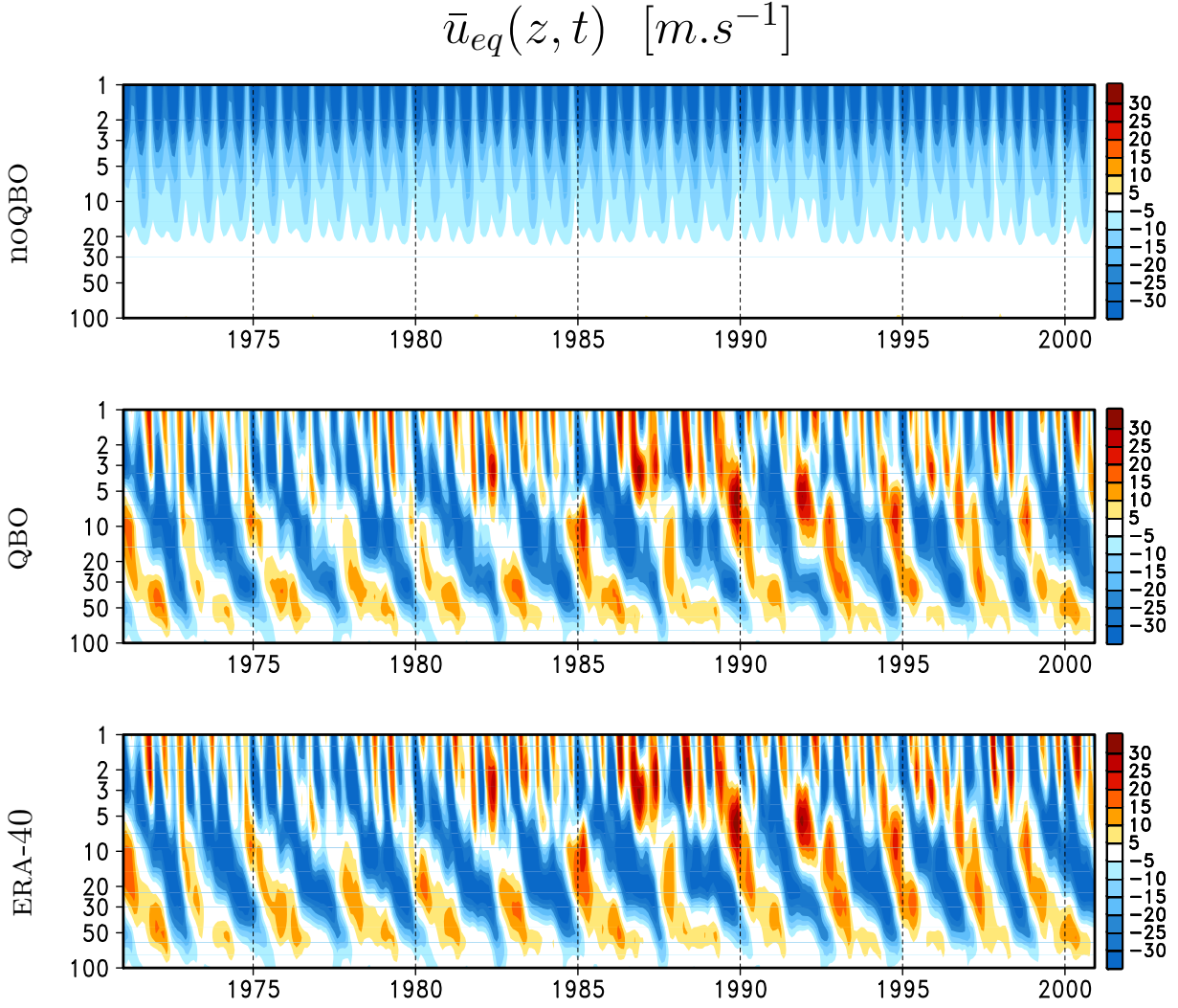
### III.2.3 Results

#### III.2.3.1 Basic results for the qbo

Figure III.1 represents the time-height cross section of the monthly-mean zonal-mean equatorial zonal wind over the period of the integration (1971-2000). In the noQBO experiment, the winds are essentially easterly by 5-10  $m.s^{-1}$  in the lower and middle stratosphere, while, as expected, the equatorial oscillation and in particular the asymmetry in the strength of the shear zones is perfectly reproduced by the nudged experiment. The stratopause semi-annual oscillation (SAO), largely underestimated by the control experiment (noQBO), is also well reproduced by the QBO simulation. The stratospheric tropical temperature (not shown) is also well captured by the perturbed experiment. In summary, the relaxation procedure described in the previous section allows the QBO-nudged experiment to produce an equatorial stratosphere in close agreement with the reanalysis data, and, as previously shown by Baldwin et Gray (2005), very close to tropical rocketsonde and rawinsonde observations.

#### III.2.3.2 Zonal-mean flow and stratospheric planetary waves

Figure III.2 shows a time-latitude contour plot of the averaged northern winter cycle of the daily zonal-mean zonal wind at 50 *mb* for the ensemble mean of the two experiments described in section 2 and for the ERA-40 dataset. We first note that the reanalysis climatology exhibits more high frequency than that of the simulations, due to only one realisation each year compared to three members for each model year. It can be seen from this figure that the introduction of a realistic equatorial stratosphere in the model has a significant impact on the meridional location of the winter stratospheric jet. In the control experiment, the jet is located almost 20° further south than in the reanalysis data. The model used in this study exhibits the same deficiency as most of the models used in seasonal forecasting [(Maycock et al., 2011)]. Although the location of the jet is further north with a realistic equatorial stratosphere, the QBO experiment shows an earlier (it begins early November) and a too persistent jet (positive bias in the beginning of the reversal to easterly winds). These modifications of the meridional structure of the zonal-mean zonal wind may have an impact on the stratospheric variability through the modification of the wave-mean flow interaction.



**Fig. III.1.** Time-height section of the monthly-mean zonal-mean stratospheric equatorial zonal wind ( $m.s^{-1}$ ) over the period 1971-2000. (top) noQBO experiment; (middle) QBO experiment; (bottom) ERA-40 reanalysis. The contour interval is  $5 m.s^{-1}$  and the band between  $-5$  and  $5 m.s^{-1}$  is unshaded.

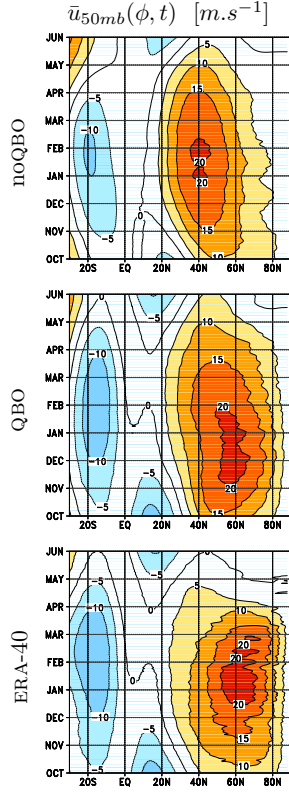
The vertically propagating quasi-stationary planetary waves are indeed the predominant source of stratospheric variability. Charney et Drazin (1961) used linear wave theory, with an uniform zonal-mean wind, to derive a simple criteria for the existence of these large-scale waves. Vertical propagation of stationary waves can occur only in the presence of westerly winds weaker than a critical value that depends on the horizontal scale of the waves. More sophisticated theories, involving a more detailed basic state, were introduced later [Dickinson (1968); Matsuno (1970)]. The propagation of large-scale atmospheric waves is similar to that of light waves in a medium with variable refractive index  $n_s$  defined as

$$n_s^2(\phi, z) = \frac{\bar{q}_\phi}{a\bar{u}} - \left( \frac{s}{a \cos \phi} \right)^2 - \frac{f^2}{4N^2 H^2} \quad (\text{III.2})$$

where

$$\bar{q}_\phi = 2\Omega \cos \phi - \frac{1}{a} \left[ \frac{(\bar{u} \cos \phi)_\phi}{\cos \phi} \right]_\phi - \frac{af^2}{\rho_0} \left[ \rho_0 \frac{\bar{u}_z}{N^2} \right]_z \quad (\text{III.3})$$

is the meridional gradient of the zonal-mean potential vorticity,  $\rho_0 = \rho_s \exp(-z/H)$  is the background air density and  $s$  the planetary wavenumber.  $a$ ,  $\phi$ ,  $H$ ,  $N$ ,  $f$  and  $\Omega$  denote Earth radius,

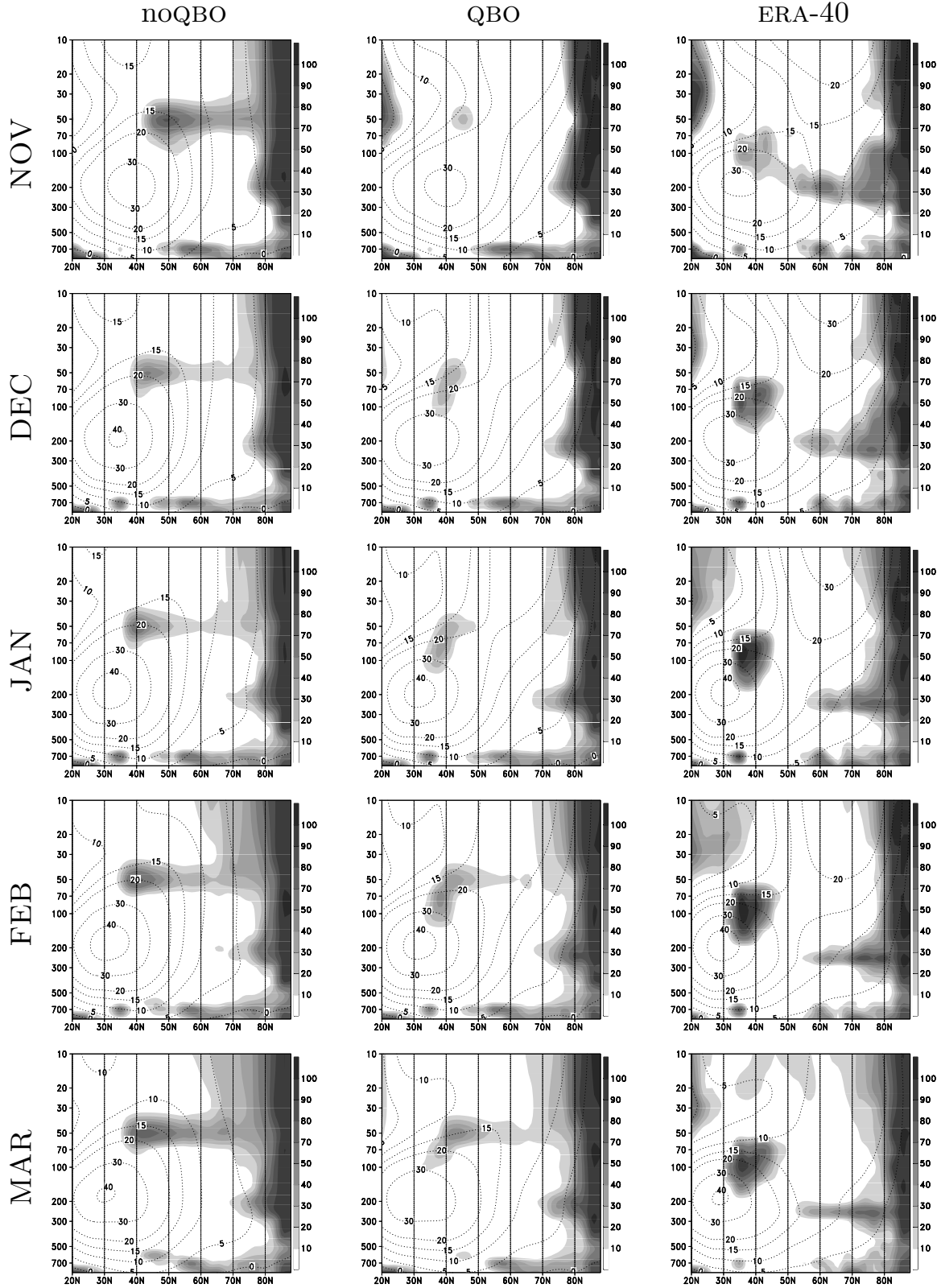


**Fig. III.2.** Latitude-time section of the 50 mb daily zonal-mean zonal wind averaged over the period 1971-2000 (for model data, ensemble means are shown). (top) noQBO experiment; (middle) QBO experiment; (bottom) ERA-40 reanalysis. The contour interval is  $5 \text{ m.s}^{-1}$  and the band between  $-5$  and  $5 \text{ m.s}^{-1}$  is unshaded.

latitude, scale height, buoyancy frequency, Coriolis parameter and Earth rotation frequency respectively.

Thus, waves tend to propagate in regions where  $n_s^2(\phi, z) > 0$  and to avoid regions where  $n_s^2(\phi, z) < 0$ . It can be seen from the above equation that the propagation could be affected not only by the zonal wind but also by the wind shear and the meridional distribution of the wind. By counting the days (or the months) with negative refractive index at all latitudes and heights, we obtain a frequency distribution  $f(n_s^2(\phi, z) < 0)$  of planetary waves refraction. This analysis, proposed by Li et al. (2007), provides a clearer picture of refractive regions than the pattern obtained with the refractive index itself.

Figure III.3 shows the latitude-height cross section of  $f(n_s^2 < 0)$  in northern hemisphere winter (November to March) for planetary wavenumber 1. Although the high latitudes refractive region located around 200 mb extends  $10^\circ$  further south, the wave guide for propagation, suggested by Li et al. (2007) with the NCEP/NCAR dataset, is also found in the ERA-40 reanalysis. We note that this propagation channel extends from a *subtropical barrier* (the small region in the subtropical upper troposphere where the value of  $f(n_s^2 < 0)$  becomes rather high) to high latitudes areas with high values of  $f$ . In the reanalysis dataset, the wave propagation seems to be favoured during wintertime (DJF) with a more pronounced and more southern *subtropical barrier* during this period. The control experiment shows an unrealistic persistent trapping of planetary waves in the  $50^\circ\text{N}$ - $70^\circ\text{N}$  lower stratosphere, mainly due to a too weak zonal wind in this region. On the other hand, the nudged experiment reproduces well the propagation channel even if the *subtropical barrier* remains less marked and located further north than in the reanalysis. However, in November, the perturbed experiment shows an excessively large area with



**Fig. III.3.** Meridional cross sections of the frequency of negative squared refractive indices  $f(n_1^2 < 0)$  for planetary wavenumber 1 (grey shaded contours, unit %) and of the climatological zonal-mean zonal wind (dotted lined contours, unit  $m.s^{-1}$ ) for several winter months (November to March, from top to bottom). (left) noQBO experiment; (middle) QBO experiment; (right) ERA-40 reanalysis.

low probability of negative refractive index, mainly due to an earlier jet as observed in Figure III.2.

These results are confirmed by the improved representation of planetary waves in the relaxation experiment. For this purpose, the monthly-mean geopotential field  $\langle \Phi \rangle_t$  (where  $\langle \cdot \rangle_t$  denotes the climatological average for month  $t$ ) is expanded in Fourier harmonics (see Appendix)

$$\langle \Phi \rangle_t(\phi, z, \lambda) = A_0(\phi, z) + \sum_{s=1}^S A_s(\phi, z) \cos[s\lambda + \alpha_s(\phi, z)] \quad (\text{III.4})$$

where  $\lambda$  is the longitude,  $\phi$  the latitude,  $A_s$  and  $\alpha_s$  the amplitude and phase of each planetary wavenumber  $s$ . The zonally asymmetric aspects of the monthly-mean data can be depicted by examining meridional cross sections of amplitude  $A_s$ , as done in Figure III.4. The nudging towards a realistic equatorial stratosphere clearly improves the representation of wavenumber 1 in high latitudes for all winter months. Nevertheless, the perturbed model tends to overestimate the amplitude of wavenumber 1 in early winter (ND) and underestimate it in late winter. We also notice that a realistic equatorial stratosphere has a small impact (not shown) on the amplitudes of wavenumber 2 and wavenumber 3, which remain underestimated in the nudged experiment. This result is consistent with Hu et Tung (2002), who showed that the QBO modulation is only significant for wavenumber 1, and that the wavenumber 2 amplitude is mainly determined by tropospheric forcing.

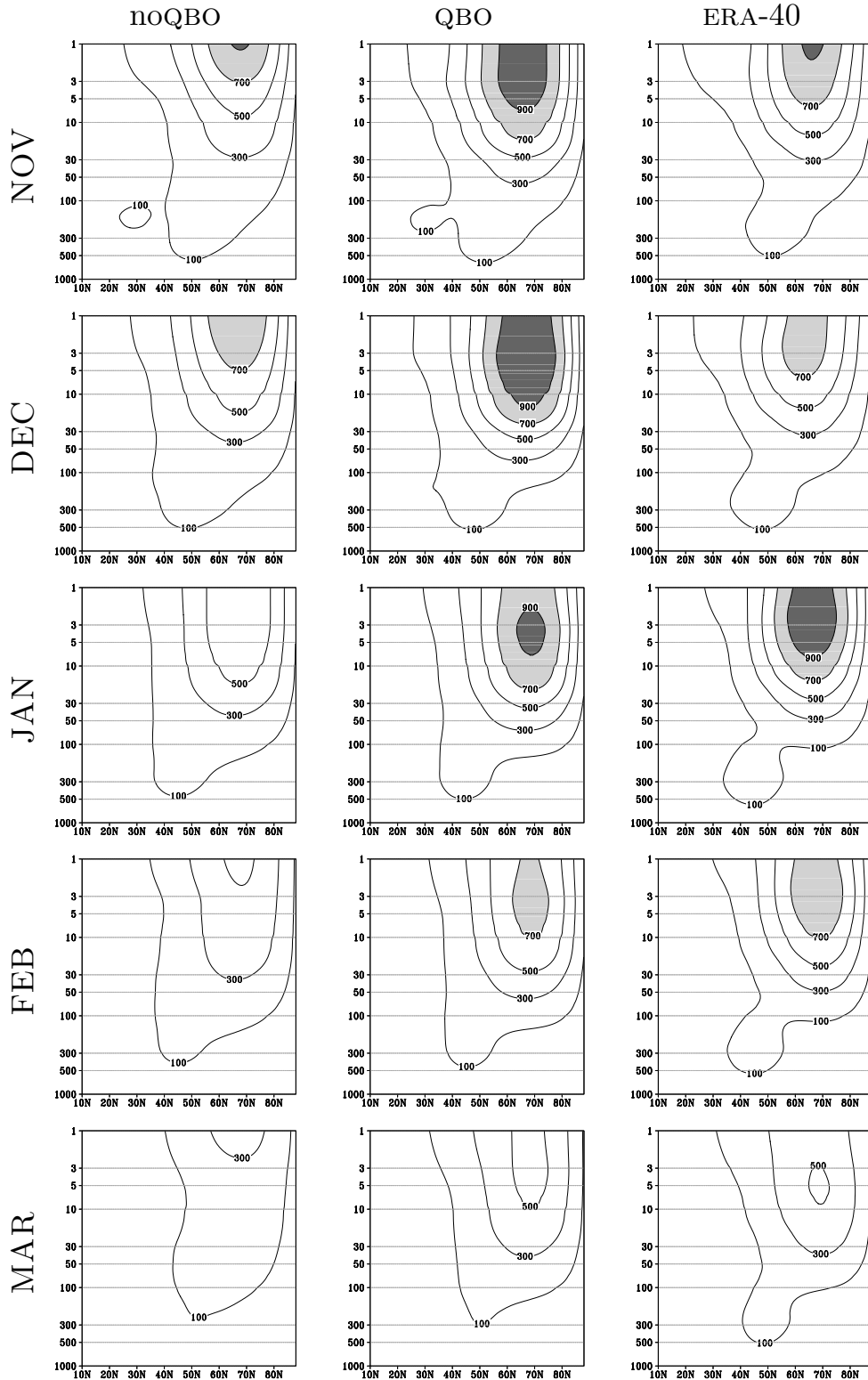
### III.2.3.3 Stratospheric variability

As a result of this more realistic simulation of the planetary wave amplitude, we can expect an improvement of the interannual variability of the extratropical stratosphere. In order to quantify this effect, Figure III.5 shows the standard deviation of the interannual distribution of the 50 *mb* daily area-averaged polar cap temperature. This gives a way to assess the timing of the stratospheric sudden warmings (SSW), which play a prominent role in the wintertime northern hemisphere stratospheric variability. The differences between the two experiments show an enhanced variance and a better timing of the winter warming activity. As found in Pascoe et al. (2006), the introduction of a realistic equatorial stratosphere results in an earlier and more realistic onset of the SSW activity.

A Kolmogorov-Smirnov test (see Appendix for the details) has been performed to test whether the control and nudged stratospheric variability distributions are significantly different. For this purpose, we used the daily-mean zonal-mean zonal wind at 60°N, at 3 levels of the stratosphere : 10 *mb*, 50 *mb* and 100 *mb*. Figure III.6 shows histograms of these data, which have been centred in order to remove the biases shown in Figure III.2. It can be seen that the spread is larger in the mid-stratosphere and that the nudged experiment is able to reproduce both high and low amplitude winds found in the reanalysis data. On the contrary, the control experiment exhibits a too small variability, especially in the lower stratosphere. The very low values of the conservative  $p$ -value used in the statistical test objectively confirm that the relaxation of the equatorial middle atmosphere substantially improves the extra-tropical stratospheric variability. In the next section, we will investigate the possible effect of these improvements on the tropospheric climate.

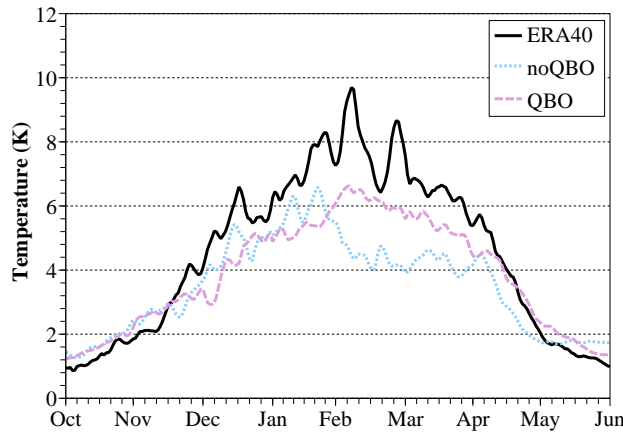
### III.2.3.4 Stratosphere-troposphere coupling

A large number of recent papers provides strong evidence that the dynamical stratospheric conditions may affect the tropospheric circulation. While numerical experiments with an artificially weakened stratospheric circulation [Norton (2003) ; Lott et al. (2005)] have shown that the stratospheric variability contributes to the persistence of the Arctic Oscillation (AO), recent



**Fig. III.4.** Meridional cross sections of the amplitude  $A_s$  of the monthly-mean geopotential height fields (meters) from (left) noQBO experiment ensemble mean, (middle) QBO experiment ensemble mean, and (right) ERA-40 reanalysis, for planetary wavenumber  $s=1$  and for several winter months (November to March, from top to bottom). The contour intervals are the same for each panel and values exceeding 700 m are grey shaded.





**Fig. III.5.** Standard deviation of the interannual distribution of daily area-averaged polar cap temperature at 50 mb. Coloured lines shows  $\sigma_{model}$  (as defined in the Appendix) for noQBO ensemble simulation (blue dotted line) and QBO ensemble simulation (purple dashed line). Black solid line is for ERA-40 reanalysis.  $65^\circ\text{N}$  is used to define the polar cap.

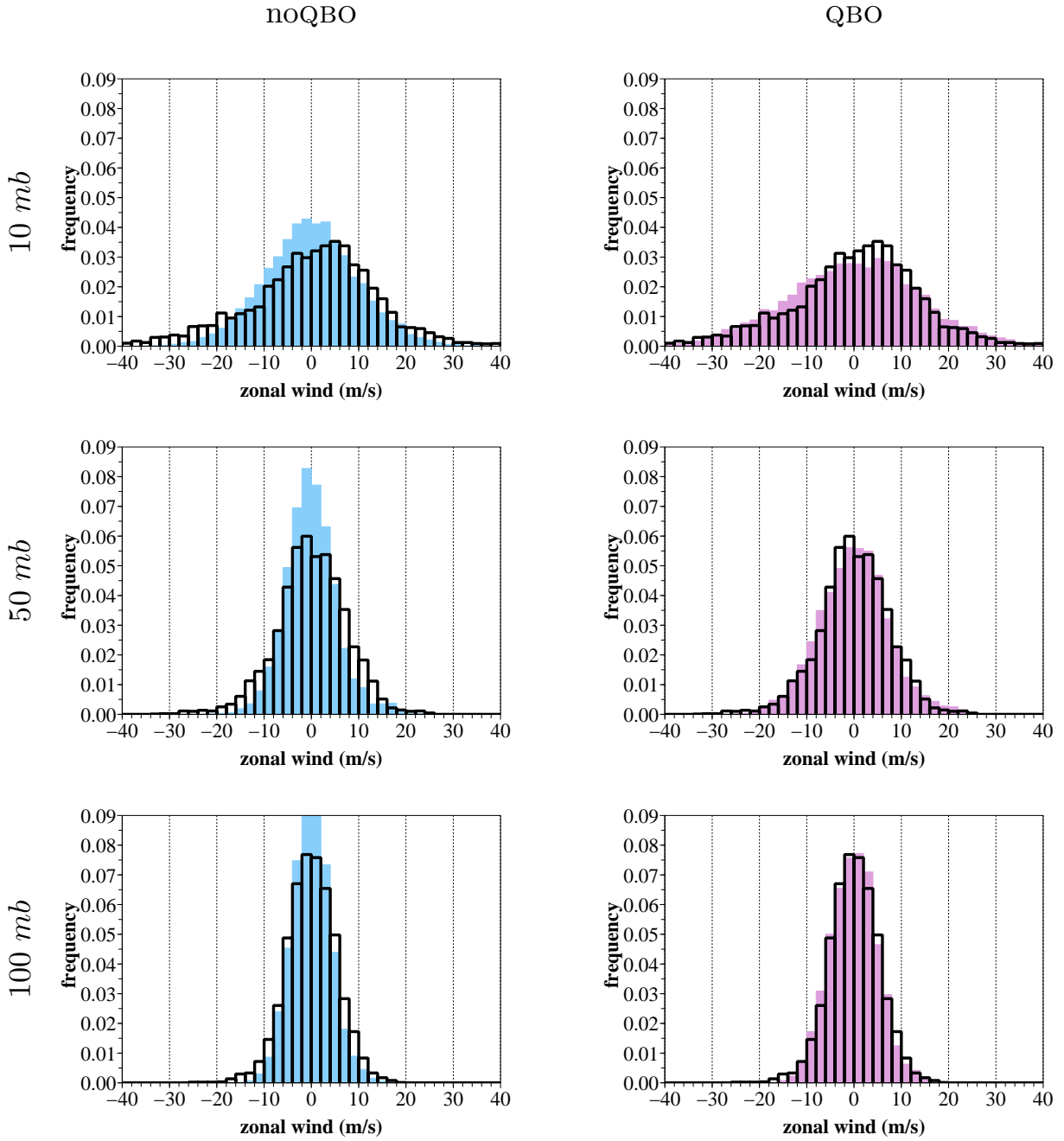
modelling studies based on a perturbation or on a relaxation of the stratospheric variability [Scaife et al. (2005) ; Douville (2009)] confirm the possible downward influence on winter surface climate through a modulation of the North Atlantic Oscillation (NAO).

To analyse the possible dynamical links between the stratosphere and the troposphere, we follow Cohen et al. (2002) and we study the area averaged geopotential height anomaly over the polar cap, considered as a good approximation of the AO index. As suggested by Baldwin et Thompson (2009), we use the value of  $65^\circ\text{N}$  to define the polar cap. Figure III.7 shows correlations (November to March) between the daily polar cap geopotential anomaly at 100 mb with the same quantity at other levels. It gives a synthetic overview of the downward propagation of the annular mode. It can be seen from this figure that, except for the mid-troposphere, the correlations of the nudged experiment are quite similar to that of the reanalysis dataset. In particular, the stratospheric persistence of 100 mb anomaly is also better captured in the QBO experiment. Overall, the dynamical coupling between the troposphere and the stratosphere seems to be improved with the introduction of a realistic equatorial stratosphere.

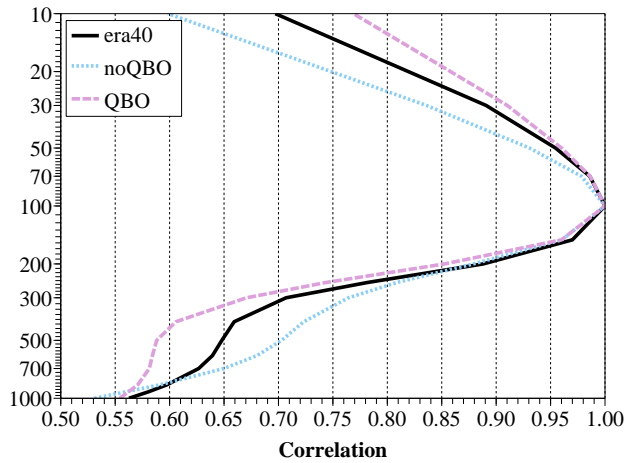
In order to study the surface impact on this improved stratosphere-troposphere coupling, Figure III.8 shows the difference in geopotential height at 1000 mb between the nudged and control experiments in early (November-December) and late (January to March) winter. For the two winter periods, there are increased heights over the North Atlantic and European regions and decreased heights over the Arctic. The pattern is more pronounced in early winter. It is clearly similar to that obtained by Baldwin et Dunkerton (2001) or by Norton (2003). Thus, the enhancement of the stratospheric variability due to a realistic equatorial stratosphere produces a surface height response that projects onto the positive phase of the NAO/AO.

### III.2.4 Conclusion

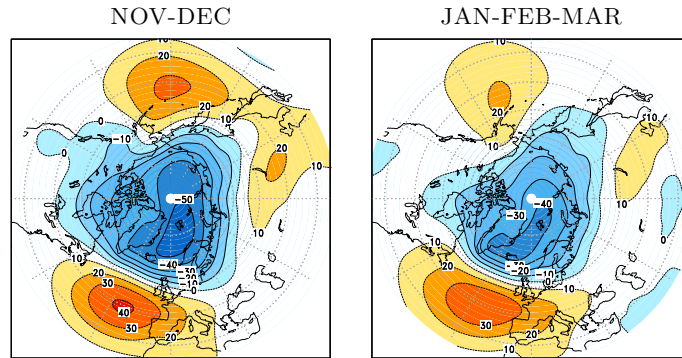
In summary, the net influence of a realistic equatorial stratosphere is assessed by comparing a relaxation experiment and a free-running experiment. This study clearly demonstrates that the introduction into a general circulation model of a realistic equatorial stratosphere significantly improves the extratropical northern hemisphere winter circulation. The mechanism proposed for this effect involves the modification of the propagation of large-scale waves.



**Fig. III.6.** Histograms of daily zonal-mean zonal wind at  $60^\circ\text{N}$  and at 3 stratospheric levels (10 mb (top), 50 mb (middle) and 100 mb (bottom)), calculated with a bin size of  $2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Data comprise all ensemble members for deep wintertime (NDJFM) over the period 1971-2000. ERA-40 climatology is plotted in black, noQBO experiment in blue (left panels), and QBO experiment in purple (right). The distributions are significantly different with an overall  $p$ -value (see Appendix) of 0.019, 0.006 and 0.051 respectively for 10 mb, 50 mb and 100 mb.



**Fig. III.7.** Correlation during November to March between the daily area-averaged polar cap geopotential anomaly at 100 mb with the same quantity at other levels for ERA-40 reanalysis (black solid line), control experiment (blue dotted line) and QBO experiment (purple dashed line).



**Fig. III.8.** Difference in November-December (left panel) and January-March (right panel) ensemble average 1000 mb geopotential height between QBO experiment and control experiment. The contour interval is 10 m.

1. The addition of a more realistic westerly phase (Fig. III.1) shifts poleward the stratospheric jet (Fig. III.2), which meridional location remains a common deficiency of the global models.
2. By displacing the position of the jet, it allows a better representation of the mid-latitudes wave guide for propagation (Fig. III.3), thereby producing a much more realistic temporal evolution of the wavenumber 1 amplitude in the stratosphere (Fig. III.4).
3. It is associated with a significant improvement of the northern hemisphere stratospheric variability both by advancing the onset of the warming activity (Fig. III.5) and by enhancing the overall variance (Fig. III.6).
4. Increased stratospheric variability also improves the dynamical link between the stratosphere and the troposphere (Fig. III.7) and produces a surface response similar to a positive AO pattern (Fig. III.8).

Although these results are not completely independent from the model used here, the analysis is consistent with already reported studies and confirms that an accurate northern hemisphere climate modelling requires a realistic equatorial middle atmosphere, in particular with a realistic QBO amplitude.

## Acknowledgments

The authors are very grateful to M. Déqué, A. Voldoire, and S. Tyteca for providing efficient tools to carry on this numerical study. Thanks are also due to M. Michou, H. Teysède, D. Olivé and A. Ribes for useful discussions and comments on the manuscript.

### III.2.5 Appendix

#### III.2.5.A Discrete Fourier transform

Let  $\{\lambda_k = \frac{2\pi k}{N}\}_{0 \leq k \leq N-1}$  denote the  $N$  longitudes of the grid. The discrete Fourier transform of the geopotential field  $\Phi$  is

$$\Phi(\lambda_k) \equiv \Phi_k = \frac{1}{N} \sum_{s=0}^{N-1} \hat{\Phi}_s e^{is\lambda_k} \quad (\text{III.A1})$$

where

$$\hat{\Phi}_s = \sum_{k=0}^{N-1} \Phi(\lambda_k) e^{-is\lambda_k} \quad (\text{III.A2})$$

Then, the amplitude  $A_s$  and the phase  $\alpha_s$  of the wave  $s$  are obtained from the discrete Fourier coefficients

$$A_s = \frac{2}{N} |\hat{\Phi}_s| \quad (\text{III.A3})$$

$$\alpha_s = \arg(\hat{\Phi}_s) \quad (\text{III.A4})$$

#### III.2.5.B Interannual variance

Let  $i$  denote an ensemble member and  $k$  a year. There are a total of  $N = 3$  ensemble members and  $Y = 30$  years. In order to quantify the averaged year-to-year deviation of the model from its climatology, we define, for a field  $x$  and for each day, the interannual variance of ensemble mean anomalies taken with respect to the overall model climatology as

$$\sigma_{model}^2 = \frac{1}{Y} \sum_{k=1}^Y (x'_k)^2 \quad (\text{III.B1})$$

where  $x'_k$  denotes the ensemble mean anomaly with respect to the overall model climatology  $\bar{x}$

$$x'_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_{ik} - \bar{x}) \quad (\text{III.B2})$$

$$\bar{x} = \frac{1}{YN} \sum_{k=1}^Y \sum_{i=1}^N x_{ik} \quad (\text{III.B3})$$

#### III.2.5.C Statistical test

A Kolmogorov-Smirnov (KS) test has been used to test whether the control and nudged distributions are significantly different. Let  $\{x_t^k\}_{1 \leq t \leq T}$  and  $\{x_t^l\}_{1 \leq t \leq T}$  denote respectively the  $T$  data (typically the daily zonal-mean zonal wind over the selected winter period; for example,  $T = 30 \times 90$  days) of the  $k$ -th ensemble member of the control experiment and of the  $l$ -th

ensemble member of the nudged experiment. The empirical cumulative distribution function  $\hat{F}_j$  associated with ensemble member  $j$  is defined as

$$\hat{F}_j(x) = \frac{1}{T} \sum_{t=1}^T \mathbb{1}_{\{x_t^j \leq x\}} \quad (\text{III.C1})$$

where  $\mathbb{1}$  is the indicator function. Let now consider the  $k$ -th ensemble member of the control experiment. For each  $l$ -th ensemble member of the nudged experiment, we test the null hypothesis

$$(H_0) \quad F_k = F_l \quad (\text{III.C2})$$

by defining the KS statistic as the distance  $D_{kl}$  between the two empirical cumulative distribution functions

$$D_{kl} = \sup_x |\hat{F}^k(x) - \hat{F}^l(x)| \quad (\text{III.C3})$$

The null distribution of  $D_{kl}$  is obtained by a bootstrap method. In order to account for the significant autocorrelation of the daily data used, we first simulate a Gaussian AR(1)-process  $s$ , satisfying

$$s_t = \alpha s_{t-1} + \varepsilon_t \quad \varepsilon_t \sim \mathcal{N}(0, 1) \quad (\text{III.C4})$$

where  $\alpha$  is the lag 1 autocorrelation coefficient of the data. By applying the transformation  $z = \hat{F}_k^{-1}(\Phi(s))$  (where  $\Phi$  is the cumulative distribution function of the standard normal distribution), we obtain a sample the distribution of which is  $\hat{F}_k$ . We deduce the null distribution of  $D_{kl}$ . For each couple of ensemble member  $(k, l)$ , we thus obtain a  $p$ -value  $p_{kl}$  of the KS test and we define a highly conservative overall  $p$ -value as

$$p_c = \max_{k,l}(p_{kl}) \quad (\text{III.C5})$$

### III.3 Perspectives

Cette étude a été menée conjointement à des expériences similaires (même technique de nudging) sur l'influence de la stratosphère extratropicale sur la variabilité du climat dans la troposphère. Elles ont donné lieu à des résultats très intéressants, qui évoquent la possibilité que les principaux modes de variabilité en hiver dans l'hémisphère nord puissent être fortement liés à la représentation réaliste de la stratosphère (Douville, 2009). Des études sont en cours afin de décrire les mécanismes pouvant expliquer de tels effets (Ouzeau et al., 2010). Enfin, Peings (2010) montre que l'amélioration de l'état moyen de la stratosphère extratropicale (rendue possible par la spécification d'une stratosphère équatoriale idéalisée) la rend beaucoup plus sensible à des perturbations de neige et permet de rendre compte des interactions entre la neige et le climat.

Cependant, de nombreuses questions se posent et méritent d'être approfondies. La première concerne le caractère idéalisé des expériences *nudgées* : la stratosphère y est considérée comme un *forçage* de la troposphère, ce qui empêche toute action réciproque de la troposphère sur la stratosphère. Il serait intéressant de quantifier cette action en réalisant des expériences où la troposphère est nudgée et en examinant la réponse de la stratosphère. La technique de *nudging* pourrait également permettre de séparer l'effet de la correction de l'état moyen de celui de la variabilité de la stratosphère équatoriale. Il suffirait pour cela de prescrire une stratosphère équatoriale *climatologique*. Enfin, comme il ne fait aucun doute que la QBO est *prévisible*, elle

peut être décrite simplement par des outils statistiques. Elle pourrait ainsi constituer une source de prévisibilité, certes modeste (Boer et Hamilton, 2008), pour la prévision à l'échelle saisonnière.

Le mécanisme décrit dans cet article semble relativement robuste, comme le suggère l'analyse menée à la fin du chapitre 5, dans laquelle nous essayons de montrer que l'amélioration de la représentation du vortex polaire par l'introduction de la chimie interactive conduit à une meilleure variabilité stratosphérique et à des effets sur la circulation troposphérique comparables à ceux trouvés dans ce chapitre.

# Chapitre IV

## Les ondes de gravité non orographiques

---

Dans ce chapitre, nous décrivons la mise en oeuvre d'une paramétrisation spectrale des ondes de gravité dans le modèle ARPEGE-Climat. Nous commençons par évoquer le rôle essentiel joué par ces ondes dans la dynamique de l'atmosphère moyenne, justifiant ainsi l'intérêt de cette démarche. Nous rappelons ensuite les principaux concepts théoriques développés pour décrire l'action de ces ondes, concepts dont nous verrons dans la partie suivante qu'ils sont largement utilisés par les paramétrisations d'ondes de gravité. Après avoir établi une description générale de celles-ci, nous décrivons en détail la paramétrisation choisie et insistons sur la manière objective dont les paramètres qui la composent sont ajustés. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de l'effet de cette paramétrisation dans le modèle de circulation générale.

### IV.1 Rôle dans l'atmosphère moyenne

L'objet de cette introduction est de présenter de manière succincte les principaux travaux sur l'influence des ondes de gravité, qui s'étend de la haute mésosphère (premier paragraphe) à la basse stratosphère (second paragraphe). Dans la suite de ce chapitre, nous reviendrons avec plus de détails sur la majorité des études citées dans cet aperçu historique.

#### IV.1.1 De la haute mésosphère...

La structure thermique de la mésosphère présente une remarquable propriété : la mésopause d'été est, aux hautes latitudes, beaucoup plus froide (typiquement de l'ordre de 50 K) que la mésopause d'hiver, alors que cette dernière ne reçoit pas de rayonnement solaire (chapitre 1, figure I.3). La haute mésosphère est ainsi loin de l'équilibre radiatif, au sens où elle n'est pas seulement gouvernée par des processus radiatifs (absorption de rayonnement solaire et rayonnement infra-rouge).

Une telle structure thermique (on parle de *renversement* du gradient de température) ne peut être maintenue que par un mouvement moyen subsident (ascendant) dans la mésosphère d'hiver (d'été), lui-même à l'origine d'une compression/chauffage (détente/refroidissement) adiabatique (Kellog et Schilling, 1951). L'intensité élevée de cette circulation méridienne du pôle d'été vers le pôle d'hiver nécessite, par conservation du moment cinétique, l'existence d'une source locale de quantité de mouvement, vraisemblablement due à des processus turbulents (Murgatroyd et Singleton, 1961). En incluant comme source supplémentaire de quantité de mouvement un terme de friction linéaire, appelé friction de Rayleigh, il est possible, avec des modèles analytiques

bidimensionnels, de reproduire les principales caractéristiques des distributions de vent et de température de l'atmosphère moyenne (Leovy, 1964).

Toutefois, l'absence de signification physique de cette friction de Rayleigh, conjuguée à la difficulté de reproduire le renversement du gradient vertical de vent zonal, conduisent Houghton (1978) à émettre l'hypothèse, suggérée une dizaine d'années plus tôt par Hodges (1969), que ce sont les ondes de gravité qui contrôlent la circulation de la mésosphère. Émises dans la troposphère, elles se propagent verticalement vers le sommet de l'atmosphère, où elles atteignent, par décroissance de la densité, des amplitudes si fortes qu'elles deviennent instables et finissent par *déferler* et déposer la quantité de mouvement qu'elles transportent. Les ondes de gravité sont ainsi susceptibles d'équilibrer le bilan de quantité de mouvement dans la haute mésosphère.

L'idée est approfondie d'un point de vue théorique par Lindzen (1981), qui calcule l'expression de l'accélération induite par la dissipation d'une onde de gravité. Puis confirmée par les travaux de Holton (1982) et de Garcia et Solomon (1985) qui obtiennent une représentation réaliste de la circulation de la mésosphère en incluant la paramétrisation de Lindzen dans des modèles zonaux.

#### IV.1.2 ...à la basse stratosphère

Les ondes de gravité jouent un rôle important non seulement dans la mésosphère mais aussi dans la stratosphère, en contribuant au forçage de l'oscillation quasi-biennale, à la modulation de la circulation méridienne de l'équateur vers les hautes latitudes de l'hémisphère d'été et à celle du vortex polaire en hiver.

L'importance des ondes de gravité est suggérée dès la première théorie de la QBO (Lindzen et Holton, 1968), qui la décrit comme une oscillation interne résultant de l'interaction ondes-écoulement moyen qui se produit lors de la dissipation dans la basse stratosphère d'ondes générées par la troposphère et se propageant verticalement. Si ce mécanisme n'a pas été remis en cause par la suite, la part relative des différentes composantes du spectre d'ondes dans le forçage de l'oscillation équatoriale continue d'être discutée. Certaines études montrent notamment que les ondes équatoriales d'échelle planétaire (ondes de Kelvin et ondes de Rossby-gravité) présentes dans la basse stratosphère ne transportent pas assez de quantité de mouvement pour expliquer l'oscillation observée, et attribuent aux ondes de gravité une part significative du forçage de la QBO (Takahashi et Boville, 1992 ; Dunkerton, 1997). Plus récemment, Scaife et al. (2000) et Giorgetta et al. (2002) ont réussi à simuler une oscillation quasi-biennale dans un GCM en incluant une paramétrisation des ondes de gravité non orographiques.

En s'appuyant sur le principe du *downward control* développé par Haynes et al. (1991), d'autres études soulignent l'importance des ondes de gravité dans la modulation à la fois du jet stratosphérique aux moyennes latitudes dans l'hémisphère d'été (Alexander et Rosenlof, 1996) et du vortex polaire en hiver (Garcia et Boville, 1994).

**Ce rappel historique révèle que la propagation verticale des ondes de gravité constitue un processus essentiel dans le transfert vertical de quantité de mouvement dans l'atmosphère moyenne, qui doit être représenté dans les modèles de grande échelle prenant en compte ces régions de l'atmosphère. □**

## IV.2 Fondements théoriques

Dans cette partie, il s'agit d'introduire le cadre théorique dans lequel s'inscrivent les paramétrisations des ondes de gravité sur lesquelles nous nous attarderons dans la partie suivante. La plupart des notations ou hypothèses utilisées dans ce chapitre sont tout à fait standards, elles s'inspirent largement des travaux de synthèse de Andrews et al. (1987).



## IV.2.1 Équations primitives

Le système d'équations primitives utilisé dans ce chapitre est obtenu en se servant d'un certain nombre de simplifications communément admises. La première de ces approximations est d'ordre géométrique. Elle concerne l'utilisation d'un système de coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$  dans un plan tangent à la planète au centre de la zone d'intérêt. Les composantes du vecteur vitesse sont notées  $(u, v, w)$  et les vecteurs de la base  $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ . La deuxième simplification consiste dans l'hypothèse du  $\beta$ -plan, qui permet de retenir les effets liés à la sphéricité de la Terre au premier ordre. Cela revient à se situer à une latitude donnée sur le cône tangent de la sphère. Le paramètre de Coriolis  $f$  s'écrit sous la forme  $f = f_0 + \beta y$ , variant linéairement dans la direction Nord-Sud, autour de la valeur moyenne  $f_0$ . Enfin, les équations sont écrites en utilisant l'altitude log-pression  $z^* = -H \ln(p/p_s)$  comme coordonnée verticale (cf Eq. (VII.17) de l'annexe). On notera  $_x$  la dérivée partielle selon  $x$  et  $D_t$  la dérivée totale.

$$D_t u - f v + \Phi_x = X \quad (\text{IV.1a})$$

$$D_t v + f u + \Phi_y = Y \quad (\text{IV.1b})$$

$$\Phi_z = H^{-1} R \theta e^{-\kappa z/H} \quad (\text{IV.1c})$$

$$u_x + v_y + \rho_0^{-1} (\rho_0 w)_z = 0 \quad (\text{IV.1d})$$

$$D_t \theta = Q \quad (\text{IV.1e})$$

Dans le système d'équations (IV.1) ci-dessus,  $\Phi$  désigne le géopotentiel (cf VII.18),  $\theta$  la température potentielle (cf VII.25),  $X$  et  $Y$  les composantes horizontales des forces de friction ou de tout autre forçage mécanique non-conservatif, et  $\rho_0(z)$  le profil de densité. En outre,  $Q \equiv (J/c_p) e^{\kappa z/H}$  où  $J$  est le taux de chauffage diabatique par unité de masse (cf VII.27).

## IV.2.2 Équations linéarisées

Pour percevoir certains phénomènes physiques à l'oeuvre dans les équations fondamentales, il est nécessaire d'avoir recours à des modèles simplifiés. La méthode des perturbations constitue une technique simple et très utile pour une analyse qualitative des ondes atmosphériques. Dans l'analyse qui suit, on utilise une version bidimensionnelle du système d'équations (IV.1), dans lequel on néglige la force de Coriolis et on écrit le taux de chauffage radiatif sous la forme d'une relaxation newtonienne, autrement dit  $Q = -\mu(\theta - \theta_r)$  (où  $\mu$  désigne un taux de refroidissement newtonien). On considère un écoulement de base stationnaire et zonal  $\{\bar{u}_0(z), \bar{w}_0 = 0, \bar{\Phi}_0(z), \bar{\theta}_0(z)\}$  tel que

$$\bar{\Phi}_{0z} = H^{-1} R \bar{\theta}_0 e^{-\kappa z/H} \quad (\text{IV.2})$$

et on étudie les *petites* perturbations  $\{u', w', \Phi', \theta'\}$  par rapport à cet écoulement de base. Pour caractériser l'amplitude de la perturbation, on introduit un paramètre  $\alpha$ , de sorte que les champs dynamiques prennent la forme

$$(u, w, \Phi, \theta)(x, y, z, t) = (\bar{u}_0(z), 0, \bar{\Phi}_0(z), \bar{\theta}_0(z)) + (u', w', \Phi', \theta')(x, y, z, t) + O(\alpha^2) \quad (\text{IV.3})$$

On cherche alors à déterminer les équations que satisfont les perturbations à l'ordre  $O(\alpha)$ . Les équations ainsi obtenues sont dites **linéarisées**; elles s'écrivent, en notant  $\bar{u}_{0z} = d\bar{u}_0/dz$ ,

$$(\partial_t + \bar{u}_0 \partial_x) u' + \bar{u}_{0z} w' + \Phi'_x = X' \quad (\text{IV.4a})$$

$$\Phi'_z = H^{-1} R \theta' e^{-\kappa z/H} \quad (\text{IV.4b})$$

$$\partial_x u' + \rho_0^{-1} \partial_z (\rho_0 w') = 0 \quad (\text{IV.4c})$$

$$(\partial_t + \bar{u}_0 \partial_x) \theta' + \bar{\theta}_{0z} w' = Q' \equiv -\mu \theta' \quad (\text{IV.4d})$$

Si on pose

$$N^2 = H^{-1}R\bar{\theta}_{0z}e^{-\kappa z/H} = \bar{\Phi}_{0zz} + \frac{\kappa}{H}\bar{\Phi}_{0z} \quad (\text{IV.5})$$

l'équation (IV.4d) prend la forme

$$(\partial_t + \bar{u}_0\partial_x + \mu)\Phi'_z + N^2w' = 0 \quad (\text{IV.6})$$

### IV.2.3 Ondes monochromatiques

#### IV.2.3.1 Relations de polarisation

On considère à présent que la perturbation est essentiellement due à une onde monochromatique ayant pour fréquence absolue  $\omega$  et pour nombre d'onde horizontal  $k$  (avec la convention communément admise  $k > 0$ )

$$(u', w', \Phi', \theta')(x, z, t) = \mathcal{R}e \left[ (\hat{u}, \hat{w}, \hat{\Phi}, \hat{\theta})(z)e^{i(kx - \omega t)} \right] \quad (\text{IV.7})$$

Dans la suite de l'exposé, on notera  $c = \omega/k$  la vitesse de phase et  $\hat{\omega} = \omega - k\bar{u}_0 = k(c - \bar{u}_0)$  la fréquence intrinsèque de l'onde. À partir du système d'équations (IV.4), on obtient alors les relations de polarisation suivantes

$$-i\hat{\omega}\hat{u} + \bar{u}_{0z}\hat{w} + ik\hat{\Phi} = 0 \quad (\text{IV.8a})$$

$$(-i\hat{\omega} + \mu)\hat{\Phi}_z + N^2\hat{w} = 0 \quad (\text{IV.8b})$$

#### IV.2.3.2 Équation d'onde

On utilise ensuite l'équation de continuité (IV.4c) pour introduire la fonction de courant  $\psi'(x, z, t) = \hat{\psi}(z)e^{i(kx - \omega t)}$  définie par les relations

$$\rho_0 u' = \partial_z \psi' \quad (\text{IV.9a})$$

$$\rho_0 w' = -\partial_x \psi' \quad (\text{IV.9b})$$

Une série de manipulations des relations (IV.8) et (IV.9) conduit à l'équation différentielle du second ordre vérifiée par l'amplitude  $\hat{\psi}$  de la fonction de courant de la perturbation

$$\hat{\psi}_{zz} + \frac{1}{H}\hat{\psi}_z + \left[ \frac{k}{\hat{\omega}} \left( \bar{u}_{0zz} + \frac{\bar{u}_{0z}}{H} \right) + \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}(\hat{\omega} + i\mu)} \right] \hat{\psi} = 0 \quad (\text{IV.10})$$

L'utilisation de la fonction de courant *normalisée*  $\hat{\varphi}(z) = \hat{\psi}(z)e^{z/2H}$  conduit alors à l'équation d'onde canonique

$$\hat{\varphi}_{zz} + Q(z)\hat{\varphi} = 0 \quad (\text{IV.11})$$

où

$$Q(z) = \frac{k}{\hat{\omega}} \left( \bar{u}_{0zz} + \frac{\bar{u}_{0z}}{H} \right) + \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}(\hat{\omega} + i\mu)} - \frac{1}{4H^2} \quad (\text{IV.12})$$

#### IV.2.3.3 Solution WKB et nombre d'onde vertical

L'équation d'onde (IV.11) est similaire à celle obtenue par Plumb (1977) (*équation 2.3*) ou par Lindzen (1981) (*équation 1*). Elle est généralement résolue en utilisant l'approximation dite WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) : la solution générale de cette équation s'écrit sous la forme d'une combinaison linéaire de deux solutions (Bender et Orszag (1978), p. 487)

$$\hat{\varphi}(z) = a_1 Q^{-1/4}(z) \exp \left[ i \int_{z_0}^z m_1(s) ds \right] + a_2 Q^{-1/4}(z) \exp \left[ i \int_{z_0}^z m_2(s) ds \right] \quad (\text{IV.13})$$

où  $m_1(z) = -m_2(z) = \sqrt{Q(z)}$  représentent des nombres d'ondes verticaux et sont les solutions de l'équation  $m^2 = Q$ . Seule la solution correspondant à une propagation verticale vers le haut de la perturbation est pertinente d'un point de vue physique dans le problème considéré. Cela signifie que la composante verticale  $c_{gz}$  de la vitesse de groupe de l'onde est positive, autrement dit

$$c_{gz} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial m} > 0 \quad (\text{IV.14})$$

Si l'on suppose que les premier et troisième termes de l'expression (IV.12) sont négligeables par rapport au terme central (hypothèses faites dans Plumb (1977) et Lindzen (1981)), alors le nombre d'onde vertical local  $m$  vérifie

$$m^2(z) = Q(z) = \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}(\hat{\omega} + i\mu)} \quad (\text{IV.15})$$

Si l'on considère également que  $\mu \ll \hat{\omega}$ , on retrouve, à l'ordre zéro en  $\mu/\hat{\omega}$ , la relation de dispersion classique

$$m^2(z) = \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}^2} \quad (\text{IV.16})$$

La condition de propagation vers le haut (IV.14) prend alors la forme  $\text{sign}(m) = -\text{sign}(\hat{\omega})$  et impose le choix de  $m_1$  ou de  $m_2$  selon le signe de  $\hat{\omega}$ , autrement dit

$$m(z) = -\text{sign}(\hat{\omega})\sqrt{Q(z)} = -\text{sign}(\hat{\omega})\frac{kN}{|\hat{\omega}|} \quad (\text{IV.17})$$

À l'ordre 1, on peut facilement vérifier que

$$m(z) = \pm \frac{kN}{|\hat{\omega}|} \left(1 - \frac{i\mu}{2\hat{\omega}}\right) \quad (\text{IV.18})$$

De la même manière, le choix de l'une ou l'autre des solutions se fait en s'assurant que l'onde se propage vers le haut, c'est-à-dire

$$m(z) = -\text{sign}(\hat{\omega})\frac{kN}{|\hat{\omega}|} \left(1 - \frac{i\mu}{2\hat{\omega}}\right) \quad (\text{IV.19})$$

Dans le paragraphe suivant, nous soulignerons l'importance de la partie imaginaire  $m_i$  du nombre d'onde vertical qui s'exprime sous la forme

$$m_i(z) = \frac{1}{2} \frac{N\mu}{k(\bar{u}_0 - c)^2} \quad (\text{IV.20})$$

On remarque qu'elle est strictement positive ( $m_i > 0$ ), ce qui assure le caractère borné de la solution lorsque  $z \rightarrow \infty$ . La partie réelle  $m_r$  de  $m$  correspond à l'approximation d'ordre zéro : elle est conservée dans le terme non exponentiel de la solution. On écrit par conséquent l'amplitude de la perturbation sous la forme

$$\hat{\varphi}(z) = \hat{\varphi}_0 \sqrt{\frac{m_r(z_0)}{m_r(z)}} \exp \left[ i \int_{z_0}^z m(z') dz' \right] \quad (\text{IV.21})$$

## IV.2.4 Action sur l'écoulement moyen

### IV.2.4.1 Flux de quantité de mouvement

On étudie désormais les effets produits par notre perturbation sur le vent zonal moyen  $\bar{u}$  au sens de l'opérateur défini sur le domaine périodique  $[0, L]$  comme

$$\bar{u}(z, t) = \frac{1}{L} \int_0^L u(x, z, t) dx \quad (\text{IV.22})$$

On peut montrer à partir du système d'équations (IV.1) qu'il suit la loi d'évolution

$$\rho_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \frac{\partial(\rho_0 \overline{u'w'})}{\partial z} \equiv \frac{\partial \bar{F}^z}{\partial z} \quad (\text{IV.23})$$

$\bar{F}^z = -\rho_0 \overline{u'w'}$  représente la composante verticale du flux de quantité de mouvement (aussi appelé flux d'Eliassen-Palm). En utilisant les propriétés élémentaires des nombres complexes, les relations (IV.9) et la définition (IV.22) de l'opérateur moyenne, et en désignant par  $\hat{\psi}^*$  le complexe conjugué de  $\hat{\psi}$ , on peut relier ce flux à l'amplitude  $\hat{\psi}$  de la fonction de courant de la perturbation, autrement dit

$$\bar{F}^z = \frac{ik}{4\rho_0} [\hat{\psi}\hat{\psi}_z^* - \hat{\psi}^*\hat{\psi}_z] \quad (\text{IV.24})$$

### IV.2.4.2 Théorème de non-interaction

Le flux vertical de quantité de mouvement peut également s'écrire sous la forme

$$\bar{F}^z = -\frac{k}{2\rho_s} \mathcal{R}e(i\hat{\varphi}^*\hat{\varphi}_z) \quad (\text{IV.25})$$

Avec cette expression, il est possible de démontrer le théorème de non-interaction (Eliassen et Palm, 1961). En multipliant l'équation d'onde canonique (IV.11) par  $\hat{\varphi}^*$  et en intégrant par parties entre  $z_1$  et  $z_2$ , on obtient

$$[\hat{\varphi}^*\hat{\varphi}_z]_{z_1}^{z_2} + \int_{z_1}^{z_2} (|\hat{\varphi}_z|^2 - Q(z)|\hat{\varphi}|^2) dz = 0 \quad (\text{IV.26})$$

Comme la quantité  $\int_{z_1}^{z_2} (|\hat{\varphi}_z|^2 - Q(z)|\hat{\varphi}|^2) dz$  est toujours un nombre réel dès que  $Q$  est lui-même réel, on en déduit que

$$[\hat{\varphi}^*\hat{\varphi}_z]_{z_1}^{z_2} \in \mathbb{R} \text{ puis } \mathcal{R}e(i[\hat{\varphi}^*\hat{\varphi}_z]_{z_1}^{z_2}) = 0 \quad (\text{IV.27})$$

de sorte que (cf (IV.25))

$$\bar{F}^z(z_1) = \bar{F}^z(z_2) \quad (\text{IV.28})$$

Pour une onde linéaire, adiabatique et non stationnaire ( $Q \in \mathbb{R}$ ), le flux vertical de quantité de mouvement est indépendant de l'altitude. On parle de théorème de non-interaction ou de théorème d'Eliassen-Palm.

### IV.2.4.3 Expression de l'accélération sur l'écoulement moyen

Exprimons enfin l'accélération induite par l'onde monochromatique dans le cas général où le nombre d'onde vertical  $m$  est complexe et s'écrit sous la forme  $m(z) = m_r(z) + im_i(z)$ , avec  $m_r$  et  $m_i$  réels. L'équation (IV.21) fournit

$$\hat{\psi}(z) = \hat{\psi}_0 m_r(z_0)^{1/2} m_r(z)^{-1/2} e^{-(z-z_0)/2H} \exp \left[ i \int_{z_0}^z m(z') dz' \right] \quad (\text{IV.29})$$

On suppose que  $e^{i \int m_r dz}$  domine la variation selon  $z$  de  $\hat{\psi}$  de sorte que l'on puisse écrire

$$\hat{\psi}_z = i\hat{\psi}_0(m_r(z_0)m_r(z))^{1/2}e^{-(z-z_0)/2H} \exp \left[ i \int_{z_0}^z m(z')dz' \right] \quad (\text{IV.30})$$

La formule (IV.24) permet alors d'écrire le flux vertical quantité de mouvement sous la forme

$$\overline{F}^z = \overline{F}_0^z \exp \left[ -2 \int_{z_0}^z m_i(z')dz' \right] \equiv \overline{F}_0^z \exp \left[ - \int_{z_0}^z \frac{N\mu}{k(\overline{u}_0 - c)^2} dz' \right] \quad (\text{IV.31})$$

en posant

$$\overline{F}_0^z = \frac{k}{2\rho_s} |\hat{\psi}_0|^2 m_r(z_0) \quad (\text{IV.32})$$

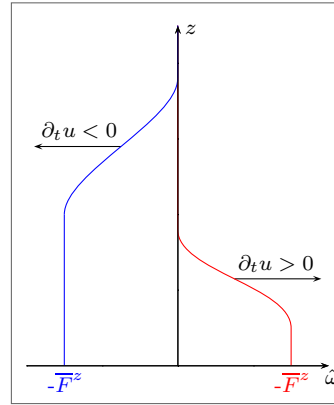
Ainsi, la force exercée par la perturbation sur l'écoulement moyen  $\overline{X} = \partial_t \overline{u} = \rho_0^{-1} \partial_z \overline{F}^z$  peut s'écrire sous la forme

$$\overline{X} = - \frac{N\mu}{k(\overline{u}_0 - c)^2 \rho_s} \overline{F}_0^z(c) \exp \left[ - \int_{z_0}^z \frac{N\mu}{k(\overline{u}_0 - c)^2} dz' \right] e^{(z-z_0)/H} \quad (\text{IV.33})$$

On remarque alors (cf (IV.17)) que

$$\text{sign}(\overline{F}^z) = \text{sign}(\overline{F}_0^z) = -\text{sign}(\hat{\omega}) \quad (\text{IV.34})$$

Les ondes se propageant vers l'est ( $\hat{\omega} > 0$ ) accélèrent l'écoulement moyen lorsqu'elles déferlent (i.e. le flux qu'elle transporte s'annule). Inversement, les ondes se propageant vers l'ouest décèlent l'écoulement moyen en déferlant (**figure IV.1**).



**Fig. IV.1.** Représentation schématique du profil vertical du flux d'Eliassen-Palm, pour une onde d'ouest (rouge) et pour une onde d'est (bleu). La force exercée sur l'écoulement moyen est représentée au moyen d'une flèche.

La formule (IV.31) permet également d'introduire la notion de niveau critique. Quand la fréquence intrinsèque  $\hat{\omega}$  change de signe, le flux de quantité de mouvement s'annule. On comprend ainsi que les ondes se propageant vers l'est sont favorisées dans un écoulement vers l'ouest. Nous reviendrons sur les implications de cette remarque pour la dynamique de l'atmosphère moyenne dans les parties suivantes.

## IV.2.5 Saturation

Terminons cette description théorique des ondes de gravité en introduisant le concept de saturation imaginé par Lindzen (1981). La croissance exponentielle de la perturbation avec l'altitude est en fait limitée par des instabilités convectives et/ou dynamiques. Pour Lindzen, le niveau de déferlement (*breaking level*)  $z_b$  est défini comme l'altitude à partir de laquelle les isentropes deviennent verticales. La condition de déferlement est ainsi liée à l'apparition d'une instabilité convective (elle survient lorsque le gradient de température potentielle s'inverse), autrement dit

$$\theta_z = \theta'_z + \bar{\theta}_{0z} < 0$$

L'utilisation combinée des relations (IV.4b) et (IV.5) permet d'écrire cette condition de déferlement sous la forme

$$\theta_z = HR^{-1}e^{\kappa z/H}[\Phi'_{zz} + \kappa H^{-1}\Phi'_z + N^2] = 0 \quad (\text{IV.35})$$

Puisque  $\Phi'$  croît exponentiellement avec  $z$ , la quantité  $-\Phi'_{zz} + \kappa H^{-1}\Phi'_z$  va annuler la valeur de  $N^2$  à  $z = z_b$ .

La deuxième étape de la théorie de Lindzen consiste à décrire le comportement de la perturbation au-dessus du niveau de déferlement. Il postule que pour  $z \geq z_b$ , les ondes sont *saturées* au sens où l'énergie de l'onde est juste diffusée pour que l'amplitude de l'onde soit maintenue constante.

**Cette description théorique de l'action des ondes de gravité a permis d'introduire la plupart des notions (relation de dispersion, solution WKB, niveau critique, saturation) utilisées par les paramétrisations d'ondes de gravité. □**

## IV.3 Les paramétrisations des ondes de gravité dans les GCMs

### IV.3.1 Introduction

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons souligné le rôle essentiel des ondes de gravité dans la dynamique de l'atmosphère moyenne. Une prise en compte réaliste de cette région de l'atmosphère dans les modèles climatiques globaux exige ainsi une représentation soignée de ces ondes de gravité. Cependant, leur échelle horizontale (comprise entre une dizaine et plusieurs centaines de kilomètres) est nettement plus petite que la résolution horizontale typique des modèles actuels (qui est de l'ordre de  $2^\circ \equiv 200$  km). La résolution verticale est également limitante, elle doit être suffisamment élevée pour simuler correctement la propagation verticale des ondes. Face à ces contraintes, deux approches sont alors possibles.

La première consiste à construire des GCM avec des résolutions horizontale et verticale suffisamment fines pour *résoudre* explicitement la majorité des ondes de gravité. C'est la démarche retenue notamment par Hamilton et al. (1999). En utilisant le modèle SKYHI avec une résolution horizontale de l'ordre de 35 km, il est capable de simuler de manière réaliste le jet de la nuit polaire dans l'hémisphère sud et de reproduire une oscillation similaire à la QBO dans la stratosphère tropicale. Plus récemment, Watanabe et al. (2008) ont réalisé une expérience de 3 ans avec un modèle à très haute résolution (résolution horizontale d'environ 60 km et une répartition verticale des niveaux tous les 300 m) qui leur permet de simuler une grande partie du spectre d'ondes de gravité. Cette résolution reste toutefois trop grossière pour résoudre explicitement les phénomènes convectifs à l'origine de la plupart des ondes de gravité. L'utilisation de modèles méso-échelle pourrait permettre une meilleure représentation du spectre, mais ces expérimentations restent particulièrement coûteuses d'un point de vue numérique et la possibilité de faire des simulations très longues est réduite.

Ainsi, la deuxième approche consiste à conserver la résolution actuelle des modèles globaux tout en prenant en compte les effets des ondes de gravité non résolues sous la forme d'une représentation physique simplifiée (on parle ainsi de *paramétrisation*). C'est une démarche largement retenue dans la communauté climatique. À la suite des travaux pionniers de Lindzen (1981) et de Holton (1982), la première implémentation d'une paramétrisation des ondes de gravité a été faite dans le contexte des ondes excitées par le relief (Palmer et al., 1986 ; McFarlane, 1987) et a permis d'améliorer de manière significative les jets d'ouest dans la troposphère (Miller et al., 1989). Plus récemment, des paramétrisations pour les ondes de gravité non orographiques – on désigne ainsi les ondes excitées par tout autre mécanisme que le relief : phénomènes convectifs (Dewan et al., 1988) ou structures de front (Zhang, 2004) par exemple – ont vu le jour (Fritts et Lu, 1993 ; Medvedev et Klaassen, 1995 ; Hines, 1997a, 1997b ; Bossuet et al., 1998 ; Alexander et Dunkerton, 1999 ; Warner et McIntyre, 2001 ; Scinocca, 2003). La mise en oeuvre de ces paramétrisations dans des modèles globaux a rencontré un succès important. Elles permettent non seulement (comme on pouvait s'y attendre) une meilleure représentation des vents zonaux dans la mésosphère (Manzini et al., 1997 ; Scinocca, 2002 ; Orr et al., 2010) mais permettent aussi, de réduire le biais froid dans la stratosphère hivernale de l'hémisphère sud, de produire un arrêt plus précoce du vortex polaire de l'hémisphère sud (Scaife et al., 2002) et, dans certains cas, de représenter de manière réaliste les oscillations quasi-biennale et semi-annuelle (Scaife et al., 2000 ; Giorgetta et al., 2002).

Dans les paragraphes qui suivent, nous décrivons le fonctionnement général de ces paramétrisations d'ondes de gravité non orographiques, en ayant le souci de faire ressortir leurs caractéristiques communes et leurs points de divergence d'une part et de les comparer à celles utilisées pour les ondes excitées par le relief d'autre part. Les paramétrisations d'ondes de gravité (orographiques et non orographiques) reposent principalement sur la définition des caractéristiques des ondes à l'altitude où elles sont émises et sur la description de la propagation verticale du spectre d'ondes, à travers la spécification du (des) mécanisme(s) de dissipation et de l'effet induit sur l'écoulement moyen (Fritts et Alexander, 2003).

## IV.3.2 Émission d'un spectre d'ondes

### IV.3.2.1 Spécification des sources

Les paramétrisations des ondes de gravité non orographiques et celles des ondes de gravité excitées par le relief se distinguent sur ce point par plusieurs aspects. Le premier concerne la spécification des sources, autrement dit la localisation à la fois temporelle et spatiale de l'émission des ondes. Alors que l'orographie fournit une donnée d'entrée simple pour les paramétrisation d'ondes de gravité orographiques, la variété des sources d'excitation (convection profonde, frontogénèse, ...) et la complexité de ces phénomènes (ils sont eux-même largement paramétrés dans les modèles de grande échelle) rendent impossible la mise en oeuvre d'une localisation précise des ondes de gravité non orographiques. L'approche la plus courante consiste ainsi à spécifier des propriétés uniformes, indépendantes du temps et du lieu considéré (Scinocca, 2003). Les ondes de gravité non orographiques sont ainsi créées *de toute pièce* en n'importe quel point de l'espace et du temps. Certains auteurs essaient toutefois de relier ces émissions d'ondes de gravité à des processus convectifs (Bossuet et al., 1998 ; Manzini et McFarlane, 1998 ou plus récemment Richter et al., 2010) ou de *mimer* cette relation en augmentant le flux de quantité de mouvement émis dans les régions tropicales (Scaife et al., 2000 ; Scinocca et al., 2008). Enfin, l'altitude à laquelle sont émises les ondes de gravité est également arbitraire et varie assez largement selon les modèles.

### IV.3.2.2 Définition du spectre

Le caractère, à la différence du relief, non stationnaire des mécanismes d'excitation de ces ondes de gravité, induit des ondes avec des vitesses de phase horizontales non nulles. Se pose ainsi la question de la définition du *spectre*, autrement dit du nombre et du type d'ondes à émettre (dans le cas des ondes orographiques, on considère qu'elles sont stationnaires et on fixe  $c = 0$ ). On peut alors distinguer les paramétrisations utilisant un nombre fini d'ondes monochromatiques (Medvedev et Klaassen, 1995 ; Alexander et Dunkerton, 1999) de celles qui traitent le problème sous des aspects continus (Hines, 1997a, 1997b ; Warner et McIntyre, 2001 ; Scinocca, 2003). Ce choix s'accompagne de la définition d'une densité spectrale et de la spécification de la valeur initiale du flux de quantité de mouvement total (intégrée sur le spectre). Dans le cas des ondes de gravité stationnaires, Palmer et al. (1986) ou McFarlane (1987) relie les flux de quantité de mouvement à la valeur du vent de surface, à la variance orographique sous-maille ou la stabilité atmosphérique. Pour les ondes de gravité non stationnaires, il n'y a pas de consensus sur la manière de définir ce flux initial et il demeure ainsi une variable ajustable de la paramétrisation. Nous montrerons dans une partie ultérieure qu'il est toutefois possible de *contraindre* cette valeur.

### IV.3.3 Propagation verticale et traitement de la dissipation

Les paramétrisations sont toutes uni-dimensionnelles, au sens où elles postulent une propagation uniquement verticale, seulement influencée par les variations verticales de l'état moyen de l'atmosphère. Toutes utilisent la théorie linéaire rappelée dans la partie précédente et les concepts qui lui sont associés (relation de dispersion, solution WKB, ...). Elles se distinguent principalement par la manière dont elles décrivent la dissipation.

#### IV.3.3.1 Traitement de la dissipation

Le niveau de déferlement et l'action des ondes après déferlement sont ainsi traités de manière hétérogène. Le concept sous-jacent est toutefois le même. Une fois créées, les ondes de gravité se propagent vers le haut, et comme la densité de l'air décroît avec l'altitude, leurs amplitudes s'accroissent au fur et à mesure de leur propagation. Mais ces amplitudes ne peuvent pas dépasser une valeur critique. Quand l'amplitude d'une onde de gravité atteint cette valeur critique, on dit qu'elle déferle (*wave breaking*) : elle transmet l'énergie qu'elle transporte au flux environnant. Lindzen (1981) utilise un critère d'instabilité convective pour déterminer l'altitude à laquelle les ondes atteignent cette valeur critique ou valeur de saturation. Il postule également que, lorsque une onde devient convectivement instable, une partie de l'énergie de l'onde est juste diffusée pour que l'amplitude de l'onde soit maintenue à sa valeur de saturation. Les ondes continuent ensuite de se propager tout en étant *saturées*. Ces idées sont celles utilisées par les paramétrisations d'ondes de gravité les plus couramment employées (Palmer et al., 1986 ; McFarlane, 1987) qui ajoutent toutefois à la condition d'instabilité convective une condition sur le nombre de Froude.

L'idée de la saturation est également reprise par Warner et McIntyre (1996) qui la généralise pour un spectre continu. La paramétrisation développée par Alexander et Dunkerton (1999) reprend le seuil d'instabilité convective de Lindzen, mais fait l'hypothèse que c'est un critère de déferlement au sens où l'onde dépose à cette altitude toute la quantité de mouvement qu'elle transporte. Hines (1991, 1997a, 1997b) traite la dissipation comme résultant de l'effet Doppler produit par l'interaction entre plusieurs ondes. D'autres auteurs traitent la dissipation comme un mécanisme non linéaire : c'est le cas notamment de Medvedev et Klaassen (1995).

McLandress et Scinocca (2005) examine l'impact sur la dynamique de l'atmosphère moyenne de trois de ces paramétrisations (Hines (1997a) ; Alexander et Dunkerton (1999) ; Warner et



McIntyre (2001)). Il montre que, s'ils sont utilisés dans un formalisme commun, ces trois schémas produisent des résultats très proches, malgré les différences dans la formulation de la dissipation.

#### IV.3.3.2 Effets sur l'écoulement moyen

La dissipation des ondes induit finalement le transfert de la quantité de mouvement qu'elles transportent, ce qui se traduit par une action (accélération/décélération) sur l'écoulement moyen. Le terme de *gravity wave drag* est couramment utilisé pour désigner cet effet. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, la propagation des ondes se propageant vers l'est est favorisée dans un écoulement vers l'ouest. Quand elles déferlent, ces ondes tendent à accélérer l'écoulement moyen.

**La représentation des ondes de gravité dans les modèles globaux est particulièrement importante et nécessite l'utilisation de paramétrisations. Compte tenu de la nature complexe de ces ondes, ces paramétrisations s'appuient sur des hypothèses parfois fortes (uniformité spatiale des sources et définition d'un spectre théorique notamment). C'est la raison pour laquelle, malgré le succès rencontré lors de leur utilisation dans des GCM, elles restent pourvues d'un nombre important de paramètres ajustables et continuent de faire l'objet de développements. □**

### IV.4 La paramétrisation WMS

Après des tests préliminaires avec la paramétrisation de Hines (1991), nous choisissons de mettre en oeuvre dans le modèle ARPEGE-Climat la paramétrisation développée par Scinocca (2003), à partir des idées imaginées par Warner et McIntyre (1996). Cette paramétrisation, que nous nommerons WMS dans la suite de cet exposé, a déjà été utilisée sous sa forme initiale dans le modèle UM (Scaife et al., 2002 ; Hardiman et al., 2010) et dans les modèles CMAM (Scinocca et al., 2008) et IFS (Bechtold et al., 2009 ; Orr et al., 2010) dans la version que nous décrivons ici.

Cette section s'articule en deux parties. Dans la première, nous décrivons les principales caractéristiques de cette paramétrisation qui s'appuie sur les concepts évoqués précédemment (émission d'un spectre, propagation verticale, dissipation linéaire et filtrage par niveaux critiques). Dans la seconde, nous détaillons les idées développées pour parvenir à un réglage aussi peu arbitraire que possible des paramètres ajustables de ce schéma.

#### IV.4.1 Description du schéma

##### IV.4.1.1 Caractéristiques initiales du spectre

Une onde individuelle se caractérise par sa fréquence  $\omega$  et son vecteur d'onde  $\mathbf{k} = (k_1, k_2, m)$ , où  $k_1$ ,  $k_2$  et  $m$  désignent respectivement les nombres d'ondes dans les directions zonale, méridienne et verticale. On écrit ensuite que  $(k_1, k_2) = ke^{i\phi}$ , où  $k$  représente l'amplitude du nombre d'onde horizontal et  $\phi$  la direction de propagation. On note aussi  $c = \omega/k$  la vitesse de phase de l'onde. Sous l'hypothèse hydrostatique et en l'absence de rotation ( $f = 0$ ), la relation de dispersion qui relie ces différentes variables s'écrit sous la forme (cf IV.16)

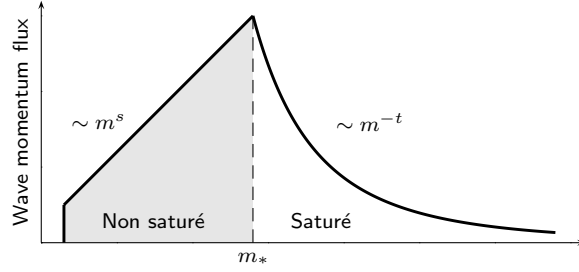
$$m^2 = \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}^2} \quad (\text{IV.36})$$

où  $N$  désigne la fréquence de Brunt-Väisälä,  $\hat{\omega} = \omega - kU$  la fréquence intrinsèque et  $U$  la projection dans la direction de propagation  $\phi$  de la vitesse horizontale.

À un certain niveau de la troposphère, noté  $z_0$ , un spectre d'ondes est émis dans  $n_\phi$  directions uniformément réparties sur le cercle (généralement dans les quatre directions principales : nord/sud, est/ouest). Ce spectre initial (*launch spectrum*) est supposé isotrope<sup>1</sup>, indépendant du temps et de la position géographique. La densité spectrale du flux de quantité de mouvement correspondante peut se mettre sous la forme (Fritts et VanZandt, 1993)

$$\rho\hat{F}(m, \hat{\omega}, \phi) = \rho C \left( \frac{m}{m_*} \right)^s \frac{N\hat{\omega}^{1-p}}{1 + \left( \frac{m}{m_*} \right)^{s+t}} \quad (\text{IV.37})$$

dans laquelle  $m_*$  représente un nombre d'onde vertical caractéristique et  $C$  est une constante. Cette expression est séparable en  $m$  et  $\hat{\omega}$  et la dépendance en  $m$  est telle que  $\hat{F} \propto m^{-t}$  lorsque  $m \gg m_*$  et  $\hat{F} \propto m^s$  lorsque  $m \ll m_*$ . Des valeurs typiques pour  $s$  et  $t$  sont  $s = 1$  et  $t = 3$ . Sur la base d'observations (Hertzog et al., 2002) et d'arguments théoriques (Warner et McIntyre, 1996), il est suggéré de prendre pour  $p$  des valeurs comprises entre  $1 \leq p \leq 5/3$ .



**Fig. IV.2.** Représentation schématique de la densité spectrale de flux de quantité de mouvement vue comme une fonction du nombre d'onde vertical  $m$ . La partie non saturée du spectre est grisée, elle correspond à  $s = 1$ , tandis que la partie saturée correspond à  $t = 3$ . Le nombre d'onde caractéristique  $m_*$  correspond typiquement à une longueur d'onde de 2 km.

La forme typique de la densité spectrale est représentée sur la **figure IV.2**. Le nombre d'onde caractéristique  $m_*$  qui sépare les deux parties du spectre correspond à une longueur d'onde de l'ordre de 2 km. La partie non saturée du spectre, correspondant aux ondes longues, est la plus difficile à connaître, faute d'observations.

L'utilisation de la vitesse de phase de l'onde  $c$  simplifie la mise en oeuvre de la paramétrisation. Le calcul du jacobien  $J_{mc} = \partial(m, \hat{\omega}, \phi) / \partial(c, \hat{\omega}, \phi) = m^2 / N$  permet le passage de la densité spectrale de l'espace  $(m, \hat{\omega})$  à l'espace  $(c, \hat{\omega})$ , de sorte que la relation de dispersion (IV.36) permet d'écrire la densité spectrale sous la forme

$$\rho\hat{F}(c, \hat{\omega}, \phi) = \rho C \hat{\omega}^{1-p} m_*^t \left( \frac{c-U}{N} \right)^{t-2} \frac{1}{1 + \left[ \frac{m_*(c-U)}{N} \right]^{s+t}} \quad (\text{IV.38})$$

En intégrant selon  $\hat{\omega}$ , la densité de flux de quantité de mouvement peut être vue simplement comme une fonction de la vitesse de phase  $c$  pour chaque direction  $\phi$

$$\rho F(c, \phi) = \int \rho\hat{F}(c, \hat{\omega}, \phi) d\hat{\omega} \quad (\text{IV.39})$$

<sup>1</sup>Le flux dans chaque direction étant supposé identique, le flux net est nul en  $z = z_0$ .

En employant la transformation  $\tilde{U} = U - U_0$  et  $\tilde{c} = c - U_0$  avec  $U_0 = U(z_0)$ , le développement de la formule ci-dessus (IV.39) conduit, dans le cas où  $t = 3$ , à l'expression

$$\rho F(\tilde{c}, \phi) = \rho A \frac{\tilde{c} - \tilde{U}}{N} \left( \frac{\tilde{c} - \tilde{U}}{\tilde{c}} \right)^{2-p} \frac{1}{1 + \left[ \frac{m_*(\tilde{c} - \tilde{U})}{N} \right]^{s+3}} \quad (\text{IV.40})$$

en posant

$$A = C m_*^3 \left[ \frac{N_0^{2-p} - f^{2-p}}{2-p} \right] \quad (\text{IV.41})$$

où  $f$  désigne le paramètre de Coriolis et  $N_0 = N(z_0)$ .  $A$  est un paramètre ajustable du schéma tout à fait fondamental puisqu'il permet de régler la quantité totale de flux de quantité de mouvement transportée par les ondes de gravité.

L'espace  $(\tilde{c}, \phi)$  est discrétisé sous la forme de  $n_\phi$  (généralement 4) directions uniformément réparties sur le cercle et sous la forme de  $n_{\tilde{c}}$  vitesses de phase horizontales. Afin de rendre ce nombre  $n_{\tilde{c}}$  aussi petit que possible (réduisant ainsi le coût informatique de la paramétrisation), tout en conservant la précision du schéma, Scinocca (2003) propose d'utiliser une transformation (*coordinate stretch*) permettant d'augmenter la résolution pour les valeurs élevées de  $\tilde{c}$  (i.e.  $m$  faibles), qui représente la partie du spectre la plus importante pour le *drag* dans la mésosphère. Le coefficient qui contrôle cette transformation est noté  $\Gamma$ . Le flux de quantité de mouvement dans la direction  $\phi$  s'écrit alors

$$\rho \bar{F}(\phi) = \int_{\tilde{c}} \rho F(\tilde{c}, \phi) d\tilde{c} \equiv \sum_{k=1}^{n_{\tilde{c}}} \rho F(\tilde{c}_k, \phi) \quad (\text{IV.42})$$

#### IV.4.1.2 Dissipation

Le flux de quantité de mouvement ainsi défini est seulement altéré par les processus de dissipation que nous décrivons maintenant. On distingue le mécanisme de saturation et le filtrage par niveaux critiques.

##### Filtrage par niveaux critiques

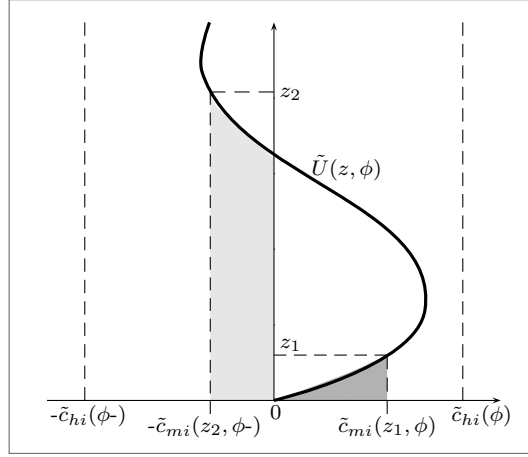
Il se produit lorsque la vitesse de phase des ondes approche la valeur du vent environnant. Ce processus de dissipation (on parle de *critical-level filtering*) est particulièrement actif quand le vent change de signe. Initialement, les ondes ont des vitesses de phase intrinsèques comprises entre  $\tilde{c}_{lo}$  et  $\tilde{c}_{hi}$ . Si, au niveau  $z_1$  immédiatement supérieur à  $z_0$ , la vitesse intrinsèque  $\tilde{U}$  dans la direction  $\phi$  atteint la valeur  $\tilde{U}(z_1) > U_0$ , alors les ondes se propageant dans la direction  $\phi$  dont la vitesse de phase est comprise entre  $U_0 < \tilde{c} < \tilde{U}(z_1)$  déferlent et la quantité de mouvement transportée par ces ondes est transmise à l'écoulement moyen à cette altitude. Si on note  $\tilde{c}_{mi}(z, \phi)$  la vitesse de phase limite en dessous de laquelle les ondes se propageant dans la direction  $\phi$  ont déjà déferlé à un niveau inférieur, on peut écrire que  $\tilde{c}_{mi}(z_0, \phi) = \tilde{c}_{lo}$  et que  $\forall k \geq 1$

$$\tilde{c}_{mi}(z_k, \phi) = \max(\tilde{c}_{mi}(z_{k-1}, \phi), \tilde{U}(z_k))$$

Seules les ondes dont la vitesse de phase est supérieure à cette valeur limite ( $\tilde{c}(\phi) > \tilde{c}_{mi}(z, \phi)$ ) restent actives, tandis que les autres déferlent. L'équation (IV.42) devient ainsi

$$\rho \bar{F}(\phi) = \int_{\tilde{c}_{mi}}^{\tilde{c}_{hi}} \rho F(\tilde{c}, \phi) d\tilde{c} \quad (\text{IV.43})$$

La **figure IV.3** illustre ce concept. Les ondes d'est ( $\tilde{c} < 0$ ) sont ainsi favorisées dans un écoulement vers l'est ( $U > 0$ ). Autrement dit, tandis que les ondes d'ouest sont *filtrées* par le jet d'ouest



**Fig. IV.3.** Représentation schématique du filtrage par niveaux critiques. La courbe en noir représente le profil de vent dans la direction  $\phi$ . L'axe horizontal désigne à la fois le vent moyen et la vitesse de phase  $\tilde{c}$  de l'onde. Les ondes générées dans la troposphère avec des vitesses de phases inférieures à  $\tilde{c}_{mi}(z_1, \phi)$  ont déferlé entre le niveau  $z_0$  et le niveau  $z_1$ . La partie grisée représente ainsi les ondes filtrées par niveaux critiques. Seules les ondes comprises entre  $\tilde{c}_{mi}(z_1, \phi)$  et  $\tilde{c}_{hi}(\phi)$  continuent de se propager vers le haut au-dessus de  $z_1$ . Le raisonnement est également valable pour les ondes d'est.

caractéristique de la stratosphère en hiver, les ondes d'est continuent leur propagation vers le haut et transportent ainsi un flux net négatif vers les plus hautes couches de l'atmosphère. Le déferlement de ces ondes d'est produit une décélération du jet d'ouest, allant jusqu'à la *fermeture* de ce jet. La situation est similaire dans le cas de l'hémisphère d'été.

### Saturation

Le concept de saturation a déjà été évoqué dans ce manuscrit. Au fur et à mesure de leur propagation vers le haut, l'amplitude des ondes croît relativement à la décroissance exponentielle de la densité de l'air. Cette croissance est supposée limitée par des mécanismes de dissipation. Warner et McIntyre (1996) postule que la dissipation non-linéaire peut être modélisée en limitant la densité spectrale pour les grands nombres d'ondes verticaux à la forme observée, autrement dit en  $m^{-3}$ . Les calculs précédents conduisent à la forme de la densité spectrale de flux saturée suivante

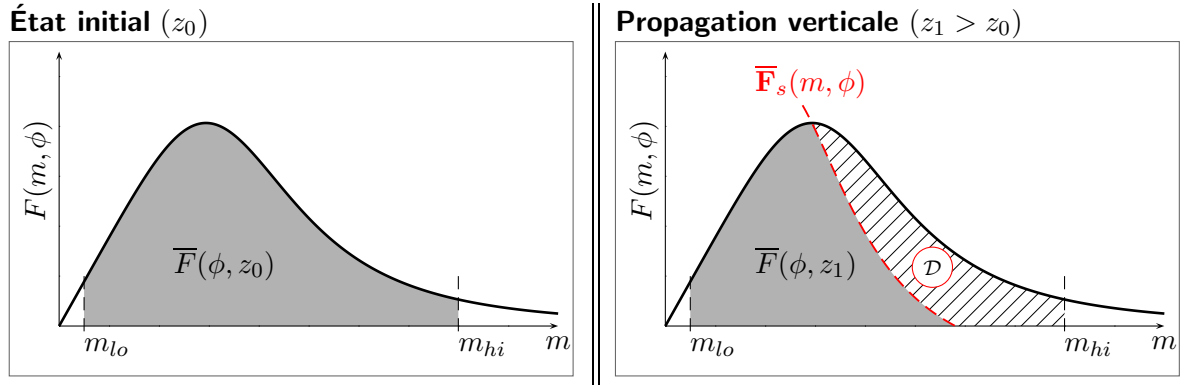
$$\rho F_s(\tilde{c}, \phi) = \rho A \frac{\tilde{c} - \tilde{U}}{N} \left( \frac{\tilde{c} - \tilde{U}}{\tilde{c}} \right)^{2-p} \quad (\text{IV.44})$$

La condition de saturation  $\rho F(\tilde{c}, \phi) \leq \rho F_s(\tilde{c}, \phi)$ , qui s'applique pour chaque vitesse de phase et à chaque niveau du modèle, limite ainsi la valeur de la densité spectrale  $\rho F(\tilde{c}, \phi)$ . Ce mécanisme de saturation est illustré sur la **figure IV.4**.

#### IV.4.1.3 Action sur l'écoulement moyen

La densité spectrale est ainsi, au fur et à mesure de la propagation verticale, affectée par ces deux mécanismes de dissipation. Il est alors possible de déterminer le profil vertical du flux net de quantité de mouvement dans les directions zonale et méridienne

$$\rho (\overline{F}_u, \overline{F}_v) = \rho (\overline{F}(\phi_{ouest}) - \overline{F}(\phi_{est}), \overline{F}(\phi_{nord}) - \overline{F}(\phi_{sud})) \quad (\text{IV.45})$$



**Fig. IV.4.** Représentation schématique de la densité de flux de quantité de mouvement vue comme une fonction du nombre d'onde vertical  $m$ , au niveau initial  $z = z_0$  (gauche) et au niveau  $z_1 > z_0$  (droite). Au niveau initial, la densité spectrale prend la forme décrite dans la **figure IV.2**. Dans le cas où  $z_1 > z_0$ , la courbe de saturation (en pointillés rouges) limite la composante spectrale pour les valeurs élevées de  $m$ . Ainsi, la surface hachurée  $\mathcal{D}$  correspond au flux de quantité de mouvement déposé à  $z = z_1$ .

où  $\overline{F}(\phi_{ouest})$  désigne par exemple le flux de quantité de mouvement transporté par les ondes d'ouest. On peut alors en déduire la tendance de vent (*gravity wave drag*) induite par la divergence de ces flux<sup>2</sup>

$$\frac{\partial(u, v)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho \overline{F}_u, \rho \overline{F}_v)}{\partial z} \quad (\text{IV.46})$$

#### IV.4.2 Réglage des paramètres

Comme toutes les paramétrisations d'ondes de gravité non orographiques, la paramétrisation WMS possède un certain nombre de paramètres ajustables. Son utilisation dans des modèles climatiques (Scaife et al. (2002) avec une version plus ancienne du schéma ; Scinocca (2003) dans le modèle CMAM et Bechtold et al. (2009) dans le modèle IFS) a donné lieu à des ajustements différents, voire très éloignés pour certains paramètres. Il convient ainsi à la fois de comprendre la sensibilité de la paramétrisation au choix de certains de ses paramètres et de proposer des pistes pour rendre ce choix aussi peu arbitraire que possible. Nous procédons pour cela à des tests unidimensionnels avec des profils de vent *réels* (directement issus du modèle utilisé), ainsi qu'à des tests *on-line* et comparons les résultats obtenus à une variété de données observées, que nous détaillons dans le paragraphe qui suit.

##### IV.4.2.1 Observations

L'étude attentive de la littérature suggère que les observations permettant la validation d'une paramétrisation de ce type, autrement dit des observations de la quantité de mouvement transportée par les ondes de gravité, restent rares. Cependant, les observations sont de plus en plus nombreuses et la variété des sources de données permet d'établir des estimations de plus en plus fiables. Dans un papier récent, Alexander et al. (2010) dresse la liste des techniques d'observation utilisées et détaille les données obtenues.

À partir des mesures satellite de température effectuées par les instruments CRISTA, Ern et al. (2004, 2006) déduit des cartes de la valeur absolue du flux de quantité de mouvement transporté par les ondes de gravité, à différentes altitudes dans la stratosphère (25, 35 et 45

<sup>2</sup>Il faut bien noter que le flux net calculé par la paramétrisation,  $\rho \overline{F}_u$ , correspond en fait à la quantité  $\rho_0 \overline{u'w'}$  et donc à l'inverse de la composante verticale  $\overline{F}^z$  du flux d'Eliassen-Palm étudiée dans le paragraphe théorique.

km). Il semble également utile de s'appuyer sur les résultats de la simulation réalisée par le laboratoire japonais MRI avec un modèle à très haute résolution. Watanabe et al. (2008) décrit les principales caractéristiques de ce dernier, qui possède une résolution horizontale d'environ 60 km et une répartition verticale des niveaux tous les 300 m dans toute l'atmosphère moyenne. Quoique insuffisante pour reproduire *explicitement* les phénomènes convectifs, l'utilisation d'une telle résolution permet de représenter une partie du spectre des ondes de gravité et fournit ainsi la possibilité d'une étude quantitative en 4 dimensions (temporelle et spatiale) des propriétés de ces ondes. Il faut cependant garder à l'esprit que les caractéristiques dynamiques des ondes obtenues par le modèle dépendent à la fois de la formulation des équations (hypothèse hydrostatique notamment) et du schéma de convection utilisé. Enfin, des mesures *in-situ* fournissent des estimations complémentaires de la valeur des flux, tant dans les régions tropicales (Wang, 2003) que dans les moyennes et hautes latitudes (Hertzog et al., 2008). L'autre donnée permettant la calibration de la paramétrisation concerne la valeur du *drag* dans la mésosphère (autrement dit de l'accélération induite par le déferlement des ondes de gravité dans la mésosphère). Pour cela, nous retenons les valeurs estimées par les travaux de Marks (1989) et celles obtenues par Watanabe (2008) avec le modèle à très haute résolution. La liste des études que nous choisissons pour notre analyse est répertoriée dans le **tableau IV.1** ci-dessous.

Données observées	Références
Valeurs <i>ponctuelles</i> de flux	Ricciardulli et Garcia (2000) ; Hertzog et al. (2008) ; Wang (2003)
Valeurs <i>globales</i> de flux	Ern et al. (2004, 2006) ; Watanabe (2008) ; Sato et al. (2009)
Valeurs du <i>drag</i> mésosphérique	Marks (1989) ; Watanabe (2008)

**Tab. IV.1.** Liste des publications utilisées pour la validation de la paramétrisation, classées suivant le type de données fournies.

### Valeur du flux de quantité de mouvement à la tropopause

Nous déduisons de ces études une estimation du flux de quantité de mouvement  $\rho_0 \overline{u'w'}$  transporté par les ondes de gravité en basse stratosphère. On distingue les régions tropicales et les moyennes et hautes latitudes. Pour les régions équatoriales, la valeur moyenne en basse stratosphère du flux de quantité de mouvement est comprise entre 2 et 6 mPa. Les valeurs les plus fortes (parfois supérieures à 8 mPa) sont obtenues au-dessus des zones de convection intense. Pour les moyennes et hautes latitudes, les flux sont du même ordre de grandeur, mais légèrement plus faibles. Ils peuvent toutefois atteindre des valeurs très fortes (supérieures à 40 mPa) dans des régions où l'orographie joue un rôle important. Les valeurs obtenues par les différentes techniques de mesure sont récapitulées dans le **tableau IV.2** suivant.

Technique	Source	Régions tropicales	Régions $\geq 60^\circ$
Radiosondages	(Wang, 2003)	[0.0 - 4.0 ; max : 6]	[0.0 - 2.0 ; max : 4] (HN)
Imagerie satellite GIS	Ricciardulli et Garcia, (2000)	$\approx 1.7$	
Campagne ballons VORCORE	(Hertzog et al., 2008)		[2.0 - 4.0 ; max : 30] (HS)
Données satellite CRISTA	(Ern et al., 2006)	[1.5 - 3.0 ; max : 6]	[2.0 - 8.0 ; max : 50] (HS)
Modèle THR	(Sato et al., 2009)	[2.0 - 6.0 ; max : 8]	[2.0 - 4.0 ; max $\geq 8$ ] (HS)

**Tab. IV.2.** Valeurs du flux de quantité de mouvement transporté par les ondes de gravité dans la basse stratosphère (en mPa) pour différentes techniques de mesure et pour deux régions typiques. HN (HS) désigne l'hémisphère nord (sud) et THR signifie très haute résolution.

### Drag mésosphérique

À partir de plusieurs années d'observation satellite dans la haute atmosphère, Marks (1989) fournit une estimation du drag induit par les ondes de gravité pour différents mois de l'année.

Pour le mois de janvier, le drag est maximal dans l'hémisphère d'hiver (nord) dans la basse mésosphère (autour de  $-25 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$ ) et dans la haute mésosphère pour l'hémisphère (sud) d'été (autour de  $25 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$ ). Pour le mois de juillet, le pic se situe dans la haute mésosphère : le drag y atteint des valeurs de  $-55 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$  dans l'hémisphère sud et  $15 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$  dans l'hémisphère nord. La valeur de ces maxima est toutefois sensiblement plus forte dans les résultats du modèle à très haute résolution (figure 8 de Watanabe et al., 2008 et figure 4 de Watanabe, 2008).

#### IV.4.2.2 Tests de validation

Au terme de cette étape de validation, nous souhaitons parvenir à l'élaboration d'un jeu de paramètres qui permettent d'obtenir à la fois des cartes réalistes de flux de quantité de mouvement en basse stratosphère et des valeurs raisonnables de *drag* dans la mésosphère. Le schéma WMS est particulièrement sensible à trois points : la forme du spectre initial, l'altitude à laquelle est émis ce spectre, et la quantité totale de flux émis. L'analyse des valeurs choisies pour l'utilisation de cette paramétrisation dans des modèles climatiques (**tableau IV.3**) montre qu'il n'existe de consensus sur aucun de ces trois aspects.

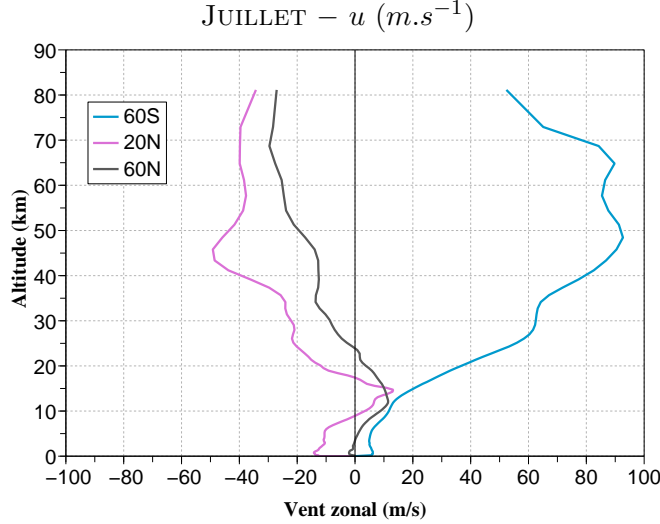
Paramètre	UM (Scaife et al., 2002)	CMAM (Scinocca, 2003)	IFS (Bechtold et al., 2009)
$n_{\bar{c}}$		35	20
$n_{\phi}$	4	4	4
$\tilde{c}_{lo} \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$		0.25	0.25
$\tilde{c}_{hi} \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$		2000	100
$\Gamma$		0.60	0.25
$m_* \text{ (m}^{-1}\text{)}$	$2\pi/4300$	$2\pi/1000$	$2\pi/2000$
$p$		1.5	1
$s$	1	0	1
$\rho_0 F_0 \text{ (mPa)}$	1.65	0.425	3.75
$p_{launch} \text{ (hPa)}$	850	125	450

**Tab. IV.3.** Liste des principaux paramètres du schéma d'ondes de gravité non orographiques WMS et valeurs utilisées dans des modèles climatiques globaux.

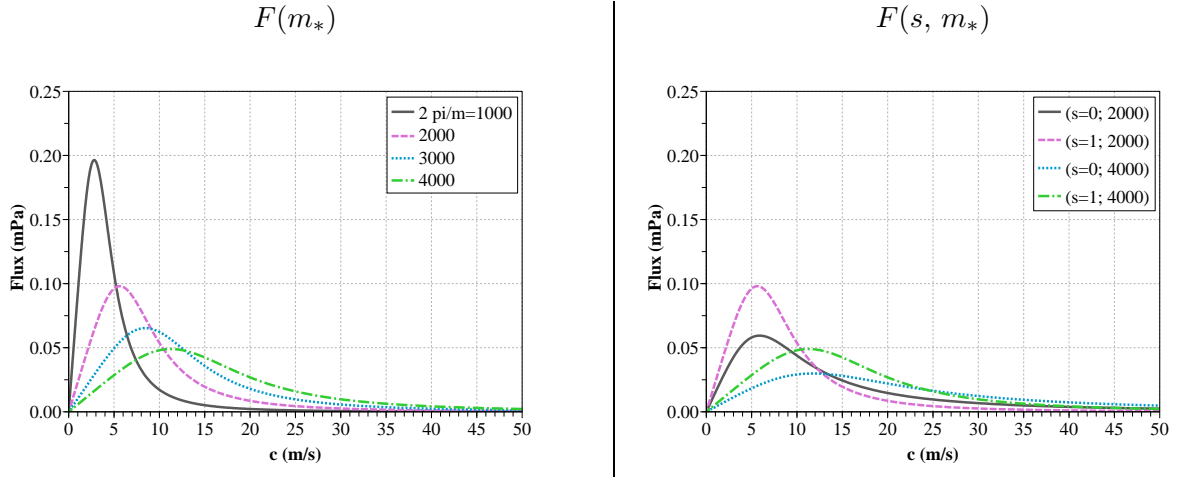
#### Études de sensibilité

Il semble donc tout à fait pertinent de commencer par examiner de quelle manière l'effet du schéma est affecté par le choix de certains de ses paramètres. Nous procédons pour cela à des tests unidimensionnels du schéma. C'est la méthode utilisée notamment par Warner et McIntyre (1996) et par Scinocca (2003). Des profils de  $u$ , de  $T$  et de  $N$  représentatifs des saisons d'été et d'hiver sont extraits d'une simulation de référence avec le modèle ARPEGE-Climat et sont utilisés comme données d'entrée du schéma (**figure IV.5**).

La forme du spectre est principalement déterminée par la valeur du nombre d'onde vertical caractéristique  $m_*$  (séparation entre les parties saturée et non saturée du spectre) et par la valeur de l'exponentielle  $s$  de la partie non saturée (cf **figure IV.2**). Nous procédons ainsi à deux études de sensibilité. Dans le premier cas, nous fixons  $s$  à 1 (valeur par défaut recommandée par Warner et McIntyre (1996)) et nous faisons varier  $m_*$  pour des valeurs comprises entre  $2\pi/1000$  et  $2\pi/4000 \text{ m}^{-1}$ . Dans le second cas, nous faisons varier simultanément  $s$  et  $m_*$  et nous testons les configurations  $\{s = (0, 1), m_* = 2\pi/2000\}$  et  $\{s = (0, 1), m_* = 2\pi/4000\}$ . Les densités spectrales de flux obtenues pour ces 6 configurations (deux sont communes à chacun des cas) sont représentées sur la **figure IV.6**.



**Fig. IV.5.** Profil vertical du vent zonal extrait d'une simulation avec le modèle ARPEGE-Climat (91 niveaux), pour le mois de juillet et pour différentes latitudes : 60S (profil typique de l'atmosphère moyenne d'hiver), 20N et 60N (profil typique de l'atmosphère moyenne d'été).

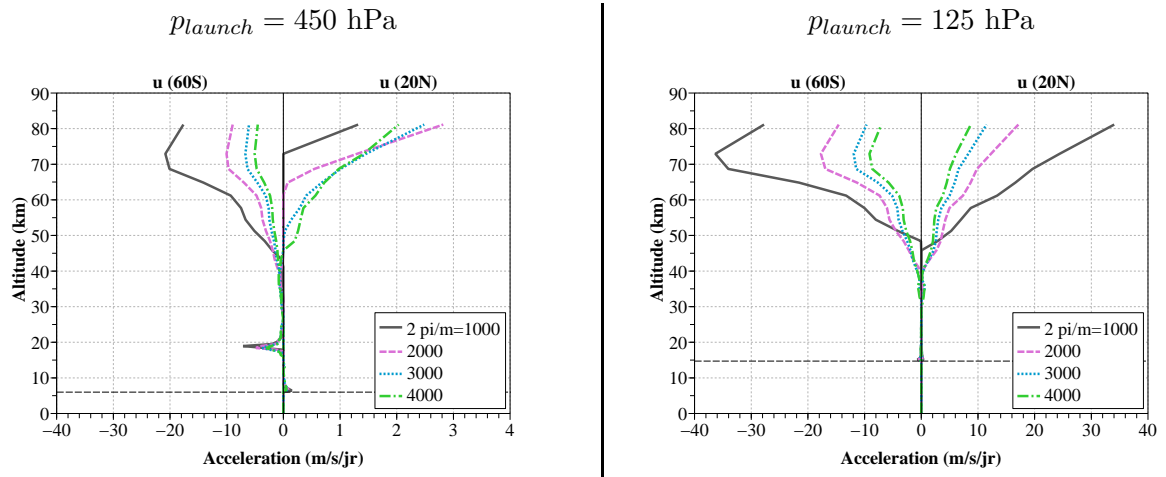


**Fig. IV.6.** Densité spectrale du flux de quantité de mouvement en fonction de la vitesse de phase intrinsèque  $\tilde{c}$  des ondes de gravité générées par la paramétrisation WMS. Dans le cas 1 (figure de gauche), nous fixons  $n_{\tilde{c}} = 500$ ,  $c_{min} = 0.25 m.s^{-1}$ ,  $c_{max} = 500 m.s^{-1}$ , et  $s = 1$ . Seul le nombre d'onde vertical caractéristique  $m_*$  varie (il prend les valeurs :  $2\pi/1000$ ,  $2\pi/2000$ ,  $2\pi/3000$  et  $2\pi/4000 m^{-1}$ ). Pour le cas 2 (droite), ce sont les configurations  $\{s = (0, 1), m_* = 2\pi/2000\}$  et  $\{s = (0, 1), m_* = 2\pi/4000\}$  qui sont testées (les autres paramètres restant inchangés).

Nous observons sur cette figure que la modification de la valeur du nombre d'onde caractéristique  $m_*$  a un impact important sur la forme du spectre initial. Plus ce nombre d'onde vertical est grand, plus la distribution est *piquée* autour d'une vitesse de phase faible. Ainsi, les ondes possédant de petites vitesses de phase transportent une grande part de la quantité de mouvement totale. Le choix de  $s$  modifie la forme de la queue de la distribution spectrale. Le choix de  $s = 0$  permet d'augmenter le flux de quantité de mouvement transporté par les ondes dont la vitesse de phase intrinsèque est grande, c'est-à-dire celles qui se propagent le plus haut. On remarque toutefois qu'à partir de  $s \geq 1$ , la forme du spectre est peu modifiée (non montré).

Examinons désormais l'effet de la paramétrisation dans ces différentes configurations pour deux profils de vent représentatifs. Les profils verticaux des accélérations induites par le



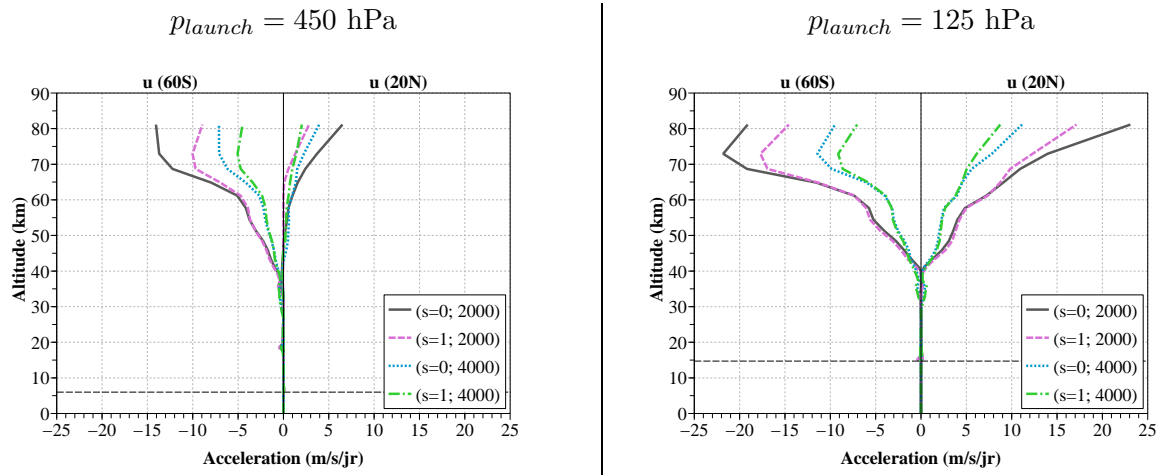


**Fig. IV.7.** Profils verticaux des accélérations induites par la paramétrisation WMS pour deux niveaux d'émission du spectre : à mi-troposphère (gauche) et au voisinage de la tropopause (droite) et pour les différents jeux de paramètres décrits dans la figure IV.6 (code de couleurs inchangé). Pour chacune des figures, les accélérations positives (négatives) résultent d'un profil de vent typique de l'atmosphère moyenne d'été (d'hiver). Le niveau d'émission du spectre est matérialisé par une ligne horizontale en pointillé. Pour la figure de gauche, l'échelle des tendances positives a été réduite d'un facteur 10 afin de permettre la lecture des différences.

déferlement du spectre d'ondes de gravité sont représentés sur la **figure IV.7** pour le cas 1 (sensibilité au choix de  $m_*$ , à  $s$  fixé) et sur la **figure IV.8** pour le cas 2 (sensibilité au choix de  $s$ ). Nous testons le schéma pour deux altitudes d'émission : l'une à mi-troposphère (figures de gauche) et l'autre en basse stratosphère (figures de droite).

Pour un profil de vent caractéristique de l'atmosphère moyenne dans l'hémisphère d'hiver (jet d'ouest), les accélérations induites par la paramétrisation sont négatives. Tandis que les ondes d'ouest sont rapidement *filtrées* par l'écoulement moyen, les ondes d'est atteignent des altitudes élevées, où elles finissent par déferler et induire un ralentissement de l'écoulement moyen. Quel que soit le choix des paramètres, ces décélérations sont maximales dans la haute mésosphère (autour de 75 km). Suivant le choix de  $m_*$ , ces tendances négatives peuvent varier (pour une même quantité de flux initial) du simple au double pour une même altitude d'émission (**figure IV.7**, partie gauche de la figure de gauche). Elles sont quasiment deux fois plus fortes dans le cas où le spectre est lancé au voisinage de la tropopause (**figure IV.7**, partie gauche de la figure de droite). Pour un  $m_*$  donné, les valeurs de drag sont sensiblement identiques suivant le choix de  $s$ , et ce quel que soit le niveau d'émission du spectre (**figure IV.8**).

L'analyse est bien différente dans le cas d'un profil de vent représentatif de l'hémisphère d'été (jet d'est). Les accélérations induites sont positives et sont légèrement inférieures en valeurs absolues à celles observées pour l'hémisphère d'hiver dans le cas où le spectre est émis au voisinage de la tropopause. Le choix du niveau d'émission du spectre se révèle particulièrement critique. Dans le cas où le spectre est lancé à partir de 450 hPa, les accélérations induites sont d'une part fortement réduites (d'un facteur 10 pour certaines configurations). D'autre part, la sensibilité au choix des paramètres est fortement modifiée. Ce sont les spectres définis par des nombres d'onde verticaux élevés ( $2\pi/m_* \leq 2000 \text{ m}^{-1}$ ) qui sont les plus sensibles au choix du niveau de lancement. Cela tient principalement à la présence du jet d'ouest en haute troposphère (qui atteint des valeurs supérieures à  $10 \text{ m.s}^{-1}$  dans le profil étudié). La propagation verticale des ondes d'ouest aux vitesses de phase les plus faibles, dont a vu précédemment qu'elle transportait une grande partie du spectre dans ce cas-là ( $m_*$  élevé), est ainsi *stoppée* par la présence de ce



**Fig. IV.8.** Profils verticaux des accélérations induites par la paramétrisation WMS pour deux niveaux d'émission du spectre : à mi-troposphère (gauche) et au voisinage de la tropopause (droite) et pour les différents jeux de paramètres décrits dans la figure IV.6 (code de couleurs inchangé). Pour chacune des figures, les accélérations positives (négatives) résultent d'un profil de vent typique de l'atmosphère moyenne d'été (d'hiver). Le niveau d'émission du spectre est matérialisé par une ligne horizontale en pointillé.

jet. Si le spectre est émis à 450 hPa, la quantité de mouvement transportée jusque dans la mésosphère est ainsi plus faible et le drag associé également.

Cette étude de cas souligne l'importance du choix du niveau de lancement du spectre et la forte sensibilité *croisée* entre les différents paramètres. Compte-tenu du caractère encore parcelaire des observations, il semble ainsi particulièrement délicat de désigner un jeu de paramètres optimal et unique.

### Choix des paramètres et validation uni-dimensionnelle

Plusieurs considérations permettent toutefois de rendre le choix des paramètres moins arbitraire. Premièrement, celui du niveau d'émission du spectre. En comparant les cartes de flux de quantité de mouvement déduites des observations CRISTA et celles simulées en utilisant le schéma de Warner et McIntyre (1996), Ern et al. (2006) montre que les corrélations les plus fortes sont obtenues en utilisant un niveau d'émission compris entre 700 hPa et 450 hPa. Nous montrerons dans le paragraphe suivant l'importance de ce choix, qui permet de pallier le caractère uniforme (et peu réaliste) du flux émis. De même que Orr et al. (2010), nous retenons la valeur de  $p_{launch} = 450$  hPa pour le niveau d'émission du spectre.

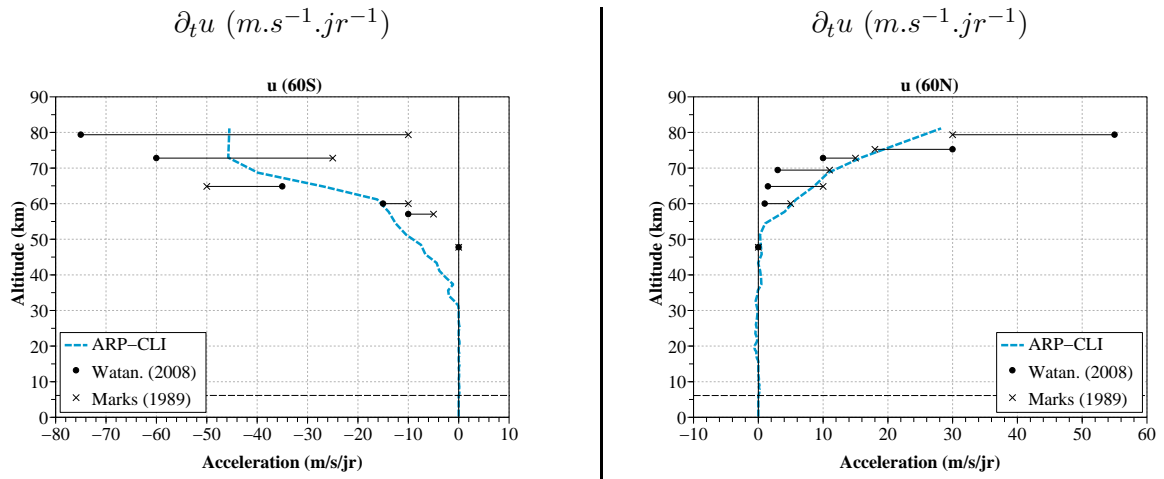
Deuxièmement, l'analyse de l'ordre de grandeur des flux estimés à la tropopause réduit la fourchette de valeurs admissibles pour la quantité de flux initial. Nous considérons des valeurs comprises entre 2 et 5 mPa. Reste alors à déterminer les paramètres définissant la forme du spectre. On a vu que le choix de  $m$  et de  $s$  dépendait fortement du niveau d'émission. Le choix de la résolution spectrale (autrement dit celui du nombre de vitesses de phase réellement simulées dans chaque direction  $n_{\bar{z}}$ ) se fait sur des considérations pratiques. Afin de rendre le coût informatique de la paramétrisation le plus faible possible, il est nécessaire de diminuer ce nombre le plus possible, tout en maintenant des performances comparables à une discrétisation plus fine. Des tests de sensibilité montrent qu'à partir de la valeur de  $n_{\bar{z}} \geq 20$  (suggérée par Bechtold et al. (2009)), le schéma se comporte de manière fiable. Finalement, nous choisissons le jeu de paramètres décrit dans le **tableau IV.4**.

La **figure IV.9** représente les profils verticaux des drags obtenus pour les profils de vent présentés sur la **figure IV.5**. Ils sont comparés aux valeurs obtenues à la fois par Marks (1989)

Paramètre	ARPEGE-Climat
$n_{\bar{c}}$	20
$n_{\phi}$	4
$\tilde{c}_{l_o}$ ( $m.s^{-1}$ )	0.25
$\tilde{c}_{h_i}$ ( $m.s^{-1}$ )	200
$\Gamma$	0.25
$m_*$ ( $m^{-1}$ )	$2\pi/4000$
$p$	1.5
$s$	0
$\rho_0 F_0$ (mPa)	4
$p_{launch}$ (hPa)	450

**Tab. IV.4.** Liste des valeurs utilisées pour la mise en oeuvre de la paramétrisation WMS dans le modèle ARPEGE-Climat.

et par Watanabe (2008), dont les valeurs estimées sont parfois assez éloignées. Dans ces 2 cas d'étude, on s'aperçoit que les paramètres choisis permettent au schéma WMS de reproduire avec un certain réalisme les accélérations obtenues par des méthodes différentes. Elle atteint ainsi des tendances de vent de l'ordre de  $-50 m.s^{-1}.jr^{-1}$  pour l'hémisphère d'hiver (juillet, 60S) et de l'ordre de  $30 m.s^{-1}.jr^{-1}$  pour celui d'été.



**Fig. IV.9.** Profils verticaux des accélérations induites par la paramétrisation WMS pour le jeu de paramètres décrits dans le tableau IV.4 pour un profil de vent typique de l'atmosphère moyenne d'été (droite) et d'hiver (gauche). Le niveau d'émission du spectre est matérialisé par une ligne horizontale en pointillé.

Le jeu de paramètres décrit dans le **tableau IV.4** semble ainsi constituer un choix cohérent, même s'il faut garder à l'esprit que ces tests sont réalisés à partir d'un profil de vent *réel* (i.e. qui inclut les biais du modèle utilisé). Toute modification de la structure du vent zonal dans le modèle est susceptible de modifier ces valeurs.

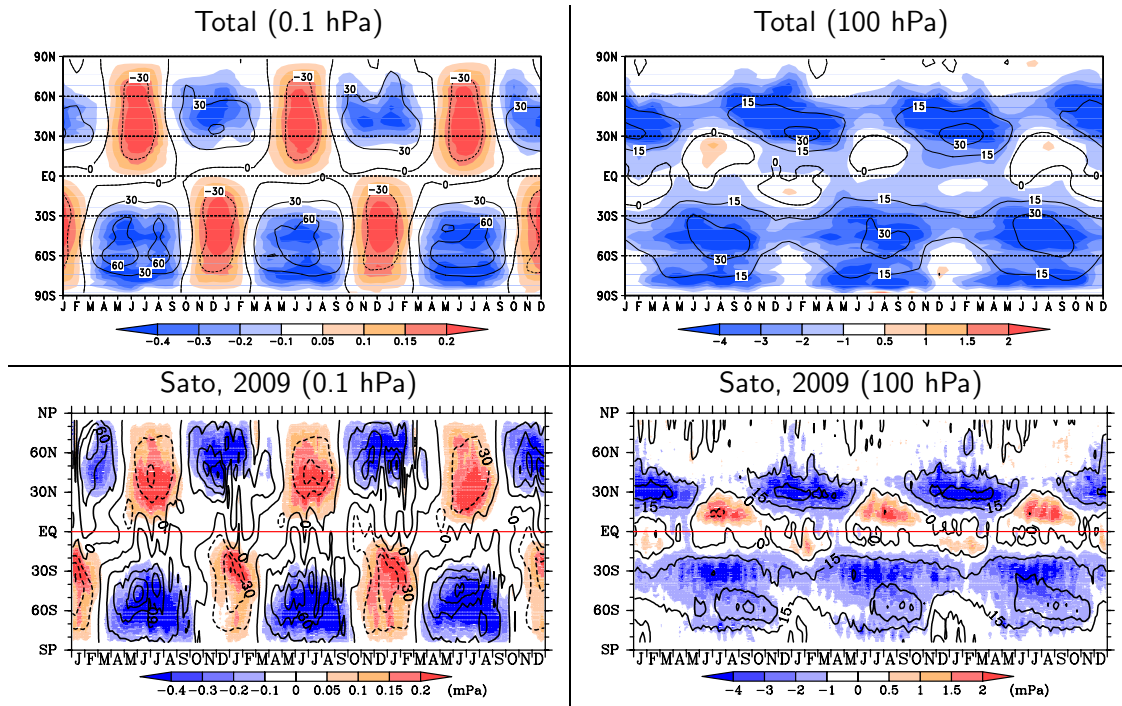
#### IV.4.2.3 Validation tri-dimensionnelle

Voyons désormais quel est le comportement de la paramétrisation dans le modèle ARPEGE-Climat. Nous analysons les résultats d'une simulation longue (30 ans) incluant la paramétrisation WMS avec le jeu de données décrit dans le paragraphe précédent. Nous les comparons avec ceux obtenus par Sato et al. (2009), avec le modèle à très haute résolution du MRI. Dans ses travaux, les fluctuations avec un nombre d'onde supérieur à 22 sont considérées comme des ondes de gravité. Dans le cas du modèle ARPEGE-Climat, nous désignons par ondes de gravité à la fois

celles d'origine orographique<sup>3</sup> et celles générées par la paramétrisation WMS (que nous nommons non orographiques).

### Cycle saisonnier

Sur la **figure IV.10**, l'évolution temporelle, dans la haute mésosphère (0.1 hPa) et dans la basse stratosphère (100 hPa), de la moyenne zonale du flux de quantité de mouvement associé aux ondes de gravité (orographiques et non orographiques) dans le modèle ARPEGE-Climat est comparée à celle obtenue par Sato et al. (2009).



**Fig. IV.10.** Coupe temps-latitude du flux net de quantité de mouvement (mPa) transporté par les ondes de gravité (orographiques + non orographiques) simulées par le modèle ARPEGE-Climat (haut) et par celles simulées explicitement par le modèle à très haute résolution du MRI (bas ; reproduction à l'identique de la figure 1 de (Sato et al., 2009)), dans la haute mésosphère (à 0.1 hPa, figures de gauche) et dans la basse stratosphère (à 100 hPa, figures de droite). Le vent zonal est représenté par des contours (intervalle : 30  $m.s^{-1}$  à 0.1 hPa et 15  $m.s^{-1}$  à 100 hPa).

Dans la haute mésosphère (figures de gauche), on note la présence d'un cycle annuel très marqué, avec des valeurs positives (négatives) de flux en été (hiver), ce qui est cohérent avec les observations par radar de Tsuda et al. (1990). Le modèle ARPEGE-Climat reproduit avec des amplitudes tout à fait réalistes ce cycle saisonnier. La localisation des maxima d'été (autour de 40°) est également bien représentée. Les maxima d'hiver (négatifs) ont cependant tendance à être situés trop près de l'équateur (effet plus marqué dans l'hémisphère nord).

Dans la basse stratosphère, on observe également un cycle annuel, mais moins marqué que dans la mésosphère (ce qui est également en accord avec les observations par radar de Sato (1994)). En outre, les latitudes des maxima sont significativement plus faibles. Les maxima (négatifs) d'hiver se produisent autour de 30° et ceux d'été aux environs de 10° dans les deux hémisphères. Comparé au modèle à très haute résolution, le modèle ARPEGE-Climat reproduit le cycle saisonnier mais a tendance à sous-estimer les maxima (positifs) en été et à surestimer le flux au-delà de 60°. Dans ces régions, la contribution principale provient des ondes de gravité

<sup>3</sup>la paramétrisation utilisée est décrite dans le chapitre 2.

orographiques (non montré). Cela suggère que le flux transporté par ces ondes est peut-être trop fort dans le modèle.

### Propagation verticale

La différence de localisation des maxima dans la basse stratosphère et dans la haute mésosphère suggère, comme le remarque Sato et al. (2009), une propagation horizontale des ondes de gravité, qui est ignorée par les paramétrisations utilisées par le modèle ARPEGE-Climat. La propagation verticale du flux de quantité de mouvement est illustrée par la coupe méridienne, pour le mois de juillet, représentée sur la **figure IV.11**. Sur la figure extraite du papier de Sato et al. (2009), il semble clair que le maximum (négatif) d’hiver (autour de 35S) et le maximum (positif) d’été (autour de 10N) dans la basse stratosphère sont reliés aux maxima dans la mésosphère (autour de 60S et de 30N dans leurs hémisphères respectifs). Cela suggère que les ondes de gravité se propageant depuis la basse stratosphère ont tendance à *converger* vers les zones où le jet est maximal (et ce quel que soit l’hémisphère). Dans le modèle ARPEGE-Climat, les ondes orographiques transportent des valeurs comparables de flux de quantité de mouvement jusque dans la mésosphère. Mais comme la paramétrisation n’autorise qu’une propagation verticale, à *latitude fixée*, les maxima de flux dans la mésosphère sont situés aux mêmes latitudes que dans la basse stratosphère. Pour les ondes non orographiques (paramétrisation WMS), la situation est un peu différente. Même si le schéma WMS ne permet pas lui non plus de propagation horizontale, le filtrage par l’écoulement moyen permet de mimer la *convergence* du flux de quantité de mouvement vers les zones où le jet est le plus intense. Cela est toutefois moins net dans l’hémisphère d’été (nord).

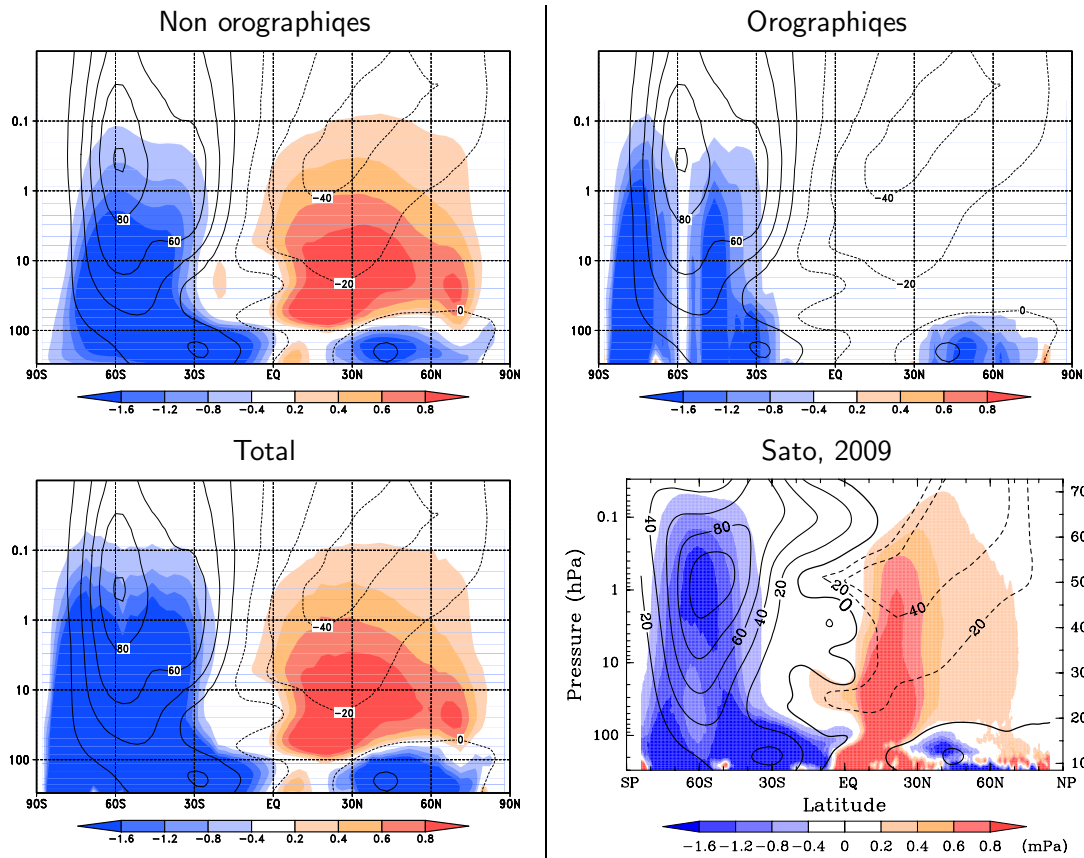
### Distribution géographique

Traçons enfin la carte du flux net de quantité de mouvement en basse stratosphère, à 100 hPa, pour un mois de juillet particulier et comparons-la à celle obtenue par Sato et al. (2009) (**figure IV.12**). Celle-ci (carte en bas, à droite) est en accord avec la carte à 25 km d’altitude déduite des données CRISTA par Ern et al. (2006). Nous observons, dans les résultats du modèle à très haute résolution, des valeurs négatives assez fortes au-dessus des régions montagneuses de l’hémisphère sud (les Andes et la péninsule antarctique notamment). Ces flux élevés sont bien reproduits par la paramétrisation des ondes de gravité orographiques utilisée dans le modèle ARPEGE-Climat (carte en haut à droite). En plus de ces pics isolés, on remarque la présence de valeurs négatives comprises entre  $-4$  et  $-2$  mPa sur une région qui s’étend quasiment sur toutes les longitudes entre 30S et 60S. Elles sont probablement dues à la présence d’ondes de gravité émises dans les forts jets d’ouest présents dans cette zone (Plougonven et Snyder, 2007). Dans l’hémisphère d’été, les valeurs positives observées dans les régions de mousson (africaine et indienne) sont vraisemblablement dues aux ondes de gravité émises dans les zones de convection profonde.

Ces caractéristiques<sup>4</sup> sont bien reproduites par la paramétrisation WMS. Cela signifie qu’il est possible de dépasser l’une des principales limites de la paramétrisation WMS, à savoir son caractère uniforme (le même spectre est émis en tous points du globe), à condition de spécifier une altitude d’émission du spectre suffisamment basse. Des études complémentaires montrent en effet que, si le spectre est émis dans la haute troposphère, la paramétrisation est incapable de simuler une telle structure spatiale. Au contraire, en choisissant d’émettre un spectre uniforme au milieu de la troposphère, le processus de filtrage par les vents de la haute troposphère/basse stratosphère permet de *mimer les sources* des ondes de gravité et de *créer* en basse stratosphère

---

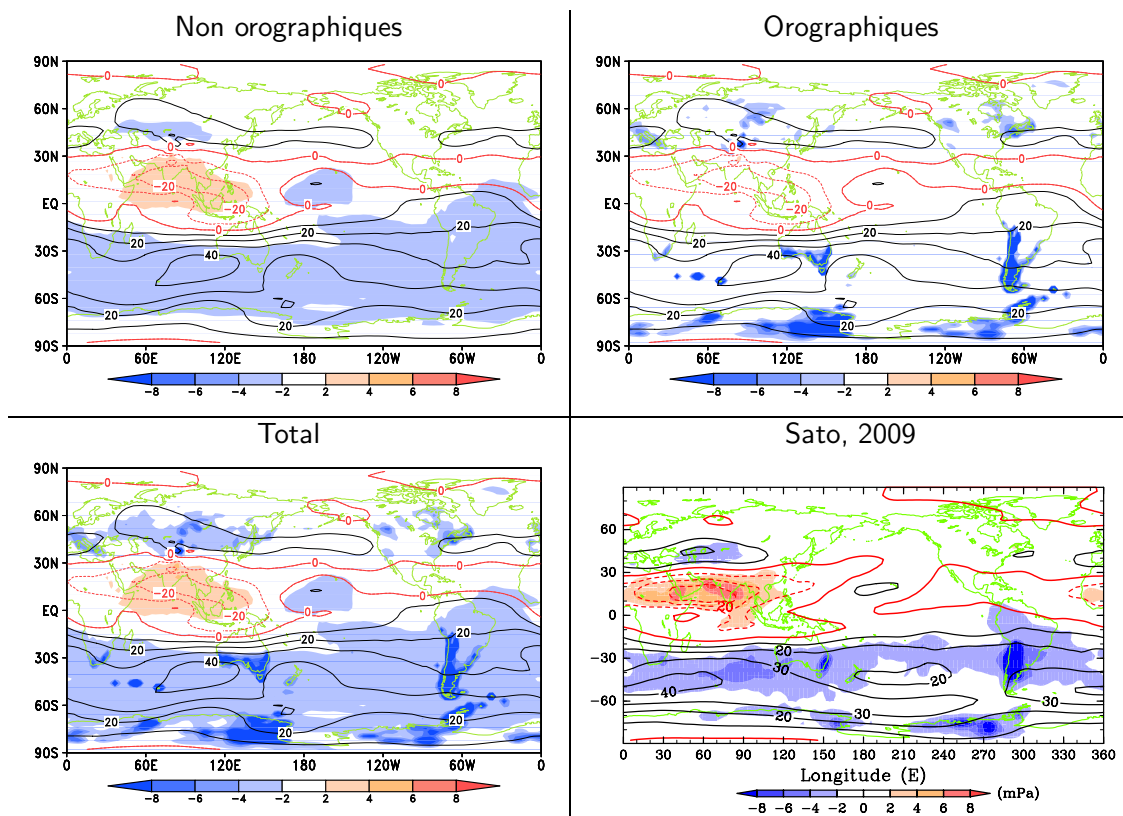
<sup>4</sup>Des caractéristiques similaires sont observées pour le mois de janvier (avec des valeurs négatives sur les régions montagneuses des Rocheuses et de l’est asiatique et sur les zones de frontogénèse des moyennes latitudes et des valeurs positives dans les régions de mousson).



**Fig. IV.11.** Coupes latitude-pression, pour le mois de juillet, du flux net de quantité de mouvement (mPa) transporté par les ondes de gravité non orographiques (haut, gauche), orographiques (haut, droite) et par le total de ces deux types d'ondes de gravité (bas, gauche) dans le modèle ARPEGE-Climat, et du flux net de quantité de mouvement transporté par les ondes de gravité simulées explicitement par le modèle à très haute résolution du MRI (bas, droite; reproduction à l'identique de la figure 2 de (Sato et al., 2009)). L'échelle de couleurs pour représenter le flux est la même pour l'ensemble des cartes. Le vent zonal est représenté par des contours (intervalle :  $20 \text{ m.s}^{-1}$ ).

une distribution spatiale du flux d'ondes de gravité cohérente avec les observations actuelles. Cela valide ainsi notre choix d'émettre le spectre des ondes de gravité non orographiques à une pression de 450 hPa et confirme les travaux précédents de Ern et al. (2006) et de Orr et al. (2010). Toutefois, il faut bien garder à l'esprit qu'un tel choix rend la paramétrisation assez fortement dépendante de la représentation des vents dans la haute troposphère (notamment celles des vents d'est dans les régions de mousson) dans le modèle utilisé (ici, ARPEGE-Climat).

L'analyse qui vient d'être faite suggère que la paramétrisation WMS se comporte de manière tout à fait satisfaisante dans le modèle ARPEGE-Climat, en reproduisant de manière correcte la distribution spatiale du flux de quantité de mouvement associé aux ondes de gravité ainsi que sa propagation verticale. Le choix du jeu de paramètres (en particulier, l'altitude d'émission et le flux total de quantité de mouvement initial) semble ainsi tout à fait raisonnable. Dans la partie suivante, nous examinons l'effet de cette paramétrisation sur la dynamique du modèle. □



**Fig. IV.12.** Coupes horizontales pour le mois de juillet (à 100 hPa) du flux net de quantité de mouvement (mPa) transporté par les ondes de gravité non orographiques (haut, gauche), orographiques (haut, droite) et par le total de ces deux types d'ondes de gravité (bas, gauche) dans le modèle ARPEGE-Climat, et du flux net de quantité de mouvement transporté par les ondes de gravité simulées explicitement par le modèle à très haute résolution du MRI (bas, droite ; reproduction à l'identique de la figure 3 de (Sato et al., 2009)). L'échelle de couleurs pour représenter le flux est la même pour l'ensemble des cartes. Le vent zonal est représenté par des contours (intervalle :  $10 \text{ m.s}^{-1}$ ). Les vents d'est, les vents nuls et les vents d'ouest sont représentés respectivement par des traits en pointillés rouges, des traits plein rouges et des traits plein noirs.

## IV.5 Effets dans un modèle de circulation générale

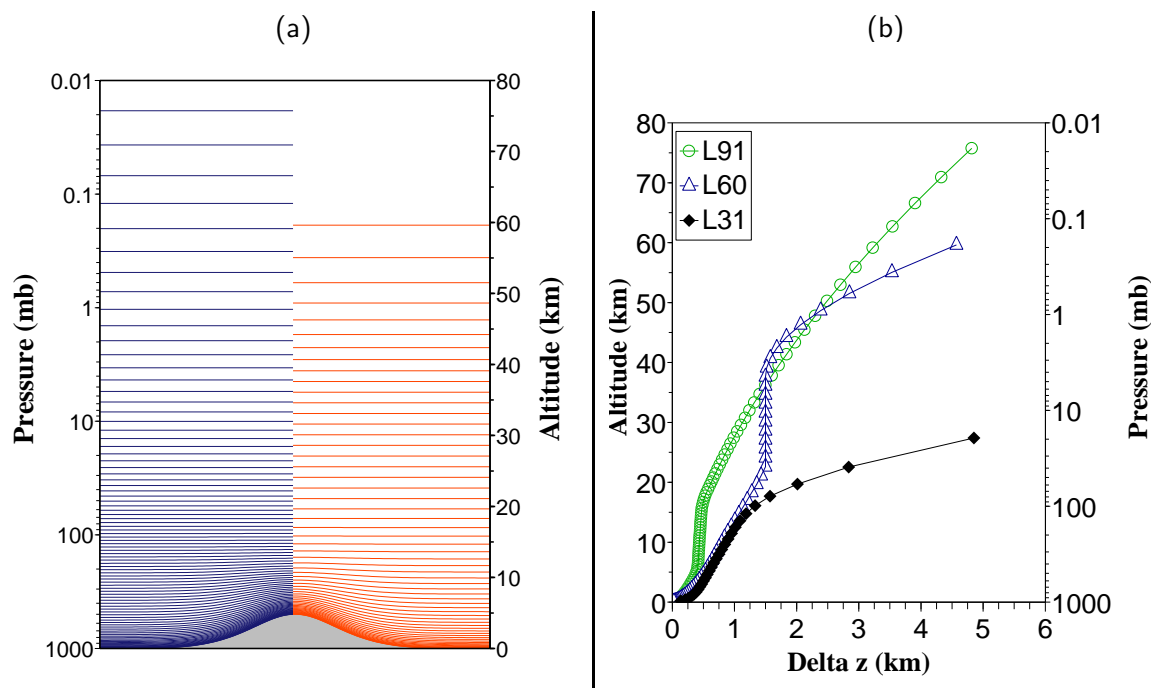
Dans cette partie, nous étudions le rôle des ondes de gravité à travers l'évaluation de l'effet de la paramétrisation des ondes de gravité non orographiques dans le modèle de circulation générale ARPEGE-Climat. Des études de ce genre (Manzini et al., 1997 ; Scaife et al., 2002 ; Scinocca et al., 2008 ; Orr et al., 2010) ont mis en évidence des effets allant de la haute mésosphère à la stratosphère tropicale avec la modélisation de l'oscillation quasi-biennale.

### IV.5.1 Description des simulations

Nous réalisons pour cela une série de simulations transitoires de 30 ans (1971-2000) forcées par des températures de surface de la mer observées, variant d'année en année. Les principales simulations analysées dans la partie qui suit sont répertoriées dans le **tableau IV.5**. D'autres tests de sensibilité seront détaillés dans le corps du texte. Toutes ces simulations sont effectuées avec la version 5 du modèle ARPEGE-Climat décrit dans le chapitre 2.

Nom	Ondes de gravité non orographiques	Ozone
CLIMOZ	Non (relaxation linéaire)	Climatologie
S-CLIMOZ	Non (relaxation linéaire)	Clim. réduite en haute mésosphère
REF-L91	Non (relaxation linéaire)	Ozone linéaire
WMS-L91	Oui (schéma WMS)	Ozone linéaire

**Tab. IV.5.** Liste des principales simulations réalisées avec le modèle ARPEGE-Climat et décrites dans cette partie.



**Fig. IV.13.** Répartition verticale des niveaux pour les configurations l60 et l91 (a) et profil vertical de l'épaisseur des couches (exprimés en km) pour les configurations à 31 (noir), 60 (bleu) et 91 (vert) niveaux.

### Résolution verticale

Nous utilisons une résolution horizontale de l'ordre de 300 km (grille T42). Afin de décrire l'effet des ondes de gravité dans la haute mésosphère, nous utilisons 91 niveaux verticaux -ce qui place le toit du modèle à une altitude de 80 km environ (0.01 hPa)- définis comme des coordonnées hybrides sigma-pression. La **figure IV.13 (a)** décrit la répartition de ces couches dans cette configuration (L91) et la compare à celle utilisée dans le chapitre suivant (60 niveaux verticaux, sommet du modèle aux alentours de 60 km). Le modèle présente ainsi une résolution verticale inférieure à 500 m jusqu'à 20 km d'altitude et inférieure à 2.5 km jusqu'à la stratopause, comme le montre la **figure IV.13 (b)** qui compare le profil vertical de la répartition des couches dans les trois configurations les plus couramment utilisées pour le modèle ARPEGE-Climat.

### Friction de Rayleigh

Dans la simulation de référence (REF-L91), le *drag* mésosphérique est paramétré de manière simple par un terme de friction linéaire dans l'évolution du vent zonal

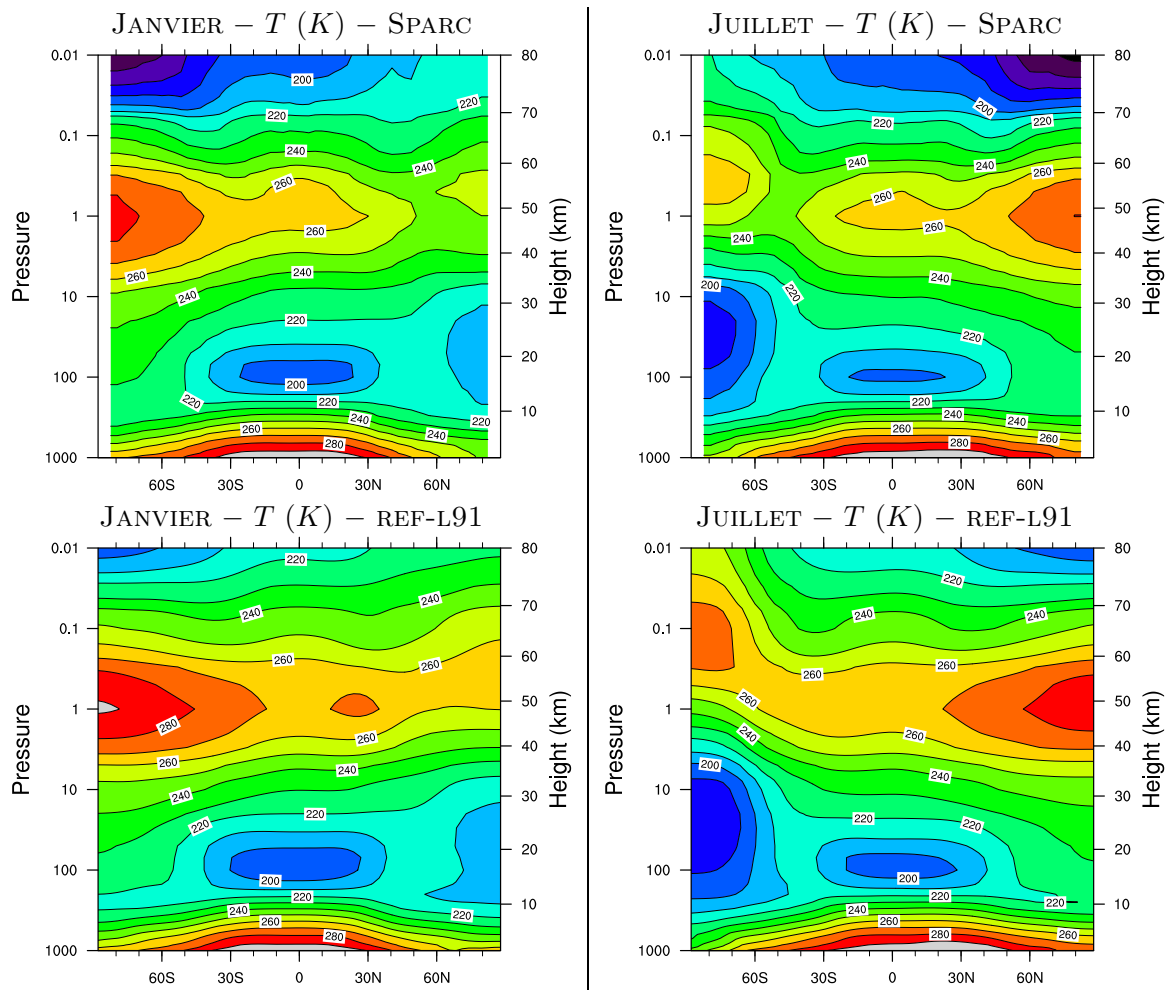
$$\frac{\partial u}{\partial t} = -k_R(z)u \quad (\text{IV.47})$$



Le coefficient de Rayleigh  $k_R$  est fixé de manière à ce que le taux de relaxation  $\tau_R = 1/k_R$  atteigne des valeurs de l'ordre de quelques jours dans la haute mésosphère et d'une centaine de jours dans la basse mésosphère. Il est nul en dessous de la stratopause et ne concerne ainsi, pour une configuration à 91 niveaux, que les 9 plus hauts niveaux du modèle.

#### IV.5.2 Climatologie en moyenne zonale de l'expérience de référence

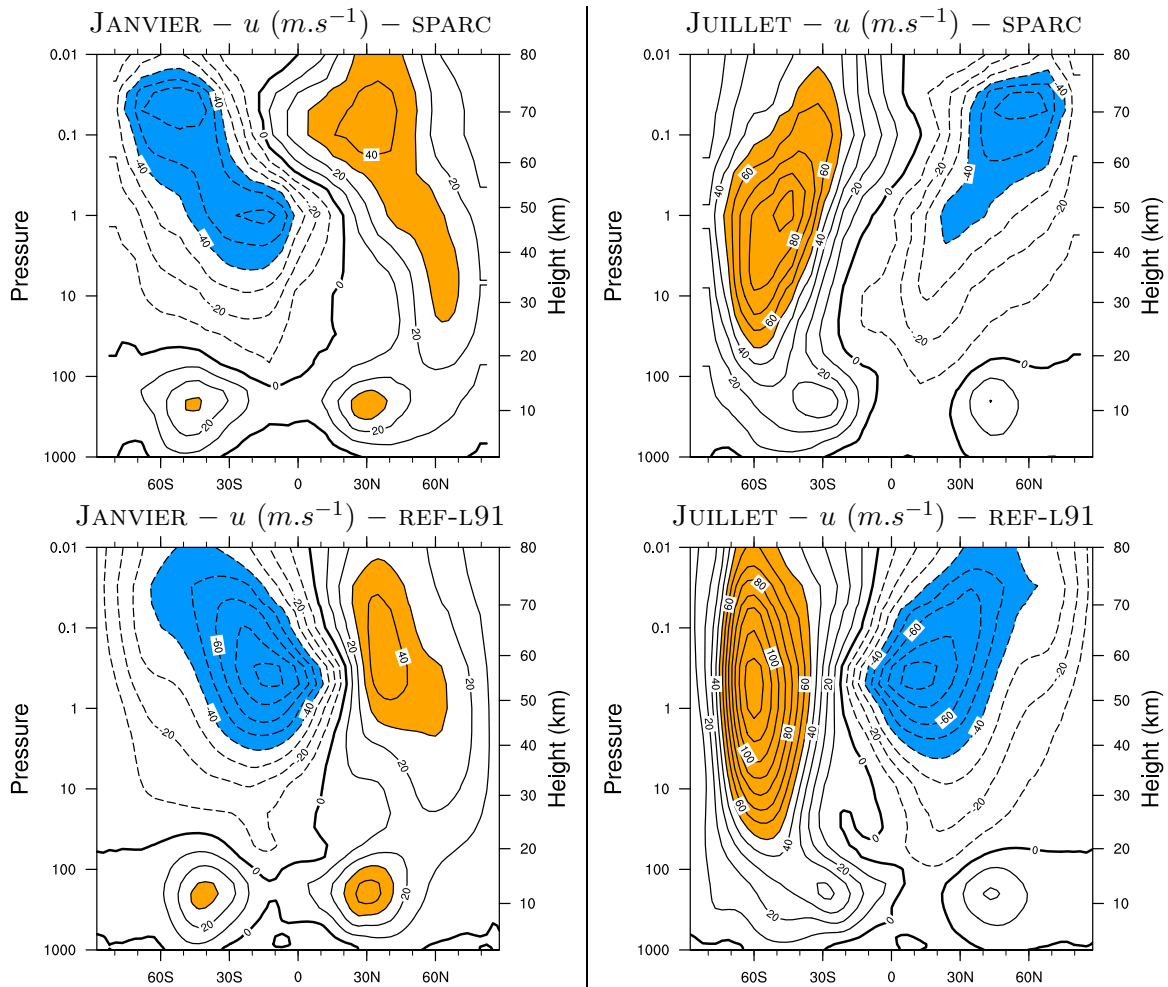
Avant d'analyser l'effet de la paramétrisation WMS, nous évaluons la climatologie de l'atmosphère moyenne dans le modèle de référence. La **figure IV.14** compare pour les mois de



**Fig. IV.14.** Coupes latitude-pression de la température (K) moyennée dans le temps et sur un cercle de latitude pour la climatologie SPARC (haut) et l'expérience de référence REF-L91 avec le modèle ARPEGE-Climat (bas) pour les mois de janvier (gauche) et de juillet (droite). L'intervalle des contours est de 10 K.

janvier et de juillet la climatologie des températures en moyenne zonale obtenues avec la simulation REF-L91 à celle de SPARC (Randel et al., 2004). Le modèle présente une distribution générale des températures tout à fait satisfaisante dans la stratosphère. Il convient ainsi de noter la représentation particulièrement réaliste de la température moyenne dans la stratosphère d'hiver dans les deux hémisphères, ce qui est fondamental dans la perspective d'une simulation réaliste de la chimie de la stratosphère. Par contre, la tropopause tropicale est généralement trop froide, si on la compare à SPARC où à la réanalyse ERA-40. Le biais est de l'ordre de 2 - 4 K, il est plus marqué au mois de juillet.

Au-dessus de 10 hPa, les comparaisons des valeurs absolues deviennent un peu plus hasardeuses, en raison des incertitudes sur les jeux de données de référence. En comparant les performances des modèles de chimie-climat dans le projet CCM-VAL-1, Eyring et al. (2006) mettent en évidence de larges différences dans les températures à la stratopause selon les réanalyses utilisées. Par rapport à la climatologie SPARC, on note toutefois que le modèle présente un biais chaud dans toute la stratopause, qui atteint des valeurs comprises entre 10 et 15 K. On observe également ces valeurs élevées de température à la stratopause dans des modèles comparables : dans le modèle du Met Office (Hardiman et al., 2010), dans la version stratosphérique du modèle LMD-z (Lott et al., 2005), dans le modèle canadien d'atmosphère moyenne CMAM (Scinocca et al., 2008) ainsi que dans le modèle japonais MRI (Shibata et Deushi, 2008). Nous verrons dans le chapitre suivant que l'introduction d'une chimie interactive peut avoir un impact non négligeable dans la réduction de ce biais chaud. Dans la haute mésosphère, la simulation REF-L91 avec friction linéaire est capable de reproduire la circulation méridienne du pôle d'été vers le pôle d'hiver comme le suggère le gradient de température entre la mésosphère d'été et la mésosphère d'hiver. La position un peu haute de la stratopause dans l'hémisphère d'été semble suggérer une circulation méridienne mésosphérique un peu trop rapide. Les valeurs prédites de température sont néanmoins très fortes, bien plus hautes que la climatologie SPARC. Nous reviendrons dans un paragraphe ultérieur sur ce point.



**Fig. IV.15.** Idem que la figure (IV.14) pour le vent zonal. L'intervalle des contours est de  $10 m.s^{-1}$ . Les vents d'ouest supérieurs à  $30 m.s^{-1}$  sont coloriés en orange, les vents d'est inférieurs à  $-40 m.s^{-1}$  en bleu.

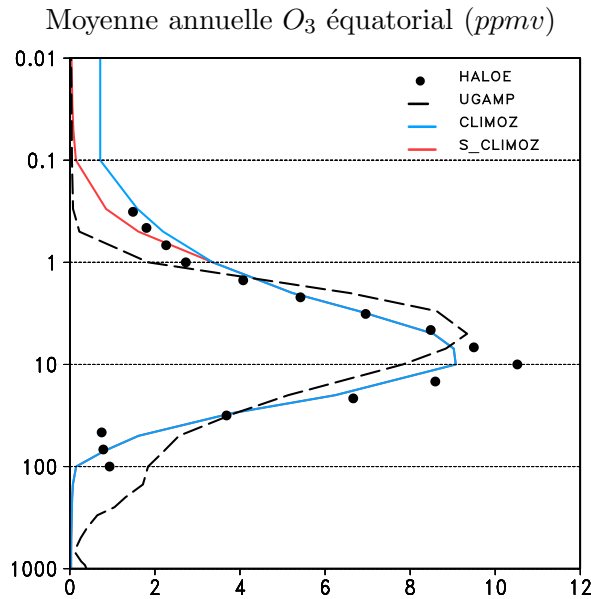
La **figure IV.15** représente la climatologie du vent zonal en moyenne zonale pour les mois de janvier et de juillet. En janvier, dans la stratosphère de l'hémisphère nord, la séparation entre le jet subtropical et le jet de la nuit polaire est bien reproduite, même si l'intensité de ce dernier est sous-estimée d'environ  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . L'inclinaison vers l'équateur du jet d'ouest n'est pas si mal représentée mais le modèle n'est toutefois pas capable de reproduire des vents d'ouest dans la haute mésosphère équatoriale. Cela semble être une défaillance systématique des modèles d'atmosphère moyenne (Scinocca et al., 2008 ; Bechtold et al., 2009). L'autre défaut principal concerne le jet d'est dans la mésosphère d'été : il présente un pic à la fois trop marqué (autour de  $-80 \text{ m.s}^{-1}$  dans le modèle contre  $-60$  et  $-40 \text{ m.s}^{-1}$  dans la climatologie SPARC) et la position du maximum est à la fois trop haute en janvier et trop proche de l'équateur en juillet. Cet effet semble révélateur de l'absence de paramétrisation d'ondes de gravité non orographiques dans le modèle, comme le suggère Scinocca et al. (2008) en analysant des expériences sans cette paramétrisation (*ibid*, figure 2). Enfin, pour le mois de juillet, l'intensité du jet d'ouest dans la stratosphère d'hiver est surestimée d'environ  $20 \text{ m.s}^{-1}$ . L'inclinaison de ce jet d'ouest vers l'équateur n'est pas représentée et la position du pic se révèle ainsi trop au sud (60S au lieu de 45S). Parmi les modèles déjà cités, rares sont ceux qui obtiennent une représentation réaliste à la fois de l'inclinaison et de l'intensité du jet. Bechtold et al. (2009) y parviennent avec une résolution horizontale (125 km) supérieure à celle des autres modèles.

### Sensibilité à la climatologie d'ozone

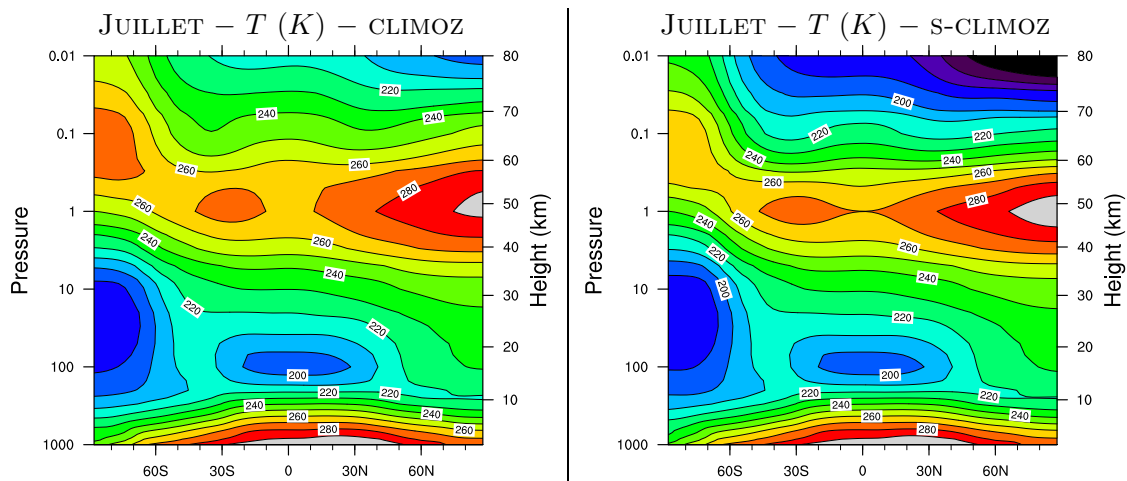
Outre l'importance d'inclure une paramétrisation des ondes de gravité, deux points semblent particulièrement importants dans le but de modéliser correctement l'état moyen de l'atmosphère moyenne. Le premier concerne la climatologie d'ozone utilisée. Nous comparons pour cela les résultats d'une expérience dans laquelle la valeur du rapport de mélange de l'ozone est égale à la valeur de relaxation du schéma linéaire<sup>5</sup>, que nous nommons CLIMAZ et une expérience similaire dans laquelle la concentration d'ozone prescrite au modèle est réduite uniformément d'un facteur allant de 20 pour le niveau le plus haut (autour de 0.01 hPa) à 1 au-dessus de 1 hPa (nous appelons S-CLIMAZ cette simulation).

La **figure IV.16** représente le profil vertical de la moyenne annuelle de la concentration d'ozone dans la région équatoriale, issu des expériences CLIMAZ et S-CLIMAZ, de la climatologie UGAMP (Li et Shine, 1995) et des valeurs observées par l'instrument HALOE. Les climatologies d'ozone utilisées dans les simulations avec le modèle ARPEGE-Climat présentent des valeurs comparables à celles d'HALOE, bien que le pic de concentration soit moins marqué. Au-dessus de 1 hPa, les valeurs d'ozone utilisées dans l'expérience CLIMAZ semblent largement supérieures à la climatologie UGAMP. C'est pourquoi nous réduisons la concentration d'ozone dans ces niveaux supérieurs dans l'expérience S-CLIMAZ (courbe en rouge). L'impact sur la colonne totale d'ozone de cette modification est extrêmement faible (moins de 1%). Analysons l'effet de cette modification de la quantité d'ozone mésosphérique dans le modèle, en comparant les distributions de température obtenues dans chacune de ces expériences (**figure IV.17**) pour le mois de juillet (les résultats sont similaires pour le mois de janvier).

La mésosphère est quasi uniformément plus froide de près de 25 K environ. Les valeurs obtenues avec cette nouvelle distribution d'ozone (160 K dans la mésosphère d'été et 235 K dans la mésosphère d'hiver) sont beaucoup plus proches de celles de la climatologie SPARC (170 K et 225 K). Il est ainsi possible de *fermer* les jets comme le montre la **figure IV.18**. Cette expérience de sensibilité souligne le rôle important de l'ozone dans la modélisation de la haute mésosphère.



**Fig. IV.16.** Profil annuel moyen équatorial du rapport de mélange volumique de la climatologie d'ozone utilisée dans les expériences CLIMOZ (courbe bleue) et S-CLIMOZ (courbe rouge), en comparaison de celle de (Li et Shine, 1995) (noire en pointillés) et des mesures de l'instrument HALOE (points).

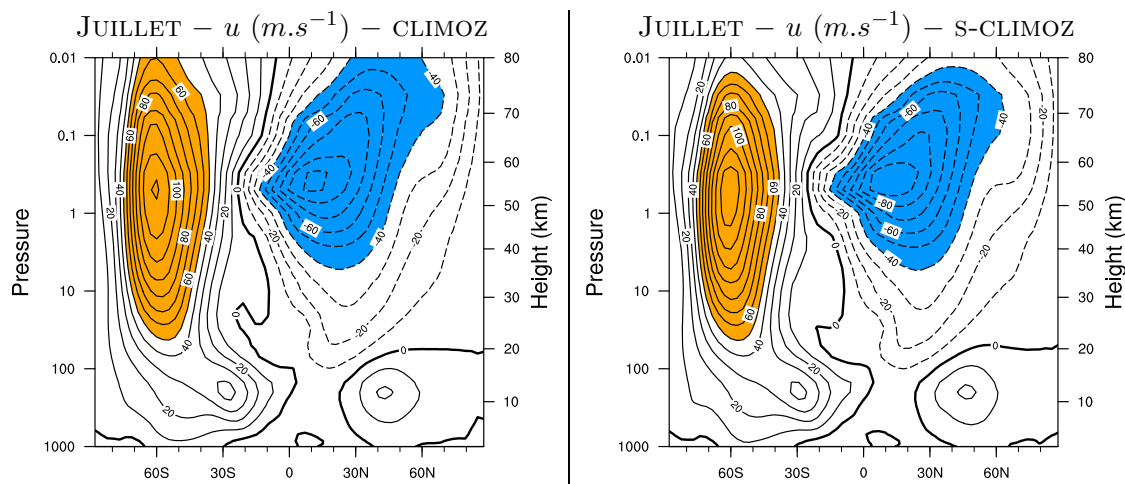


**Fig. IV.17.** Coupes latitude-pression de la température (K) moyennée dans le temps et sur un cercle de latitude pour le mois de juillet, pour les expériences CLIMOZ (gauche) et S-CLIMOZ (droite). L'intervalle des contours est de 10 K.

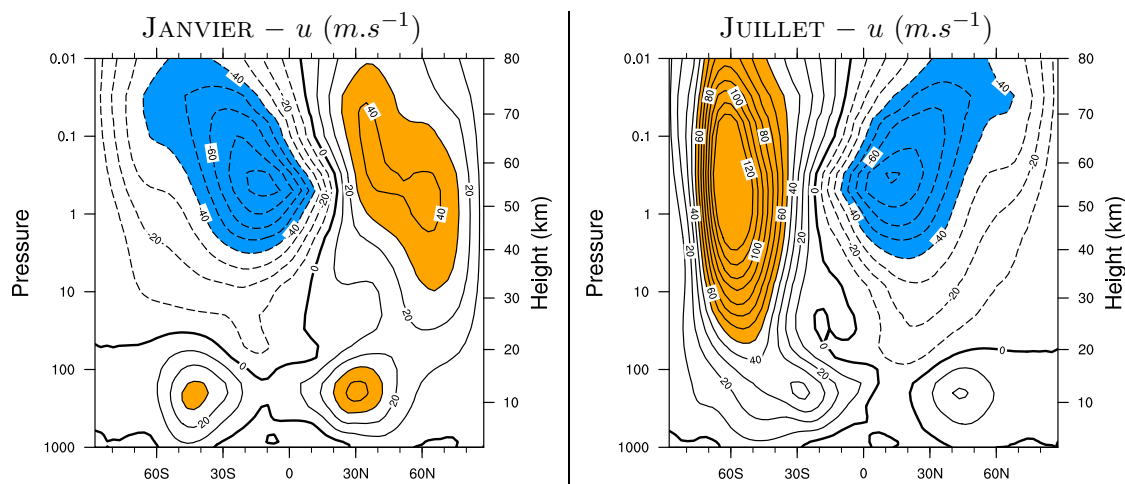
### Sensibilité au drag orographique

Le modèle ARPEGE-Climat est également sensible à la quantité de flux spécifiée dans la paramétrisation des ondes de gravité orographiques (voir la description dans le chapitre 2). Nous traçons sur la **figure IV.19** la climatologie obtenue pour le vent zonal dans une simulation comparable à REF-L91 et où le coefficient dont dépend cette quantité de flux initiale est réduit d'un facteur 3. La comparaison avec la **figure IV.15** montre que l'effet du drag orographique est prépondérant dans le jet d'ouest de la stratosphère d'hiver. La réduction du flux de quantité de mouvement s'accompagne d'une réduction du freinage, ce qui conduit à une meilleure représentation du jet de la nuit polaire dans l'hémisphère nord. Mais cette réduction aboutit

<sup>5</sup>voir le chapitre suivant pour plus de détails



**Fig. IV.18.** Idem que la figure (IV.17) pour le vent zonal. L'intervalle des contours est de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Les vents d'ouest supérieurs à  $30 \text{ m.s}^{-1}$  sont coloriés en orange, les vents d'est inférieurs à  $-40 \text{ m.s}^{-1}$  en bleu.

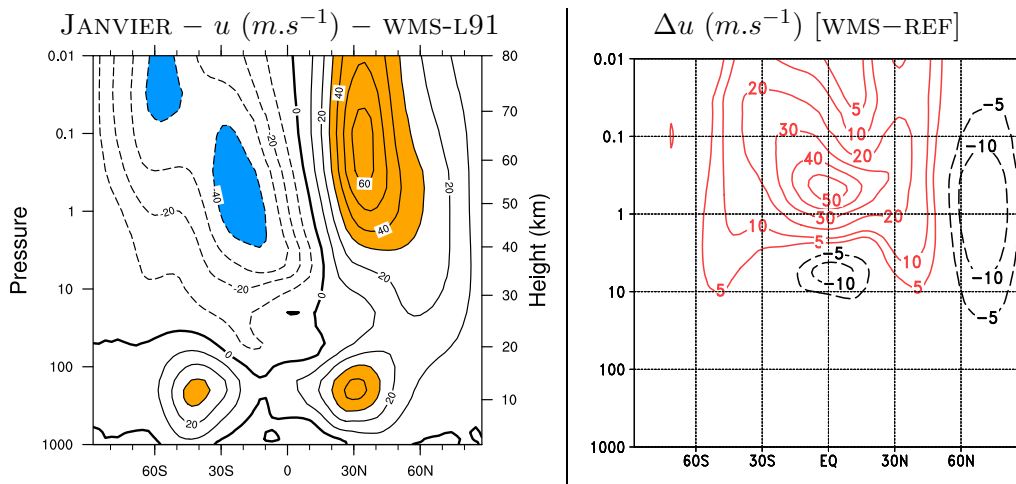


**Fig. IV.19.** Coupes latitude-pression du vent zonal ( $\text{m.s}^{-1}$ ) moyenné dans le temps et sur un cercle de latitude pour l'expérience de sensibilité au drag orographique pour les mois de janvier (gauche) et de juillet (droite). L'intervalle des contours est de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Les vents d'ouest supérieurs à  $30 \text{ m.s}^{-1}$  sont coloriés en orange, les vents d'est inférieurs à  $-40 \text{ m.s}^{-1}$  en bleu.

aussi à une dégradation du jet d'ouest d'hiver dans l'hémisphère sud, qui devient beaucoup trop fort, ce qui conduit à des températures très basses dans la stratosphère polaire (inférieures à 180 K en moyenne pour le mois de juillet). L'effet est ainsi contrasté et le réglage de ce paramètre, qui doit également garantir une circulation troposphérique réaliste, n'est pas chose aisée.

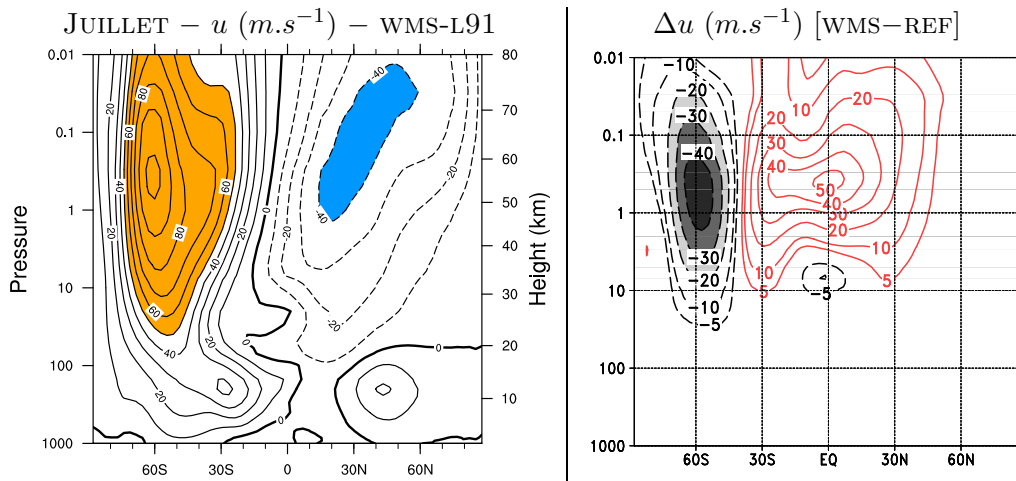
### IV.5.3 Introduction du schéma d'ondes de gravité non orographiques

Nous analysons désormais l'impact de l'introduction du schéma d'ondes de gravité non orographiques, tel que décrit dans les paragraphes précédents. Nous prenons comme référence la simulation présentée dans la **figure IV.19** et remplaçons la friction linéaire par la paramétrisation WMS avec les réglages décrits dans le **tableau IV.4**. La climatologie du vent zonal obtenue, ainsi que les différences avec la simulation de référence, sont représentées sur la **figure IV.20** pour le mois de janvier et sur la **figure IV.21** pour le mois de juillet.



**Fig. IV.20.** Coupes latitude-pression du vent zonal ( $m.s^{-1}$ ) moyenné dans le temps et sur un cercle de latitude pour le mois de janvier et pour la simulation WMS-L91 utilisant la paramétrisation spectrale des ondes de gravité non orographiques (gauche) et de la différence avec la simulation de référence (droite). L'intervalle des contours est de  $10 m.s^{-1}$ .

L'utilisation de la paramétrisation des ondes de gravité a un impact significatif sur la position et l'intensité des jets d'est dans la mésosphère d'été. Les simulations présentent de ce fait des valeurs beaucoup plus proches de celles observées. L'effet constaté est conforme à celui obtenu par Scaife et al. (2002) (figure 1) et par Manzini et al. (1997) (figure 3). Dans l'hémisphère nord, en hiver, l'intensité du jet d'ouest dans la mésosphère (autour de 30N) est renforcée, ce qui semble irréaliste, tandis que l'intensité du jet de la nuit polaire (basse stratosphère de l'hémisphère nord) est réduite (d'un peu plus de  $5 m.s^{-1}$  en moyenne pour le mois de janvier à 10 hPa), ce qui induit une stratosphère polaire devenant légèrement trop chaude (non montré). Nous analysons plus en détail cet effet dans un paragraphe suivant.



**Fig. IV.21.** Idem que la figure IV.20 pour le mois de juillet.

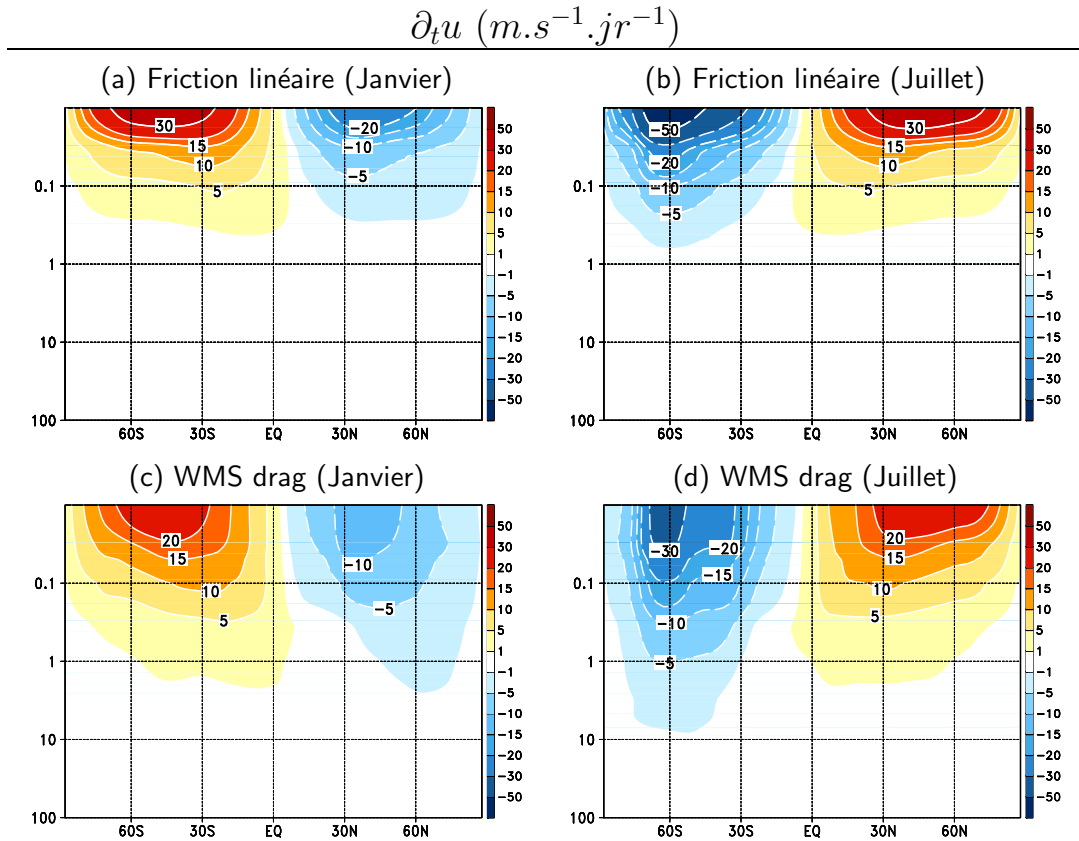
Pour l'hiver austral, en revanche, l'effet semble très positif. D'une part, l'intensité des jets d'est devient, comme dans l'autre hémisphère, plus réaliste. D'autre part, le jet d'ouest devient moins intense, et atteint des valeurs très proches de celles observées (autour de  $85 m.s^{-1}$ ). L'inclinaison du jet vers l'équateur, sans être tout à fait aussi prononcée que dans les observations, devient notable.

## IV.5.4 La mésosphère : drags et circulation résiduelle

### IV.5.4.1 Drags

Nous analysons l'impact de la paramétrisation dans la haute stratosphère et la mésosphère, là où l'effet semble le plus net, en comparant les tendances de vent (que nous appellerons aussi parfois *drags*) induites par la paramétrisation WMS à celles créées par le terme de relaxation linéaire, dont la **figure IV.22** présente les coupes méridiennes des moyennes zonales pour les mois de janvier et de juillet.

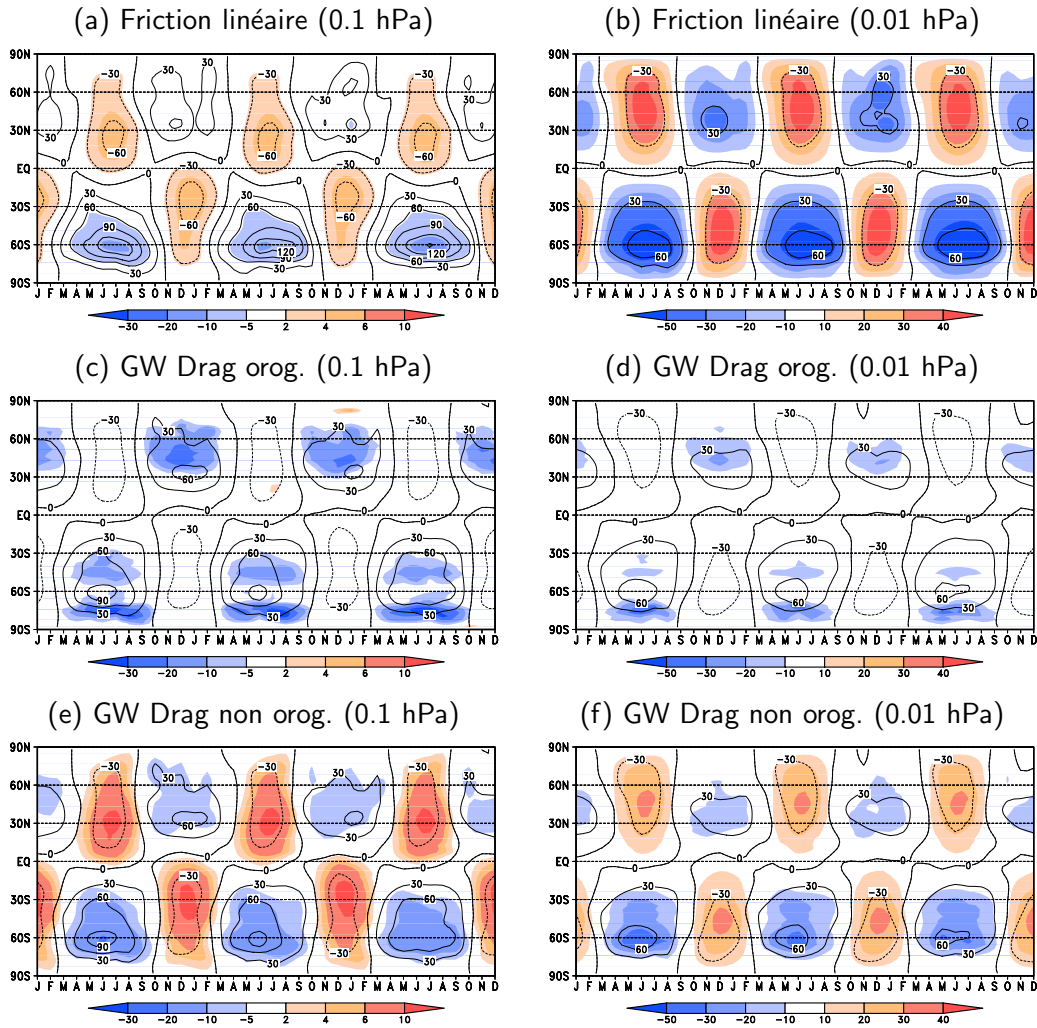
Dans le cas de la friction de Rayleigh, les drags sont concentrés dans les plus hautes couches décrites par le modèle. Dans la haute mésosphère, elles sont généralement plus fortes que celles obtenues avec la paramétrisation WMS. Pour le mois de janvier, les accélérations induites par la paramétrisation des ondes de gravité non orographiques atteignent  $+25 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$  pour l'été (figure (c)) et  $-15 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$  pour l'hiver. Pour le mois de juillet (figure (d)), ces tendances atteignent  $+25 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$  pour l'été et près de  $-35 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$ . Ces valeurs sont conformes à celles obtenues avec les tests unidimensionnels (**figure IV.9**) et sont ainsi cohérentes avec les valeurs estimées par Marks (1989).



**Fig. IV.22.** Coupes latitude-pression de la climatologie pour les mois de janvier et juillet de la moyenne zonale de la tendance de vent ( $\text{m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$ ) induite par le terme de friction linéaire -(a) et (b)- et par la paramétrisation des ondes de gravité non orographiques -(c) et (d)-. Les tendances positives (négatives) sont représentées par des couleurs chaudes (froides). Les contours représentés sont  $\{-50, -30, -20, -15, -10, -5, -1, +1, +5, +10, +15, +20, +30, +50 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}\}$ .

Plusieurs remarques s'imposent. Tout d'abord, l'intensité de ces tendances de vent zonal paraît peu affectée par la structure des jets dans la stratosphère, comme le révèle une expérience de sensibilité avec un drag orographique plus fort. La structure verticale des drags induits

par la paramétrisation WMS semble au contraire dépendante de la structure des vents dans la mésosphère. Une expérience de sensibilité avec une quantité d’ozone réduite dans les hautes couches, dont a vu qu’elle permettait la fermeture des jets, a pour effet de localiser le maximum du drag plus bas (dans la moyenne mésosphère, autour de 0.1 hPa, ce qui semble plus réaliste). On peut également penser que la résolution verticale plutôt grossière dans la mésosphère (**figure IV.13 (b)**) joue un rôle dans les résultats présentés ici. De la même manière, cette paramétrisation est probablement sensible à la définition du toit du modèle. Cela est dû au fait, qu’afin de *conserver* la quantité de mouvement introduite et de ne pas créer des effets impondérables (Shepherd et Shaw, 2004), la totalité de la quantité de mouvement restante est déposée dans la dernière couche du modèle.



**Fig. IV.23.** Coupes temps-latitude, pour trois années consécutives, à 0.1 hPa (gauche) et 0.01 hPa (droite), de la moyenne zonale de la tendance de vent ( $m.s^{-1}.jr^{-1}$ ) induite par le terme de friction linéaire -(a) et (b)-, par la paramétrisation des ondes de gravité orographiques -(c) et (d)-, et par celles des ondes de gravité non orographiques -(e) et (f)-. Le vent zonal est représenté par des contours (intervalle :  $30 m.s^{-1}$ ).

L’évolution du cycle annuel à 0.01 hPa et 0.1 hPa de ces tendances de vent est reproduite sur la **figure IV.23**. Comme suggéré par la figure précédente, il apparaît ainsi que les tendances de vent induites par la friction de Rayleigh sont en valeurs absolues plus fortes dans la haute mésosphère et plus faibles dans la basse et moyenne mésosphère, quelle que soit la saison. Enfin,



on note que le drag induit par la paramétrisation des ondes de gravité orographiques atteint en certaines régions très localisées (45N en hiver boréal et 70S en hiver austral) des valeurs comparables à celles de la paramétrisation WMS.

#### IV.5.4.2 La circulation résiduelle

Examinons désormais l'effet de cette modification des drags sur la circulation méridienne, qui joue un rôle prépondérant dans la détermination des distributions spatio-temporelles des constituants atmosphériques. Comme la circulation traditionnelle dans le plan méridien ( $\bar{v}, \bar{w}$ ) représente mal le transport des espèces-trace, il est d'usage de se placer dans le cadre du formalisme dit TEM (Transformed Eulerian Mean), décrit par Andrews et al. (1987). La vitesse méridienne *résiduelle*, notée  $\bar{v}^*$ , est déduite de la vitesse méridienne moyenne par la formule

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \rho_0^{-1} \left( \rho_0 \frac{\overline{v'\theta'}}{\theta_z} \right)_z \quad (\text{IV.48})$$

où  $\bar{x}$  et  $x'$  désignent respectivement la moyenne zonale et l'écart à cette moyenne zonale de  $x$ , où  $z$  est la coordonnée log-pression,  $\rho_0$  le profil vertical de densité standard et  $\theta$  est la température potentielle. De la même manière, on définit la vitesse verticale résiduelle  $\bar{w}^*$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \left( \cos \phi \frac{\overline{v'\theta'}}{\theta_z} \right)_\phi \quad (\text{IV.49})$$

où  $a$  est le rayon de la Terre et  $\phi$  la latitude du point considéré. La circulation méridienne résiduelle peut alors être représentée par une fonction de courant massique

$$\frac{\partial \bar{\Psi}^*}{\partial z} = -\rho_0 \cos \phi \bar{v}^* \quad (\text{IV.50a})$$

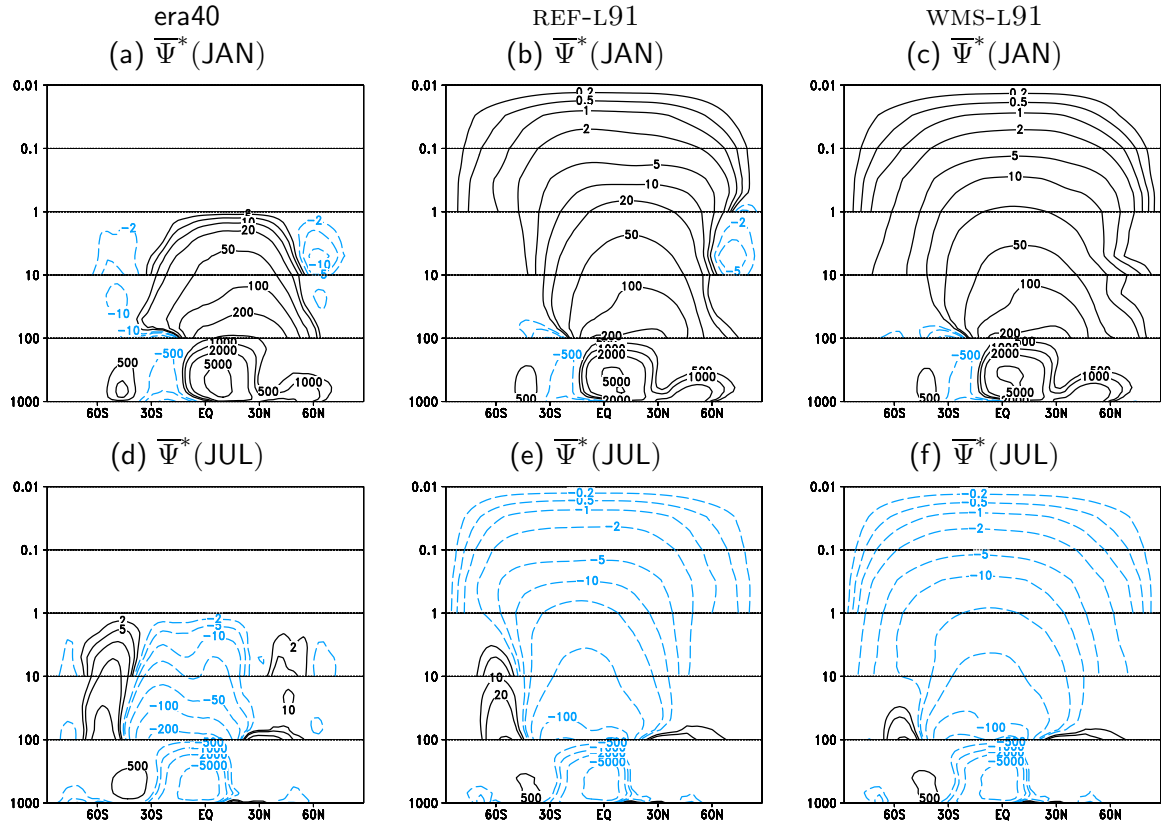
$$\frac{\partial \bar{\Psi}^*}{\partial \phi} = \rho_0 a \cos \phi \bar{w}^* \quad (\text{IV.50b})$$

L'intégration de l'équation IV.50a en imposant la condition  $\bar{\Psi}^* = 0$  au sommet du modèle permet ainsi de calculer la circulation méridienne résiduelle. Les résultats obtenus pour la réanalyse ERA40 (jusqu'à 1 hPa), pour le modèle avec ou sans paramétrisation des ondes de gravité non orographiques sont représentés sur la **figure IV.24** pour les solstices et sur la **figure IV.25** pour les équinoxes. Les contours positifs (noirs) représentent une circulation dans le sens horaire.

Quelle que soit la configuration utilisée (avec ou sans paramétrisation des ondes de gravité non orographiques), le modèle ARPEGE-Climat reproduit correctement la circulation de Brewer-Dobson, avec des cellules d'hiver plus prononcées que celles d'été. L'effet sur ces cellules stratosphériques semble très limité. D'autres diagnostics de la circulation de Brewer-Dobson présentés ultérieurement confirment en effet que l'impact de la paramétrisation WMS semble plutôt faible.

Dans la mésosphère, en revanche, le modèle est particulièrement sensible à la paramétrisation WMS, avec une intensification et une augmentation de l'extension latitudinale de la circulation moyenne dans la basse mésosphère (regarder les lignes de courant à 2 et 5 kg/m/s par exemple). Il est difficile de dire si cet effet est réaliste puisque la comparaison avec la réanalyse ERA40 au-dessus de 10 hPa est hasardeuse dans la mesure où les niveaux proches de 1 hPa étant par construction peu significatifs (tout du moins sous-estimés, la fonction de courant vaut 0 à 1 hPa).

Aux équinoxes (**figure IV.25**), le modèle reproduit correctement les deux cellules dans la stratosphère, la branche ascendante au mois d'avril semble toutefois décalée vers le sud par rapport



**Fig. IV.24.** Coupes latitude-pression de la circulation méridienne résiduelle moyenne ( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ) pour les mois de janvier (haut) et de juillet (bas), pour la réanalyse ERA40 -(a) et (d)- et les simulation REF-L91 -(b) et (e)- et WMS-L91 -(c) et (f)-.

à ERA40. Dans la mésosphère, la circulation simulée par le modèle incluant la paramétrisation des ondes de gravité semble également plus forte. Des effets notables sont notamment observés dans les hautes latitudes.

Ainsi, la circulation méridienne dans la mésosphère semble modifiée par la paramétrisation des ondes de gravité, tandis que la circulation de Brewer-Dobson semble particulièrement robuste à la paramétrisation testée.

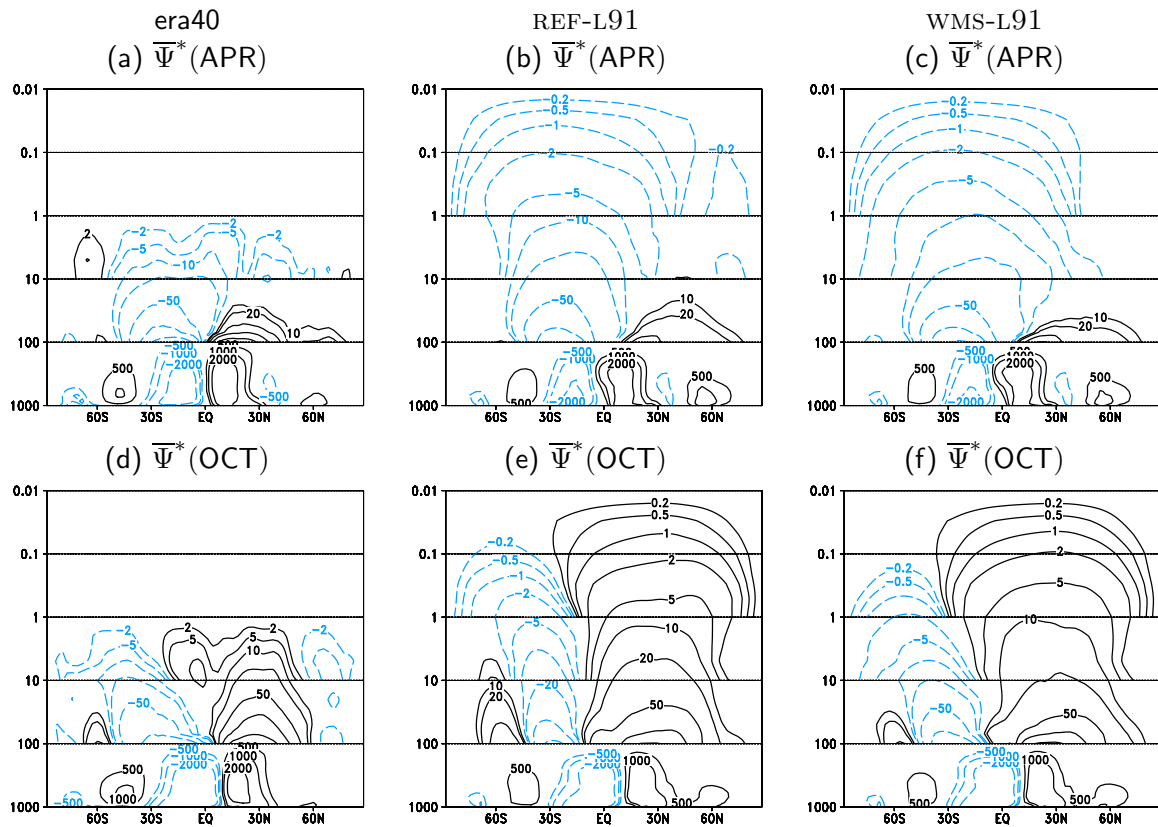
Le principe à l'origine de cette modification est généralement connu sous le nom de *downward control* (Haynes et al., 1991). Dans le formalisme TEM, sous certaines hypothèses, la vitesse verticale résiduelle peut s'écrire sous la forme

$$\bar{w}^*(\phi, z) = \frac{1}{\rho_0(z)a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{1}{f} \int_z^\infty \rho_0(z') \bar{G}_u(\phi, z') \cos \phi dz' \right) \quad (\text{IV.51})$$

dans lequel  $\bar{G}_u$  désigne la force zonale créée par le déferlement des ondes et par d'autres effets dissipatifs. Ainsi, la vitesse verticale dans les régions extra-tropicales est déterminée à une certaine altitude par la dissipation des ondes *au-dessus* de ce niveau.

### IV.5.5 La stratosphère polaire

Dans ce paragraphe, nous évaluons l'impact de la paramétrisation des ondes de gravité non orographiques dans la simulation des vortex polaires hivernaux, dont la variabilité joue un rôle tout à fait essentiel (cf chapitre 3). Nous commençons l'analyse par celui de l'hémisphère nord. Les **figures IV.20** et **IV.21** montrent que le vortex polaire simulé avec la paramétrisation des



**Fig. IV.25.** *Idem que IV.24 pour les mois d'avril (haut) et d'octobre (bas).*

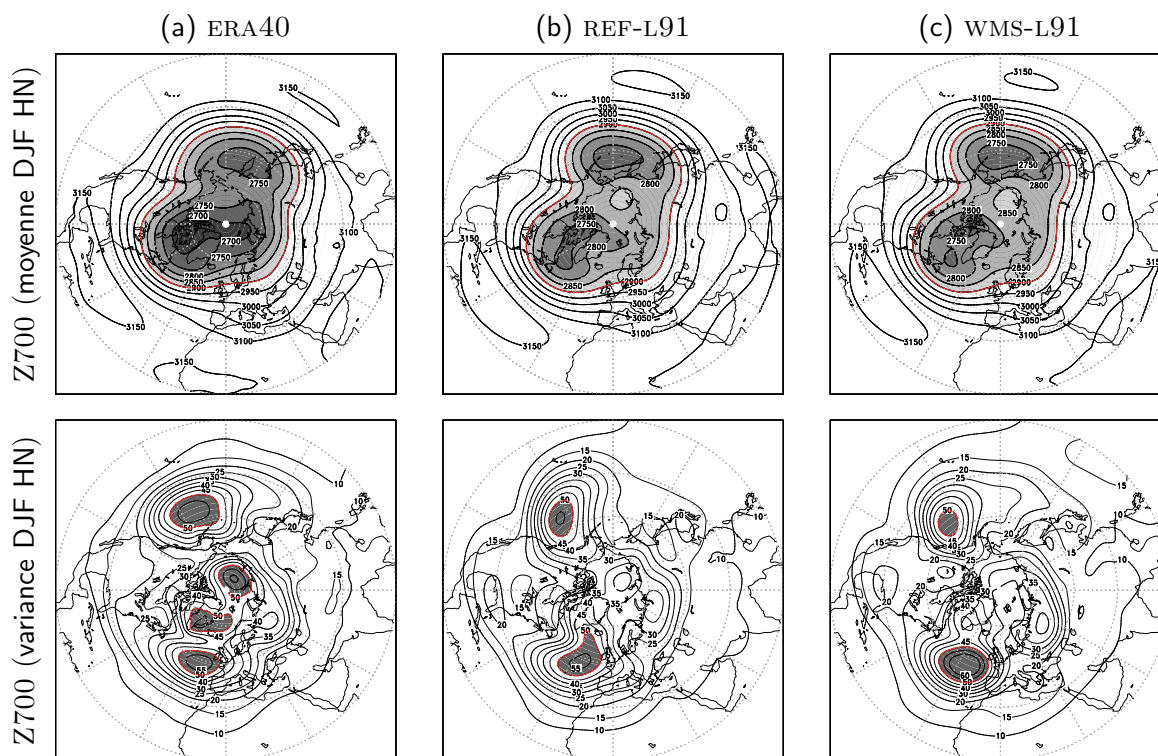
ondes de gravité est plus faible qu'avec une relaxation de Rayleigh uniquement. Nous essayons de comprendre le mécanisme qui peut expliquer un tel effet. Pour chacun des hémisphères, nous testons principalement deux hypothèses : la première concerne la modification possible de la propagation des ondes planétaires et la seconde s'intéresse à l'effet *direct* des ondes de gravité.

#### IV.5.5.1 Ondes planétaires

Le vortex polaire hivernal dans l'hémisphère nord est contrôlé dans une large mesure par la propagation d'ondes d'échelle planétaire depuis la troposphère (Charney et Drazin, 1961). La modification de ces ondes quasi stationnaires constituent ainsi un candidat possible pour expliquer l'effet observé. Pour élucider cela, nous analysons la circulation troposphérique en analysant les cartes de la hauteur géopotentielle à 700 hPa (**figure IV.26**).

Comparé à la réanalyse ERA40, le modèle reproduit assez fidèlement les deux principales dorsales sur les côtes est des continents américain et asiatique, ainsi que les deux principaux thalwegs au-dessus du nord-ouest de l'Europe et de l'Amérique du nord. Toutefois, le modèle a tendance à surestimer le thalweg au-dessus des montagnes Rocheuses et à simuler une extension latitudinale trop forte de la dorsale est-asiatique. La variabilité interannuelle du Z700 est la plus forte à l'ouest des deux principales dorsales. Le modèle sous-estime légèrement cette variabilité. Le modèle incluant la paramétrisation WMS se comporte de manière très similaire au modèle de référence. D'autres diagnostics (non montrés) accréditent cette constatation.

Étant donné que le spectre est lancé depuis la mi-troposphère, on pouvait s'attendre à ce que la paramétrisation WMS ne modifie pas l'écoulement moyen dans la troposphère, les ondes prédominantes étant générées par le relief. Cette analyse montre aussi que la circulation ne semble pas affectée *en retour* par la modification observée dans la stratosphère, comme dans



**Fig. IV.26.** Climatologie et variabilité interannuelle du géopotential à 700 hPa pour la saison d'hiver (DJF) dans l'hémisphère nord pour (a) la réanalyse ERA40, (b) la simulation de référence et (c) la simulation incluant la paramétrisation des ondes de gravité. L'intervalle de contour est de 50 m pour la valeur moyenne (haut) et de 5 m pour la variabilité interannuelle (bas). Les valeurs inférieures (supérieures) à 2900 m (50 m) sont grisées pour la climatologie (pour la variabilité interannuelle respectivement).

Boville (1984) ou Norton (2003). La perturbation de l'état moyen de la stratosphère engendrée par les ondes de gravité ne semble pas assez forte pour modifier l'état moyen de la troposphère.

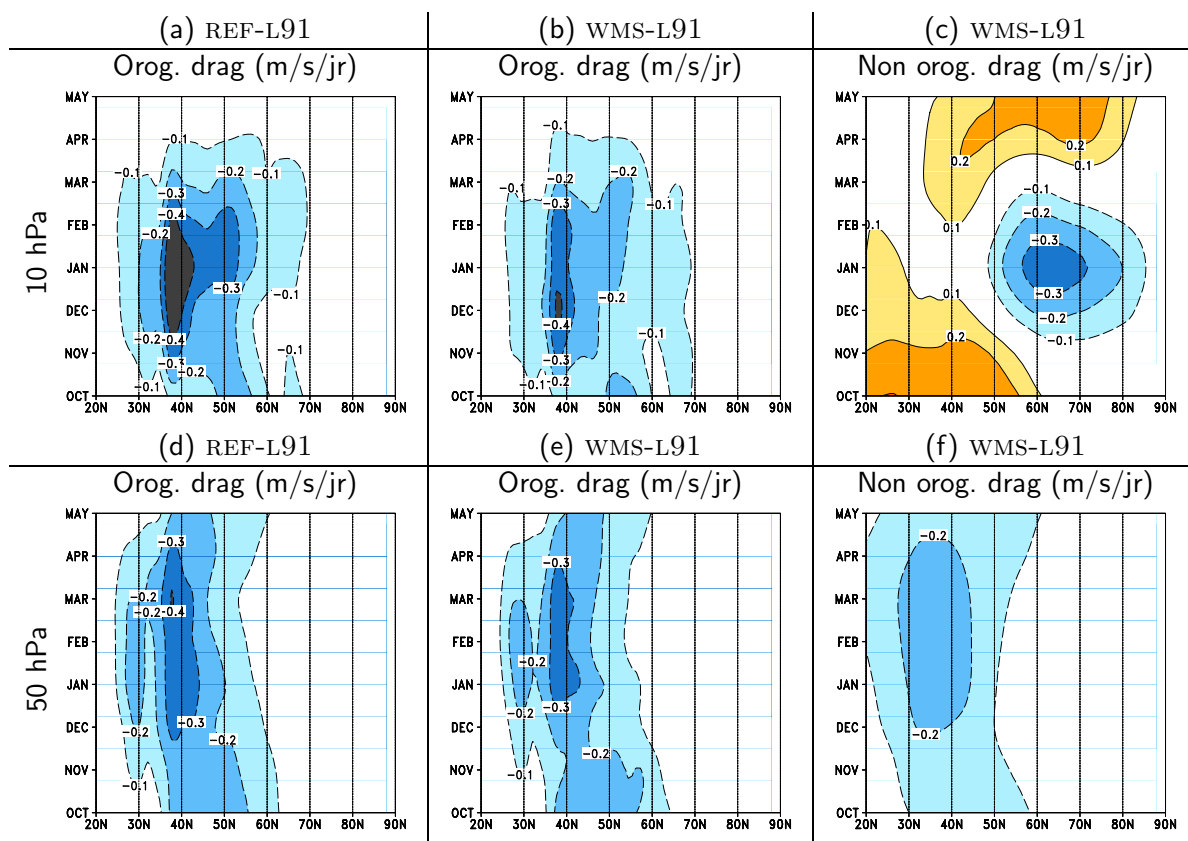
Le forçage des ondes planétaires semble ainsi très proche dans les deux simulations. La propagation verticale de ces ondes de grande échelle est également peu affectée par l'introduction du schéma WMS. L'analyse décrite ici suggère que d'autres acteurs doivent être envisagés pour expliquer l'effet sur le vortex.

#### IV.5.5.2 Ondes de gravité

Les ondes de gravité, aussi bien celles générées par le relief que celles introduites par la paramétrisation WMS, constituent un acteur potentiellement important. Leur effet sur la stratosphère polaire est souvent évoqué à travers le mécanisme du *downward control*, le plus souvent dans l'hémisphère sud (Garcia et Boville, 1994). Leur effet *direct* dans la stratosphère a rarement été cité si ce n'est par Duck et al. (2001) ; à partir de données issues de campagnes d'observations avec un lidar, ils ont mis en évidence un lien possible entre le déferlement des ondes de gravité et l'affaiblissement du vortex.

Sur la **figure IV.27**, nous représentons le cycle annuel moyen, à 10 et 50 hPa, du drag induit par les ondes de gravité orographiques dans le modèle de référence et dans le modèle WMS. Nous comparons ce cycle saisonnier à celui du drag induit par les ondes de gravité créées par la paramétrisation WMS.

Nous notons tout d'abord que le drag induit par les ondes de gravité orographiques est relativement proche quelle que soit la configuration du modèle. La modification de la propagation

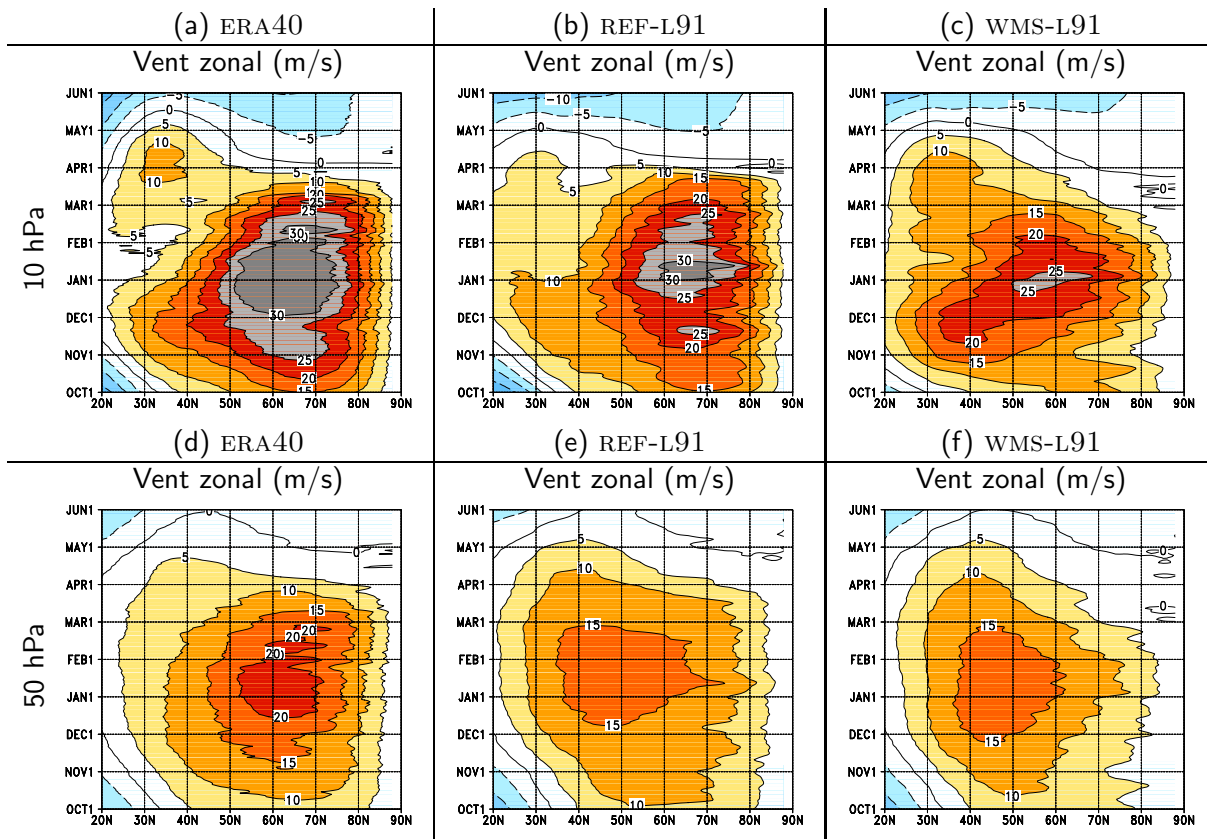


**Fig. IV.27.** Évolution temporelle (d'octobre à mai), dans l'hémisphère nord et à 10 et 50 hPa, de la moyenne zonale de la tendance de vent zonal ( $m.s^{-1}.jr^{-1}$ ) induite par les ondes de gravité orographiques dans la simulation de référence -(a) et (d)- et dans la simulation WMS-L91 -(b) et (e)-, et par les ondes de gravité non orographiques dans la simulation WMS-L91 -(c) et (f)-. L'intervalle des contours est de  $0.1 m.s^{-1}.jr^{-1}$ , les tendances négatives sont représentées par des couleurs froides et des contours en pointillés.

et du déferlement de ces ondes ne peut sans doute pas expliquer la structure observée du jet polaire.

Nous remarquons ensuite que les ondes de gravité non orographiques (figures (c) et (f)) ont au cours de l'hiver un rôle dans la basse stratosphère assez identique (et moindre même) à celles des ondes de gravité orographiques, et radicalement différent à 10 hPa. Elles ont en effet tendance à fortement accélérer le vent zonal à la fin de l'automne et au début de l'hiver dans les moyennes latitudes, puis à ralentir le jet au cours de l'hiver aux hautes latitudes avant de l'accélérer de nouveau au début du printemps. L'effet produit sur le vent zonal moyen semble assez marqué, comme le montre la **figure IV.28**, où sont représentées les évolutions temporelles du vent zonal en moyenne zonale, à 10 et 50 hPa, pour la réanalyse ERA40 et les simulations analysées.

À 50 hPa, le vent zonal simulé par le modèle ARPEGE-Climat est trop décalé vers l'équateur et l'ajout de la paramétrisation des ondes de gravité non orographiques est faible. À 10 hPa, l'effet de la paramétrisation WMS est positif aux moyennes latitudes (autour de 40N) permettant de simuler des valeurs plus fortes et plus réalistes du vent zonal à la fin de l'automne et au début du printemps. Par contre, le jet de la nuit polaire est à la fois sous-estimé (confirmation de l'analyse des figures précédentes) et dure beaucoup trop peu. Le vortex est détruit dès la fin du mois de février, alors qu'il dure normalement jusqu'à la fin mars. Comme suggéré par Duck et al. (2001), les ondes de gravité semblent contribuer à réduire l'intensité du vortex au cours de



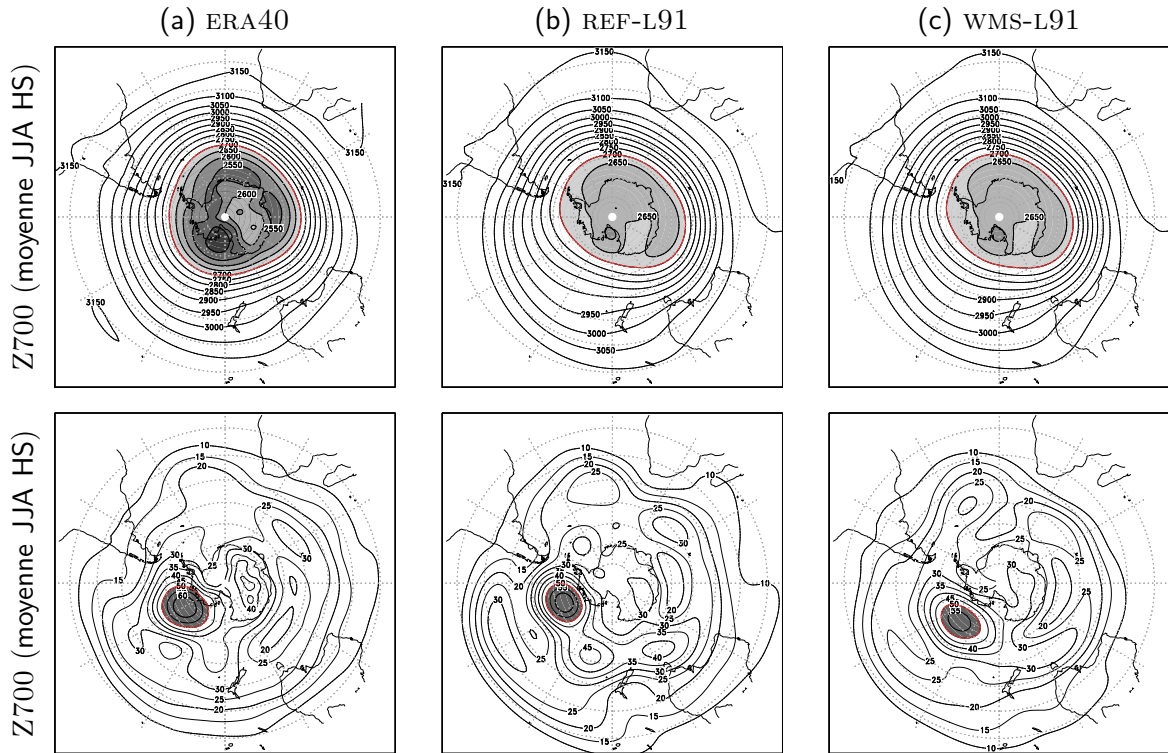
**Fig. IV.28.** Cycle annuel moyen (d'octobre à mai), dans l'hémisphère nord et à 10 et 50 hPa, des valeurs quotidiennes de la moyenne zonale de vent zonal ( $m.s^{-1}$ ) dans la réanalyse ERA40 -(a) et (d)-, dans la simulation de référence -(b) et (e)- et dans la simulation WMS-L91 -(c) et (f)-. L'intervalle des contours est de  $5 m.s^{-1}.jr^{-1}$ , les vents d'ouest sont représentés par des couleurs chaudes et des contours en trait plein.

l'hiver. La pertinence d'un flux continu et uniforme d'ondes de gravité au-delà de 60N en hiver, tel que généré par la paramétrisation, doit sans aucun doute être approfondie.

#### IV.5.5.3 Dans l'hémisphère sud

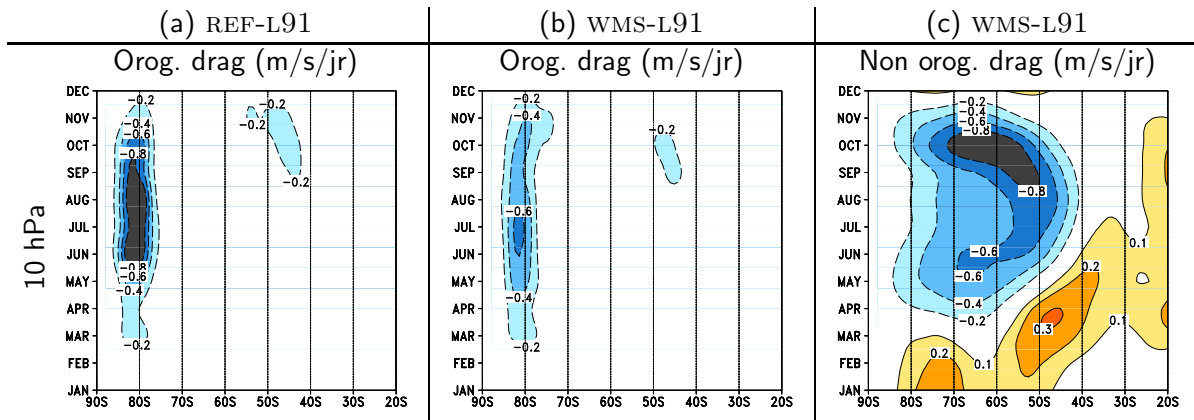
Voyons désormais si cette explication est également valable pour l'hémisphère sud, tout en ayant à l'esprit que les ondes planétaires jouent a priori un rôle moins grand que dans l'hémisphère nord. L'examen de la **figure IV.29**, sur laquelle la carte moyenne du géopotentiel à 700 hPa est représentée pour les mois d'hiver (JJA), montre en effet que l'écoulement moyen est beaucoup plus zonal. Sur près de la moitié de l'hémisphère, la structure est en effet symétrique par rapport au pôle. Elle est représentée de manière plutôt fidèle par le modèle et sa variabilité associée également. L'analyse de la propagation des ondes planétaires montre qu'elle est là aussi peu modifiée. Comme dans l'hémisphère nord, les ondes planétaires ne semblent pas permettre d'expliquer le phénomène observé. Qu'en est-il des ondes de gravité ?

Nous représentons l'évolution temporelle pour l'hémisphère sud des drags associés aux ondes de gravité paramétrées dans le modèle (**figure IV.30**). Nous remarquons d'une part, qu'à 50 hPa (non montré), les drags sont très faibles. À 10 hPa, le drag induit par les ondes de gravité orographiques semble affecté par la modification de l'écoulement moyen. Ce drag est en effet réduit de près de 20% dans la simulation WMS, ce qui a pour conséquence de moins ralentir le jet aux hautes latitudes. Le rôle joué par les ondes de gravité non orographiques semble toutefois



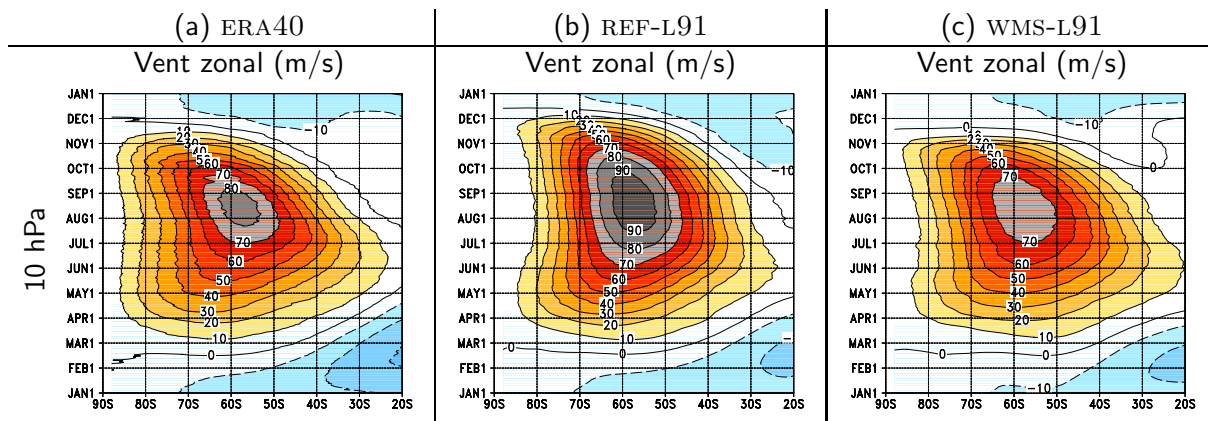
**Fig. IV.29.** Climatologie et variabilité interannuelle du géopotentiel à 700 hPa pour la saison d'hiver (JJA) dans l'hémisphère sud pour (a) la réanalyse ERA40, (b) la simulation de référence et (c) la simulation incluant la paramétrisation des ondes de gravité. L'intervalle de contour est de 50 m pour la valeur moyenne (haut) et de 5 m pour la variabilité interannuelle (bas). Les valeurs inférieures (supérieures) à 2700 m (50 m) sont grisées pour la climatologie (pour la variabilité interannuelle respectivement).

prépondérant. En effet, ces dernières induisent, pendant tout l'hiver et une bonne partie du printemps, un drag supérieur à  $0.6 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$  dans une région comprise entre 50S et 70S.



**Fig. IV.30.** Évolution temporelle (de janvier à décembre), dans l'hémisphère sud et à 10 hPa, de la tendance de vent zonal ( $\text{m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$ ) induite par les ondes de gravité orographiques dans la simulation de référence -(a)- et dans la simulation WMS-L91 -(b)-, et par les ondes de gravité non orographiques dans la simulation WMS-L91 -(c)-. L'intervalle des contours est de  $0.1 \text{ m.s}^{-1}.\text{jr}^{-1}$ , les tendances négatives sont représentées par des couleurs froides et des contours en pointillés.

La simulation de l'évolution saisonnière moyenne du vent zonal à 10 hPa est ainsi grandement améliorée (**figure IV.31**). L'intensité du maximum est ainsi mieux prédite, de même que l'affaiblissement soudain et la destruction finale du vortex. La date de renversement des vents est ainsi avancée de plus d'un mois en incluant la paramétrisation WMS, ce qui la rend plus conforme aux observations. Un effet du même type a été mis en évidence à la fois par Scaife et al. (2002) et par Scinocca et al. (2008) qui notent tous deux une destruction du vortex plus précoce en introduisant une paramétrisation d'ondes de gravité non orographiques dans leur modèle. Cette analyse suggère ainsi que le caractère uniforme et continu du spectre d'ondes de gravité postulé par le schéma WMS est plus réaliste dans le cas de l'hémisphère sud.



**Fig. IV.31.** Cycle annuel moyen (d'octobre à mai), dans l'hémisphère sud et à 10 hPa, des valeurs quotidiennes de la moyenne zonale de vent zonal ( $m.s^{-1}$ ) dans la réanalyse ERA40 -(a)-, dans la simulation de référence -(b)- et dans la simulation WMS-L91 -(c)-. L'intervalle des contours est de  $5 m.s^{-1}.jr^{-1}$ , les vents d'ouest sont représentés par des couleurs chaudes et des contours en trait plein.

## IV.5.6 La stratosphère équatoriale

Nous analysons désormais l'impact de la paramétrisation WMS dans la stratosphère équatoriale.

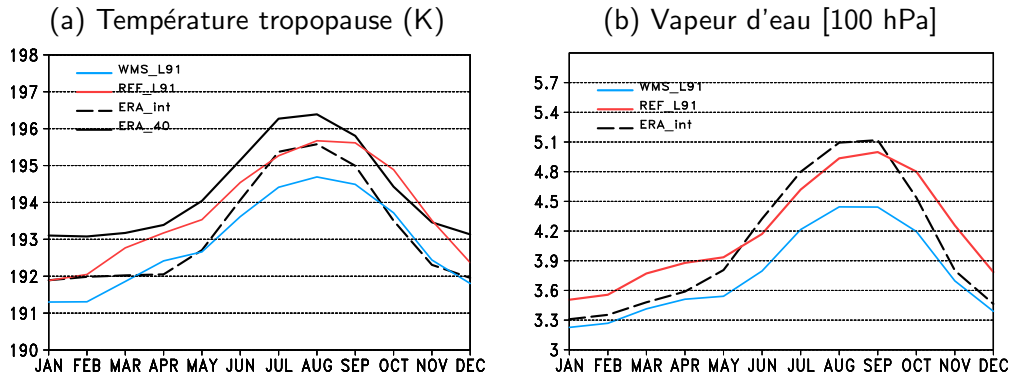
### IV.5.6.1 Vapeur d'eau

Les variations de la teneur en vapeur d'eau dans la stratosphère ont des conséquences importantes sur le système climatique terrestre, tant d'un point de vue chimique que radiatif. Le rapport de mélange de vapeur d'eau dans la basse stratosphère équatoriale est généralement une fonction de la température du point le plus froid de la tropopause tropicale (*cold-point tropopause*), comme le montre la **figure IV.32** qui représente le cycle annuel moyen, à l'équateur, de cette température et du rapport de mélange de la vapeur d'eau.

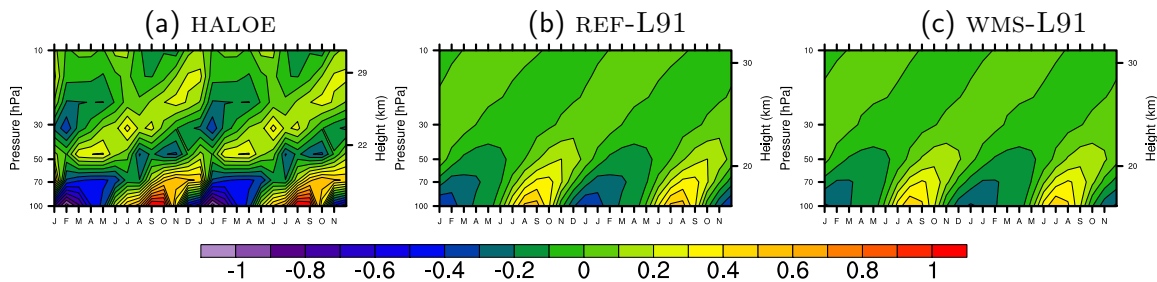
Les simulations REF-L91 et WMS-L91 reproduisent correctement le cycle saisonnier de la température et de la vapeur d'eau (avec un maximum pendant l'automne de l'hémisphère nord). L'expérience WMS-L91 est plus froide d'environ 1 K que la simulation de référence, ce qui est aussi le cas de la réanalyse ERA-INTERIM vis à vis de ERA-40. Dans les 2 cas, les températures simulées semblent tout à fait réalistes et se traduisent par un rapport de mélange de la vapeur d'eau entrant dans la stratosphère lui aussi réaliste, même si l'amplitude du cycle *mesuré* par ERA-INTERIM semble quelque peu sous-estimée.

Le cycle saisonnier de la vapeur d'eau se propage verticalement dans la stratosphère tropicale. Les observations montrent en effet un retard de phase systématique (qui s'accroît avec l'altitude) entre le cycle annuel de la vapeur d'eau entrant dans la stratosphère et le même cycle annuel





**Fig. IV.32.** Cycle annuel moyen de (a) la température de la tropopause tropicale (point le plus froid) et de (b) le rapport de mélange volumique (ppmv) de la vapeur d'eau équatoriale, à 100 hPa, pour les réanalyses ERA-40 et ERA-INTERIM (pointillés noirs) et pour les simulations REF-L91 (rouge) et WMS-L91 (bleu).



**Fig. IV.33.** Coupe temps-altitude de l'anomalie du rapport de mélange de vapeur d'eau (ppmv), moyenné entre 10S et 10N pour les données issues de l'instrument HALOE (a), et pour les simulations REF-L91 (b) et WMS-L91 (c). Deux cycles consécutifs sont représentés.

à des altitudes supérieures (Mote et al., 1996). Ce *tape recorder* est une manière simple de diagnostiquer l'intensité de la branche ascendante de la circulation de Brewer-Dobson. Nous comparons les résultats obtenus par les simulations REF-L91 et WMS-L91 aux données HALOE (figure IV.33). On observe une atténuation de l'amplitude du cycle plutôt réaliste. Par contre, la vitesse de propagation semble surestimée (nous montrons dans le chapitre suivant que c'est également le cas du modèle avec 60 niveaux verticaux). La branche ascendante de la circulation de Brewer-Dobson semble, comme nous l'avons envisagé à partir de l'observation de  $\Psi^*$ , très peu affectée par l'introduction de la paramétrisation des ondes de gravité non orographiques.

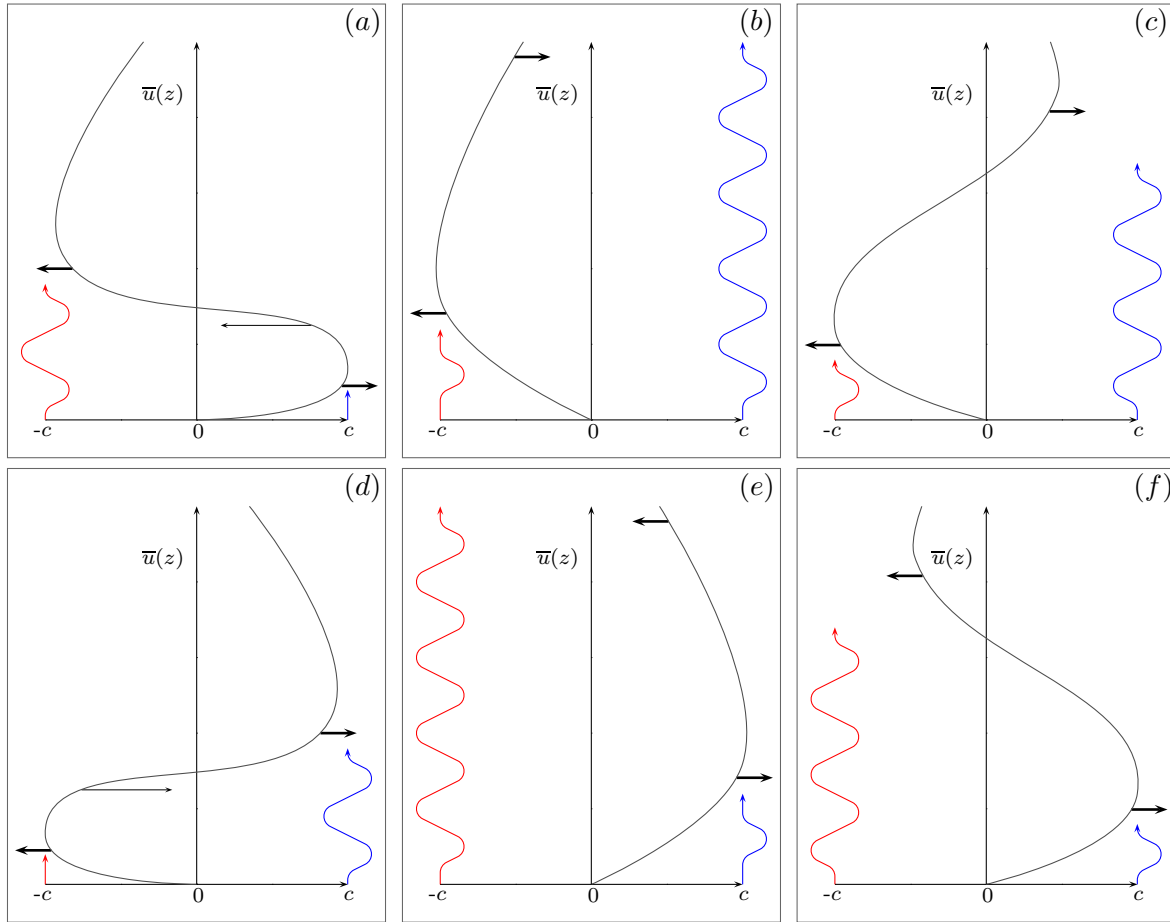
#### IV.5.6.2 L'oscillation quasi-biennale

L'oscillation quasi-biennale constitue la principale source de variabilité interannuelle dans la stratosphère équatoriale. Découverte simultanément au début des années 60 par Reed et al. (1961) et par Veryard et Ebdon (1961), elle a fait l'objet d'un nombre important de publications. On peut citer notamment l'excellent travail de synthèse de Baldwin et al. (2001).

#### Modélisation unidimensionnelle

La plupart des travaux s'accordent désormais sur l'explication de ce phénomène. La QBO résulte d'interactions non-linéaires entre l'écoulement moyen et des ondes forcées dans la troposphère équatoriale et se propageant verticalement. Un modèle de QBO basé sur le transfert de quantité de mouvement par des ondes équatoriales a d'abord été proposé par Lindzen et Holton (1968), puis raffiné par Holton et Lindzen (1972). Ils émettent l'hypothèse que l'oscillation est le

résultat de l'interaction ondes-écoulement moyen qui survient quand les ondes de Rossby-gravité ou les ondes de Kelvin sont radiativement ou mécaniquement dissipées. Cette théorie a été enrichie quelques années plus tard par les travaux de Plumb (1977). Le mécanisme proposé par ces différents auteurs est explicité sur la **figure IV.34**.



**Fig. IV.34.** Représentation schématique de l'évolution du vent moyen selon le modèle de Plumb. Six étapes d'un cycle complet sont montrées. Les flèches (épaisses) indiquent l'accélération pilotée par les ondes. Les flèches (fines) représentent la force de viscosité. Les lignes ondulées indiquent la pénétration relative des ondes d'est (rouge) et des ondes d'ouest (bleu).

Au fur et à mesure de sa descente vers la basse stratosphère, le gradient vertical de vent zonal devient si étroit que la diffusion visqueuse détruit les vents d'ouest dans les niveaux les plus bas -(a) et (b)-. Les ondes d'ouest sont alors libres de se propager, à travers cet écoulement d'est, vers des niveaux élevés, où elles finissent par déferler et créer un nouveau régime de vent d'ouest qui se propage vers le bas (c). Cela produit alors le rétrécissement du gradient vertical et conduit à la destruction des vents d'est les plus bas -(d) et (e)-. Les ondes d'est peuvent alors accéder aux niveaux les plus hauts et générer un nouveau régime de vents d'est (f). Cette interaction crée ainsi une oscillation dans l'écoulement moyen dont la période dépend à la fois de l'amplitude du flux transporté par les ondes et de l'intensité de la diffusion.

Les modèles unidimensionnels présentent deux limitations principales. Ils sont incapables d'une part de prendre en compte la variabilité latitudinale des ondes de gravité participant au pilotage de l'oscillation. D'autre part, l'action des ondes équatoriales n'est pas forcément bien décrite dans le cas d'un profil seulement vertical de vent : elle peut dépendre d'une structure de vent bien plus complexe (notamment du gradient latitudinal).

## Modélisation tridimensionnelle

La capacité d'un modèle à représenter la QBO est une exigence toute particulière, et ce pour plusieurs raisons. Non seulement la QBO contribue fortement à la variabilité de l'ensemble de l'atmosphère moyenne, en modulant la distribution des espèces-trace dans la stratosphère (Randel et al., 1998), la variabilité de la haute atmosphère équatoriale (Garcia et al., 1997) ou encore la variabilité extra-tropicale (cf chapitre 3). Mais elle semble également entretenir des liens significatifs avec la circulation dans la troposphère, à travers notamment la mousson indienne (Claud et Terray, 2007) et la convection profonde par exemple.

Jusqu'à très récemment pourtant, aucun GCM n'était parvenu à simuler de manière réaliste l'oscillation quasi-biennale. La première simulation de la QBO dans un modèle de circulation générale a été mise en oeuvre par Takahashi (1996). Pour parvenir à cette simulation à peu près réaliste (la période obtenue - 1 an et demi - était trop courte), il a été nécessaire d'utiliser le modèle du CCSR/NIES avec une résolution verticale de 500 m dans la stratosphère (la plupart des GCM de l'époque utilisait un espacement vertical des niveaux supérieurs à 2 km) et de réduire le coefficient de diffusion horizontale (utilisée par la plupart des modèles pour éviter certaines instabilités numériques) d'un ordre de grandeur. D'autres simulations d'oscillations équatoriales ressemblant à la QBO ont ensuite vu le jour (Hamilton et al., 1999 ; Horinouchi et Yoden, 1998 ; Takahashi, 1999).

Malgré ces réussites, il demeure impossible de mettre au point une *recette miracle*, autrement dit un jeu de spécifications garantissant une simulation réaliste de la QBO. Il apparaît toutefois qu'un certain nombre de spécifications soit requis, parmi lesquelles une résolution verticale suffisamment fine, un coefficient de diffusion horizontale assez faible et un schéma de convection qui génère suffisamment d'ondes pour piloter la QBO (Baldwin et al., 2001).

La résolution verticale doit être suffisamment élevée pour permettre de résoudre de manière adaptée la propagation verticale des ondes qui participent au forçage de la QBO. Il faut également veiller à ce que le développement d'une oscillation ne soit pas annihilé par le terme de diffusion horizontale qui lisse la structure méridienne de l'écoulement moyen. Il semble ainsi nécessaire d'avoir un temps de relaxation de la diffusion au moins aussi grand que celui de la période de l'oscillation. Autre facteur important, l'*upwelling tropical*, autrement dit la branche ascendante de la circulation de Brewer-Dobson. Un fort mouvement ascendant est susceptible d'empêcher la descente verticale de l'oscillation. Il faut d'ailleurs noter que l'*upwelling* simulé dans les modèles pionniers (Takahashi, 1996 ; Horinouchi et Yoden, 1998) est très faible.

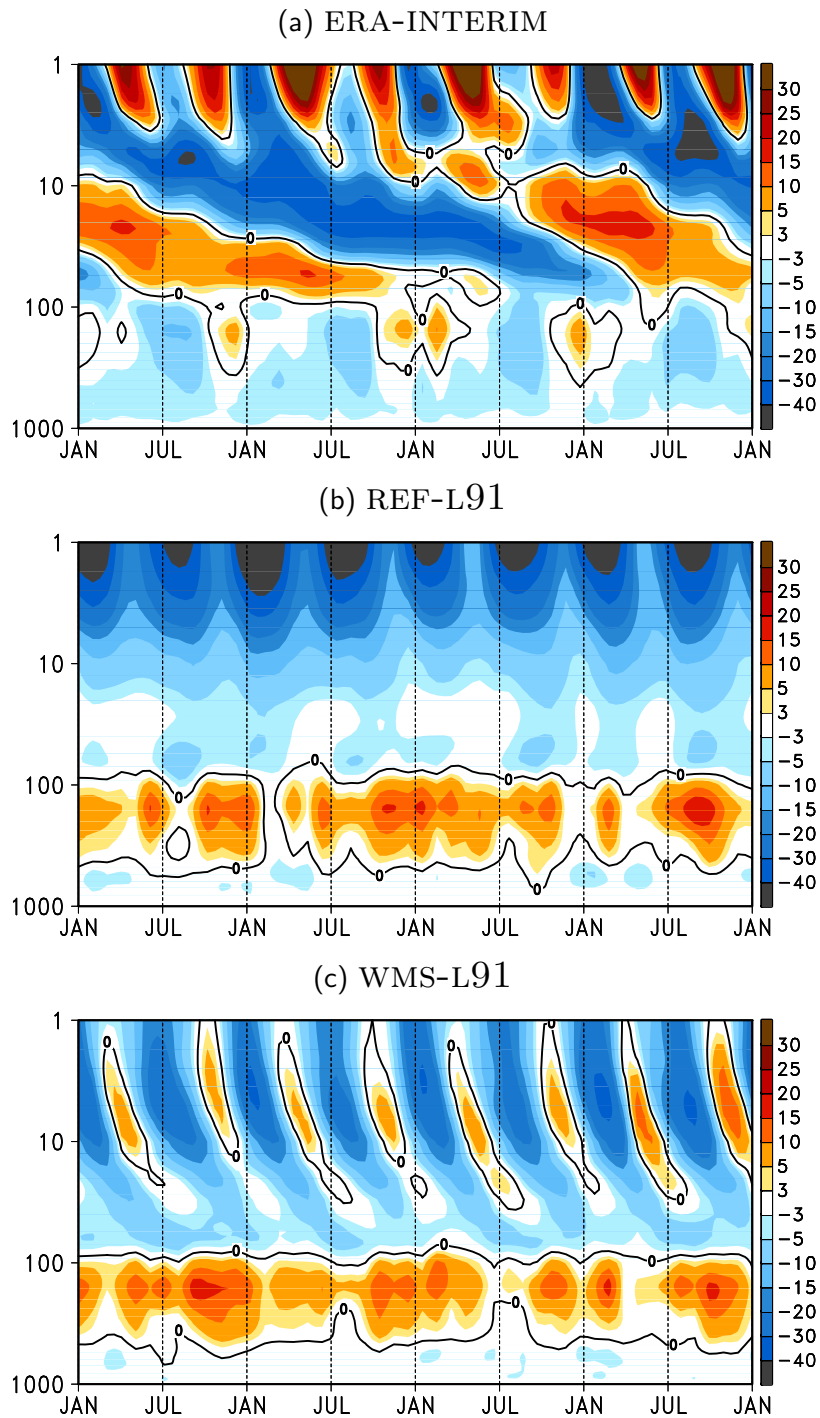
Enfin, même si la contribution des différentes ondes au forçage de la QBO reste débattue (Dunkerton, 1997 ; Takahashi, 1999), il semble néanmoins nécessaire que le schéma de convection utilisé dans le modèle soit en mesure de générer suffisamment de variabilité temporelle pour permettre le développement d'un spectre réaliste d'ondes de gravité. Les ondes importantes pour l'oscillation quasi-biennale ont en effet des échelles de temps comprises entre un jour et deux semaines. Et, bien que la plupart des paramétrisations de la convection soient capables de représenter une distribution spatiale des précipitations réalistes à l'échelle saisonnière (ce pour quoi elles ont été *réglées*), il existe un large éventail de résultats sur la variabilité temporelle à l'échelle intrasaisonnière (Horinouchi et al., 2003). Selon le schéma de convection utilisé, le flux de quantité de mouvement pénétrant dans la stratosphère est plus ou moins important et contribue à un forçage plus ou moins fort.

Cela signifie qu'une QBO peut résulter dans deux modèles distincts d'une combinaison d'ondes résolues et d'ondes paramétrées bien différente. Puisque la quantité d'ondes de gravité résolues par le modèle est essentiellement une propriété intrinsèque de chaque modèle, la seule quantité disponible pour générer une QBO vient de la paramétrisation d'ondes de gravité. Cela a notamment permis de simuler des oscillations quasi-biennales (Scaife et al., 2000 ; Giorgetta et al., 2002 ; Orr et al., 2010).

Voyons dans quelle mesure l'introduction de la paramétrisation WMS modifie la représentation de la variabilité de la stratosphère tropicale dans le modèle ARPEGE-Climat. L'évolution temporelle du vent zonal équatorial est représentée sur la **figure IV.35**. La simulation de référence présente d'une part une oscillation semi-annuelle à la stratopause trop marquée. Le modèle ARPEGE-Climat ne simule en outre aucun vent d'ouest dans la stratosphère, le vent zonal à l'équateur est ainsi majoritairement d'est pendant toute l'année. Dans la simulation avec le schéma WMS, on note une alternance semi-annuelle de vents d'est et de vents d'ouest dans la haute stratosphère. Cette oscillation semble se propager vers la basse stratosphère et conduire à une oscillation à la fois trop fréquente et d'amplitude très faible dans la basse stratosphère tropicale. On note que la vitesse de propagation du gradient vertical de vent diminue au fur et à mesure de la descente mais pas suffisamment pour créer une oscillation de période plus grande. Il semble raisonnable de penser que le flux de quantité de mouvement est trop fort, ce qui semble en contradiction avec l'analyse menée dans la partie suivante.

Un nombre conséquent de tests de sensibilité à la paramétrisation WMS n'a pas permis de parvenir à la représentation réaliste de l'oscillation quasi-biennale. Pourtant, la résolution verticale utilisée (cf **figure IV.13 (b)**) semble suffisamment grande pour garantir une propagation verticale. Le coefficient de diffusion horizontale a été réduit en s'assurant que le temps de relaxation des premières composantes spectrales soit largement supérieur à la période de la QBO (Shibata et Deushi, 2005). Enfin, l'analyse préliminaire des ondes équatoriales résolues par le modèle (Lott et al., 2009) montrent des résultats qui paraissent comparables aux autres modèles. Reste la circulation de Brewer-Dobson, dont plusieurs diagnostics laissent à penser qu'elle est trop forte dans le modèle, et qui pourrait empêcher la propagation vers le bas d'une oscillation équatoriale dans la stratosphère.

**L'introduction d'une paramétrisation d'ondes de gravité non orographiques dans le modèle ARPEGE-Climat produit des effets réalistes dans la mésosphère, en améliorant la représentation de la circulation méridienne. L'impact est également notable dans la stratosphère, à travers les modifications à la fois du cycle de vie des vortex polaires hivernaux et de la simulation des oscillations équatoriales. □**



**Fig. IV.35.** Série temporelle de la moyenne zonale du vent zonal ( $m.s^{-1}$ ) à l'équateur (moyenne 10S-10N) en  $m.s^{-1}$ , pour quatre années consécutives de simulations pour (a) la réanalyse ERA-interim, (b) l'expérience REF-L91 et (c) l'expérience WMS-L91. Les couleurs rouges et bleues représentent respectivement les vents d'ouest et les vents d'est.



# Chapitre V

## Le rôle de la chimie dans la dynamique de l’atmosphère moyenne

---

Dans ce chapitre, nous décrivons la mise en oeuvre d’un module de chimie stratosphérique dans le modèle ARPEGE-Climat, qui a abouti à la construction d’un véritable modèle de chimie-climat, permettant de prendre en compte les fortes interactions existant dans l’atmosphère moyenne entre la dynamique, la chimie et le rayonnement. Nous montrons ensuite que ce modèle est capable de simuler de manière réaliste les principaux aspects de la modélisation du climat chimique, et se situe à un niveau de performance comparable aux autres modèles de ce type. Nous détaillons ensuite l’impact potentiel du couplage par la chimie, en comparant des simulations couplées à des simulations forcées. Nous montrons ainsi sur deux cas d’étude l’intérêt de la modélisation de la chimie et faisons le lien avec les aspects dynamiques évoqués jusqu’à présent dans ce manuscrit.

### V.1 Modéliser la chimie de la stratosphère

L’objet de cette première partie est de décrire la manière dont la chimie de la stratosphère peut être traitée dans les modèles globaux autrement que par des distributions climatologiques d’espèces radiativement actives.

#### V.1.1 Chimie linéaire de l’ozone

La représentation explicite de la photochimie stratosphérique a longtemps été considérée comme trop coûteuse (car trop complexe) pour pouvoir être introduite dans un modèle de circulation générale. C’est la raison pour laquelle Cariolle et Déqué (1986) ont proposé une paramétrisation du flux photochimique d’ozone, qui s’est révélé à la fois simple et précise. Elle est couramment dénommée *schéma linéaire* ou *schéma Cariolle* et est actuellement utilisée par le modèle IFS et par certaines versions du modèle du Met Office. Durant cette thèse, elle a été adaptée pour fonctionner dans la version 5 du modèle Arpège-Climat.

##### V.1.1.1 Version d’origine et principales hypothèses

Si l’on note  $\mathcal{P}$  et  $\mathcal{L}$  les taux locaux de production et de destruction photochimique de l’ozone, l’équation d’évolution du rapport de mélange d’ozone  $r$  s’écrit de manière conventionnelle sous la forme

$$\frac{\partial r}{\partial t}(\lambda, \mu, p, t) = \mathcal{P}(\lambda, \mu, p, t) - \mathcal{L}(\lambda, \mu, p, t) \quad (\text{V.1})$$

où  $\lambda$  désigne la latitude,  $\mu$  la longitude,  $p$  la pression et  $t$  le temps.

Pour évaluer les termes de droite de cette équation, qui peuvent résulter de processus non-linéaires, le schéma linéaire s'appuie sur deux hypothèses principales. La première consiste à considérer que les taux locaux de production et de destruction d'ozone ne dépendent que

- du rapport de mélange d'ozone  $r$ ,
- de la température  $T$  (à travers la dépendance des constantes cinétiques de réaction),
- et du flux ultraviolet local, qui est une fonction de la quantité intégrée d'ozone  $\Sigma = \int_p^0 -(r/g)dp$  au-dessus du point considéré.

De sorte que l'on peut écrire

$$\mathcal{P}(\lambda, \mu, p, t) - \mathcal{L}(\lambda, \mu, p, t) = \mathcal{F}(r, T, \Sigma) \equiv \mathcal{F}(r(\lambda, \mu, p, t), T(\lambda, \mu, p, t), \Sigma(\lambda, \mu, p, t)) \quad (\text{V.2})$$

La seconde hypothèse est de considérer que cette fonction  $\mathcal{F}$  peut être linéarisée autour d'un état d'équilibre défini comme le résultat, pour chaque mois de l'année, d'un modèle bi-dimensionnel, qui fait intervenir la circulation zonale de la stratosphère et 168 réactions chimiques concernant 59 constituants. Si l'on note  $(r_0, T_0, \Sigma_0)$ <sup>1</sup> cet état d'équilibre, l'équation d'évolution (V.1) peut se mettre sous la forme

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \mathcal{F}(r_0, T_0, \Sigma_0) + (r - r_0) \left. \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial r} \right|_0 + (T - T_0) \left. \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T} \right|_0 + (\Sigma - \Sigma_0) \left. \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \Sigma} \right|_0 \quad (\text{V.3})$$

Les valeurs des dérivées  $\left. \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x} \right|_0$  sont obtenues avec le modèle bidimensionnel à partir de perturbations autour de l'état d'équilibre. Le schéma, ainsi muni de 7 coefficients, est capable de calculer l'évolution de la quantité d'ozone.

#### V.1.1.2 Versions ultérieures : prise en compte de la chimie hétérogène

La chimie hétérogène, responsable du fameux trou d'ozone est absente de cette version du schéma. Une formulation particulièrement simplifiée a été mise en oeuvre afin de tenir compte de ces processus essentiels. Elle est présentée en détail dans Cariolle et Teyssède (2007). Elle consiste à ajouter à l'équation d'évolution (V.1) un terme supplémentaire de la forme

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \dots - K_h [\text{Cl}_x]^2 r$$

Le coefficient  $K_h$  est calculé par le modèle bi-dimensionnel. Et la concentration de chlore  $[\text{Cl}_x]$  peut varier dans le modèle selon l'historique des rejets de chlore dans l'atmosphère. Enfin, il convient de noter que le schéma linéaire a récemment été enrichi de six nouveaux coefficients afin d'étudier l'impact climatique des émissions par les avions, en tenant compte de l'influence des perturbations de  $\text{NO}_x$ , de CO et de vapeur d'eau.

#### V.1.2 Chimie détaillée : la construction d'un modèle de chimie-climat

L'extension des moyens de calcul a permis le développement de modèles tri-dimensionnels de chimie, d'abord sous la forme de modèles de chimie-transport, puis plus récemment sous la forme de modèles de chimie-climat (CCM) (Austin et al., 2003 ; Eyring et al., 2006). Suite à ces progrès, le programme SPARC a initié en 2003 la mise en place d'un exercice d'intercomparaison des modèles de ce type (appelé CCM-VAL-1). La seconde étape de ce projet a abouti à l'évaluation systématique des processus essentiels que doit décrire un modèle de chimie-climat et a donné lieu à un rapport conséquent (Eyring et al., 2010).

---

<sup>1</sup>Les valeurs à l'équilibre  $r_0, T_0, \Sigma_0$  sont fonction de la latitude, de la pression et du temps (avec une fréquence mensuelle). Par exemple,  $r_0 \equiv r_0(\lambda, p, t)$ .



### V.1.2.1 Du couplage off-line au couplage on-line

Pour ce projet d'intercomparaison CCM-VAL-2, le CNRM a utilisé un modèle qui apparaît dans le rapport sous le nom de CNRM-ACM –ARPEGE-Climat Couplé à MOCAGE –. Il s'appuyait à la fois sur le modèle de circulation générale ARPEGE-Climat décrit dans le chapitre 2 et sur le modèle de chimie-transport (CTM) MOCAGE, qui est principalement utilisé pour prévoir à courte échéance l'évolution temporelle de la composition chimique de l'atmosphère à partir d'un état initial. Pour des applications climatiques, il se distingue par une résolution spatiale plus basse et un degré de complexité du schéma chimique moindre (Teyssède et al., 2007).

Dans le modèle CNRM-ACM, le modèle MOCAGE dans sa configuration climatique était alimenté par les variables thermodynamiques ( $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $q$ ) calculées par le modèle de circulation générale. Ce dernier calcule les paramètres thermodynamiques de l'atmosphère, indépendamment des résultats du modèle chimique entre  $t$  et  $t + \Delta t$ . Le forçage météorologique est ensuite fourni toutes les  $\Delta t=6\text{h}$  pour le modèle MOCAGE qui peut alors calculer l'évolution due à la chimie sur la même période de temps. Le transport advectif (schéma semi-lagrangien) et convectif, ainsi que le dépôt humide et les échanges avec la surface sont assurés par le modèle de chimie-transport. Pour tenir compte ensuite de la modification de la concentration de certaines espèces chimiques, avant de passer à l'intégration du modèle climatique sur une nouvelle période  $\Delta t$ , le modèle de chimie fournit au modèle climatique des champs de concentrations de certains gaz à effet de serre. Celui-ci effectue alors une nouvelle intégration avec ces nouvelles distributions de gaz à effet de serre. Ce mécanisme est illustrée sur la **figure VII.1, haut** présentée en annexe.

La participation au projet d'intercomparaison CCM-VAL-2 a révélé qu'outre des défauts majeurs dus à la dynamique stratosphérique simulée par le modèle ARPEGE-Climat version 4, la configuration du modèle CNRM-ACM présentait des caractéristiques handicapantes. La première d'entre elles concerne le temps de calcul. Celui-ci était relativement prohibitif : les simulations longues étaient extrêmement coûteuses et les tests de sensibilité interdits. D'autre part, afin de rendre ce temps de calcul plus acceptable, la résolution horizontale utilisée pour la chimie était réduite par rapport à celle utilisée pour la dynamique. Enfin, le couplage était réduit au seul champ d'ozone et intervenait de manière peu fréquente (toutes les 6 heures). Le traitement de la vapeur d'eau posait également un problème sérieux.

### V.1.2.2 Un modèle de chimie-climat

Après des tests préliminaires concluants (temps de calcul réduit de manière drastique d'un facteur 20, pas d'impossibilité technique a priori), il a ainsi été décidé de tester une configuration différente et de créer un véritable modèle de chimie-climat. La **figure VII.1** détaille le processus de construction du modèle. Elle consiste en quelque sorte en une opération de *chirurgie informatique*, afin de permettre à la fois la prise en compte des traceurs dans le modèle de circulation générale, l'introduction du module chimique et le transfert d'informations vers le schéma de rayonnement.

Ce travail a finalement abouti à la création d'un modèle de chimie-climat dont la dynamique et la physique sont communes au modèle atmosphérique utilisé par le CNRM dans le prochain exercice du GIEC et dont le module chimique est adapté du schéma chimique utilisé par MOCAGE. L'introduction est bien entendu *transparente*, le modèle peut être utilisé sans chimie ou être utilisé en mode forcé (la chimie est alors calculée parallèlement à la dynamique sans interagir avec elle dans le schéma de rayonnement). Le surcoût de calcul de la chimie interactive est d'un facteur 3.

Ainsi, les principales modifications entre le modèle CNRM-ACM et le modèle nouvellement créé et nommé simplement CNRM-CCM dans la suite concernent ainsi : le schéma de transport (bien

que le schéma soit de conception semi-lagrangienne dans les deux cas), la résolution horizontale de la chimie (passage d'une grille  $5.6^\circ \times 5.6^\circ$  à une grille  $2.8^\circ \times 2.8^\circ$ ), la fréquence de couplage (qui se fait à chaque pas de temps du modèle - environ 20 min - au lieu de 6h précédemment) et le nombre d'espèces couplées (désormais,  $O_3$ ,  $H_2O$  et  $CO_2$  sont utilisables pour le rayonnement solaire et  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ , CFC-11 et CFC-12 pour le rayonnement infrarouge).

### V.1.2.3 Le schéma chimique

Nous concluons cette partie en décrivant le schéma chimique utilisé. Deux schémas chimiques ont été implémentés dans le modèle ARPEGE-Climat selon la procédure décrite dans le paragraphe précédent. Le premier comprend essentiellement des espèces stratosphériques : c'est le schéma dit REPROBUS – REactive Processes Ruling the Ozone BUdget in the Stratosphere – (Lefèvre et al., 1994), qui comprend 41 espèces chimiques. Une version proche est utilisée par le modèle de chimie-climat du LMD, LMDz-Repro (Jourdain et al., 2008). Le second comprend, en plus de ces espèces stratosphériques, des composés troposphériques : c'est le schéma dit RELACS, qui est une combinaison du schéma REPROBUS et du schéma RELACS – Regional Lumped Atmospheric Chemical Scheme – (Crassier et al., 2000), version simplifiée du schéma troposphérique RACM – Regional Atmospheric Chemistry Model – (Stockwell et al., 1997). Ce schéma prend en compte 81 espèces chimiques, dont 64 sont transportées, au travers de 242 réactions. Il a fait l'objet d'une validation approfondie en mode forcé dans le modèle MOCAGE (Teyssède et al., 2007) mais n'a pas été testé durant cette thèse.

## V.2 Validation du modèle de chimie-climat

Dans cette partie, nous décrivons la manière dont le modèle de chimie-climat développé durant cette thèse reproduit les principaux processus clé de la dynamique et de la chimie de l'atmosphère moyenne. Nous comparons ainsi les résultats obtenus par le modèle CNRM-CCM à ceux obtenus par quelques-uns des modèles ayant participé au projet d'intercomparaison CCM-VAL-2. L'objectif est à la fois de *valider* le modèle par rapport aux observations existantes et de le situer dans *l'état de l'art*.

### V.2.1 Description des simulations et des modèles utilisés

Les modèles que nous utilisons pour cette comparaison sont répertoriés dans le **tableau V.1** suivant. Les caractéristiques détaillées de ces modèles sont disponibles dans le rapport du projet CCM-VAL-2 (Eyring et al., 2010).

Nom	Institution	Pays	Référence
CCSRNIES	NIES	JAPON	(Akiyoshi et al., 2009)
CMAM	UNIV. Toronto	CANADA	(Scinocca et al., 2008)
EMAC	MPI	ALLEMAGNE	(Jöckel et al., 2006)
GEOSCCM	NASA/GSFC	E-U	(Pawson et al., 2008)
LMDz-Repro	IPSL	FRA	(Jourdain et al., 2008)
MRI	MRI	JAPON	(Shibata et Deushi, 2008)
SOCOL	ETH	SUISSE	(Schraner et al., 2008)
ULAQ	UNIV. L'Aquila	ITALIE	(Pitari et al., 2002)
WACCM	NCAR	E-U	(Garcia et al., 2007)

**Tab. V.1.** Liste des modèles de chimie-climat du projet CCM-VAL-2 utilisés dans cette étude.

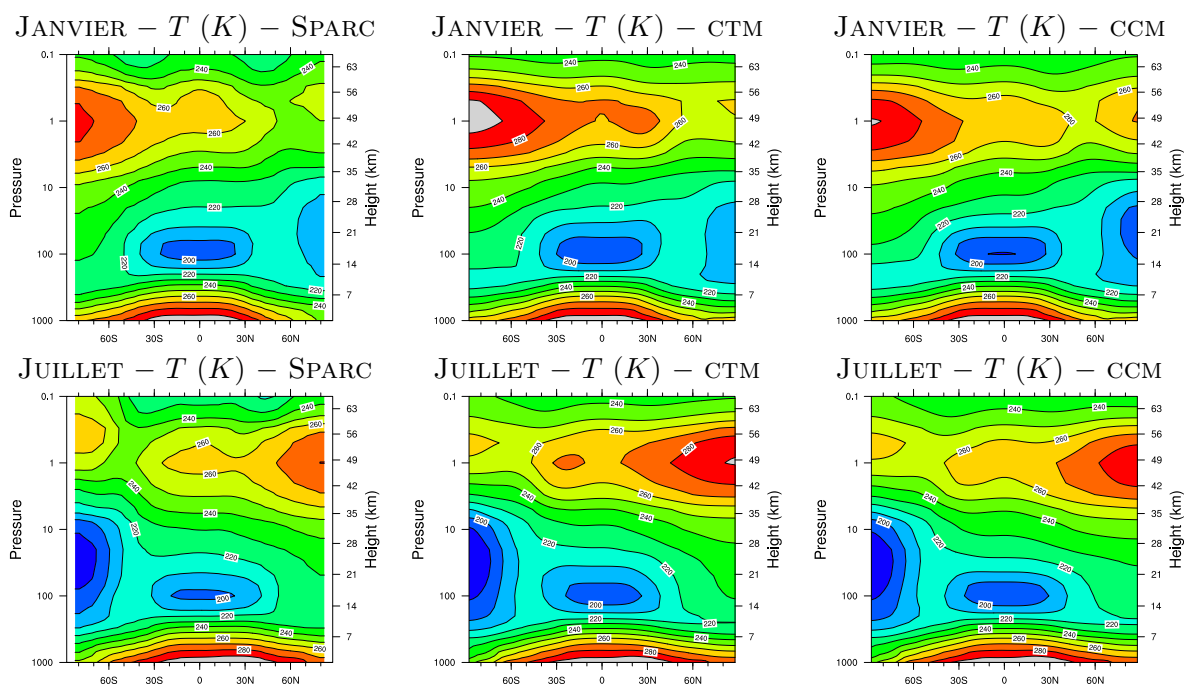
Nous réalisons avec le modèle CNRM-CCM décrit plus haut une simulation transitoire de 30 ans (1971-2000), dans laquelle des températures de surface de la mer observées sont prescrites. Un certain nombre d'espèces chimiques est relaxé vers des valeurs constantes dans la troposphère. Nous nommons cette simulation *couplée* CNRM-CCM ou CCM. Nous réalisons également, avec une configuration identique du modèle de circulation générale, une simulation, dans laquelle les concentrations de gaz à effet de serre vues par le schéma de rayonnement sont des climatologies mensuelles et dans laquelle la chimie est évaluée parallèlement. Les résultats de cette simulation *forcée*, que nous nommons CNRM-CTM, sont présentés conjointement ; les différences entre ces deux simulations (autrement dit l'analyse de l'impact de la chimie) sont seulement évoquées dans cette partie et analysées dans la partie suivante.

La description de la chimie dans la haute mésosphère (représentation des espèces hydrogénés notamment) s'avère particulièrement complexe et fait encore l'objet d'un certain nombre de développements. Ainsi, contrairement au chapitre précédent, nous utilisons 60 niveaux verticaux, ce qui place le toit du modèle à une altitude de 65 km environ (**figure IV.13 (a)**). Dès lors, les simulations présentées ci-dessous n'utilisent pas la paramétrisation des ondes de gravité décrite dans le chapitre précédent : l'effet combiné des deux développements majeurs détaillés dans cette thèse n'a pas été étudié.

Les axes de validation sont tout à fait standards, ils concernent une évaluation des aspects dynamiques (climatologies zonales, régions polaires), du transport (vapeur d'eau, méthane, âge de l'air) et des aspects chimiques (représentation de l'ozone notamment).

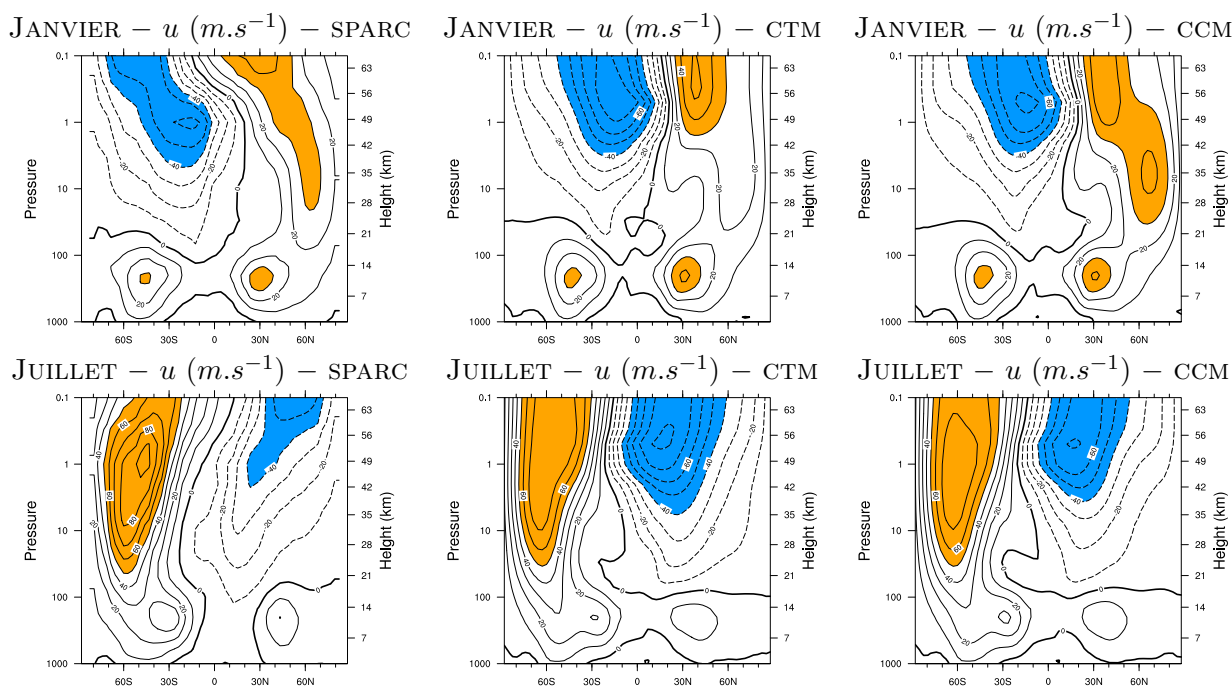
## V.2.2 Dynamique

### V.2.2.1 Climatologie zonale



**Fig. V.1.** Coupes latitude-pression de la température (K) moyennée dans le temps et sur un cercle de latitude pour la climatologie SPARC (gauche), pour l'expérience de référence avec le modèle ARPEGE-Climat (milieu) et pour l'expérience CCM avec la chimie détaillée (droite) pour les mois de janvier (haut) et de juillet (bas). L'intervalle des contours est de 10 K.

La **figure V.1** compare pour les mois de janvier et de juillet la climatologie des températures en moyenne zonale obtenues avec les simulations CNRM-CTM et CNRM-CCM à celle de SPARC (Randel et al., 2004). Pour les deux simulations, la distribution générale des températures est tout à fait correcte. On note notamment une représentation réaliste de la tropopause tropicale et des températures très basses dans la stratosphère d’hiver. Toutefois, le modèle CNRM-CTM présente par rapport à la climatologie SPARC des biais de l’ordre de 10 K presque partout à la stratopause (correctement située aux environs de 1 hPa). L’introduction d’une chimie détaillée conduit à la réduction substantielle de ces biais. C’est notamment le cas aux moyennes et hautes latitudes de l’hémisphère d’été et dans les régions tropicales. La simulation CNRM-CCM présente cependant une stratosphère d’hiver dans l’hémisphère nord plus froide que la simulation CNRM-CTM et que la climatologie SPARC. Nous reviendrons plus longuement sur ces aspects dans les paragraphes suivants.

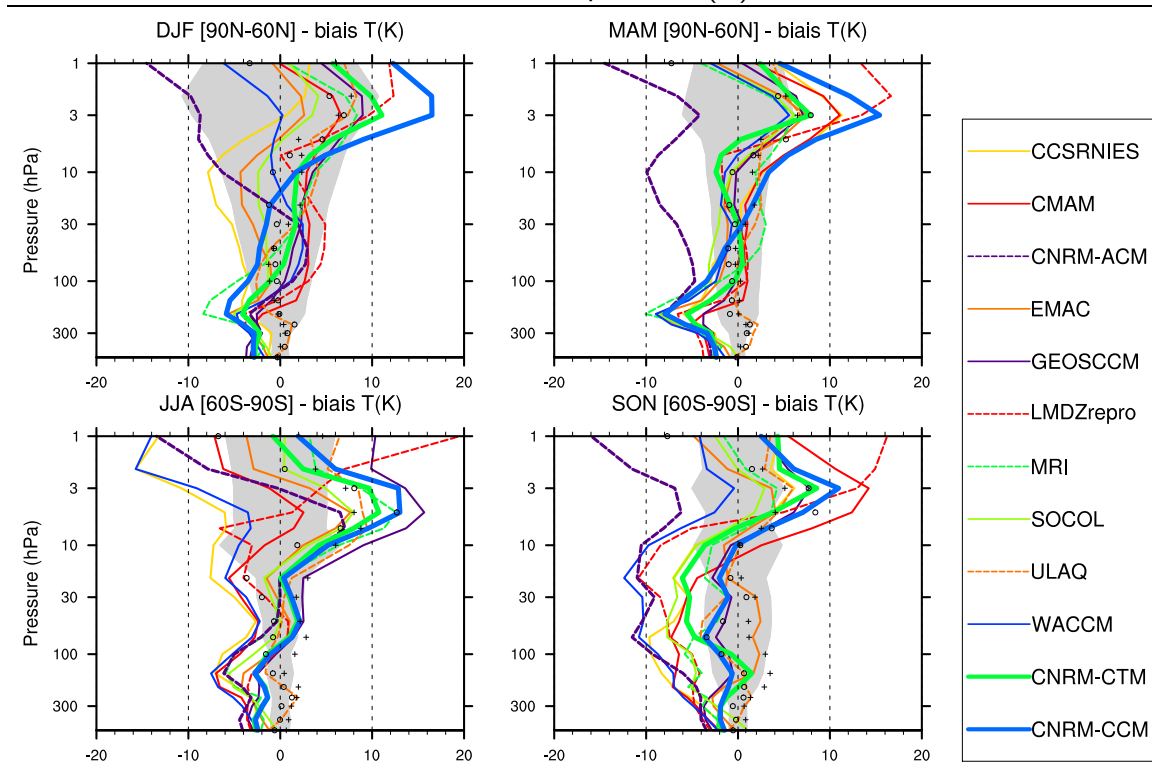


**Fig. V.2.** *Idem que la figure (V.1) pour le vent zonal. L’intervalle des contours est de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ .*

La **figure V.2** représente les climatologies de vent zonal associées. Les principales différences entre les simulations CNRM-CTM et CNRM-CCM concernent d’une part l’affaiblissement des jets d’est dans l’hémisphère d’été (ce qui est réaliste, mais la position du maximum reste trop proche de l’équateur, notamment en juillet) et d’autre part le renforcement du vortex polaire dans l’hiver de l’hémisphère nord. L’intensité de ce jet semble toutefois légèrement surestimée par la simulation CNRM-CCM par rapport à la climatologie SPARC.

Évaluons désormais les performances de CNRM-CTM et CNRM-CCM par rapport à celles de quelques-uns des modèles ayant participé à l’exercice CCM-VAL2. Nous retenons pour cela le diagnostic présenté par Eyring et al. (2006) et repris par Eyring et al. (2010) (figure 4.1). La **figure V.3** représente ainsi les biais de température dans les régions polaires (au-delà de  $60^\circ$ ) pour l’hiver et le printemps des deux hémisphères. Les résultats obtenus pour le projet CCM-VAL-2 sont proches de ceux du précédent exercice d’intercomparaison. Les biais les plus notables surviennent au printemps dans la basse stratosphère. Ce biais froid de l’ordre de 5-10 K présent pour la plupart des modèles est fortement réduit dans l’hémisphère sud pour le modèle CNRM-CCM. Il est comparable aux autres modèles dans l’hémisphère nord. Dans la haute stratosphère,

## Biais de température (K)



**Fig. V.3.** *Biais de température par rapport à ERA40 des climatologies moyennes de température pour (haut) les régions comprises entre 60N et 90N et (bas) entre 90S et 60S pour l'hiver (gauche) et le printemps (droite). Les couleurs attribuées à chacun des modèles sont affichées dans la colonne de droite. Les biais des réanalyses NCEP (UKMO) sont représentés par des cercles (croix). Les surfaces grisées correspondent à plus ou moins 1 écart-type de la réanalyse ERA40.*

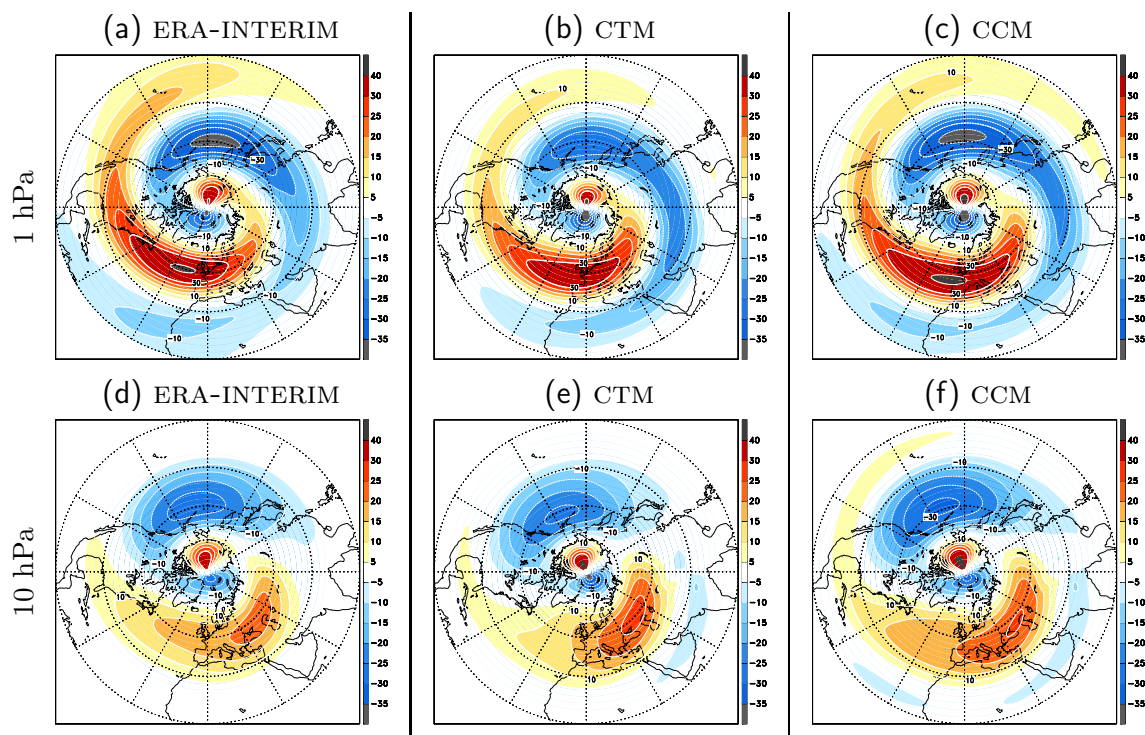
la comparaison avec les données ERA40 est plus hasardeuse. Les larges différences constatées entre les différentes sources (réanalyses NCEP, ERA40 et UKMO) sont vraisemblablement dues à la quasi absence de données assimilées dans ces régions de l'atmosphère. On remarque toutefois que le modèle CNRM-CCM est dans la haute stratosphère de l'hémisphère nord plus chaud que le modèle forcé et que la plupart des modèles.

Le modèle CNRM-CCM décrit l'état moyen de l'atmosphère moyenne de manière tout à fait satisfaisante. Voyons comment il simule la variabilité extra-tropicale.

### V.2.2.2 Variabilité extratropicale

Les ondes planétaires jouent un rôle important dans la variabilité de la stratosphère extra-tropicale (Charney et Drazin, 1961). Nous analysons leur représentation en regardant la valeur moyenne de l'anomalie zonale de vent zonal sur la **figure V.4**. L'introduction de la chimie interactive semble améliorer la représentation des ondes quasi stationnaires dans les moyennes latitudes. Dans les latitudes les plus hautes, l'amplitude des ondes semble surévaluée quelle que soit la simulation. Nous revenons sur la représentation des ondes planétaires dans la simulation CNRM-CCM dans la dernière partie de chapitre.

La **figure V.5** représente le cycle saisonnier des températures dans la stratosphère polaire (moyenne à 50 hPa au-delà de 80°). Le modèle, quelle que soit sa configuration, reproduit avec précision les variations de température et le contraste entre les 2 hémisphères. Le modèle avec climatologie d'ozone (CTM) présente toutefois un léger biais chaud (autour de 5 K) durant la



**Fig. V.4.** Projection polaire (hémisphère nord) de la moyenne pour le mois de janvier de l'anomalie zonale de vent zonal à 10 hPa (bas) et 1 hPa (haut) pour la réanalyse ERA-INTERIM (gauche), l'expérience CTM (milieu) et l'expérience CCM avec chimie interactive (droite). Les intervalles de contours et échelles de couleurs sont les mêmes pour les 2 niveaux représentés.

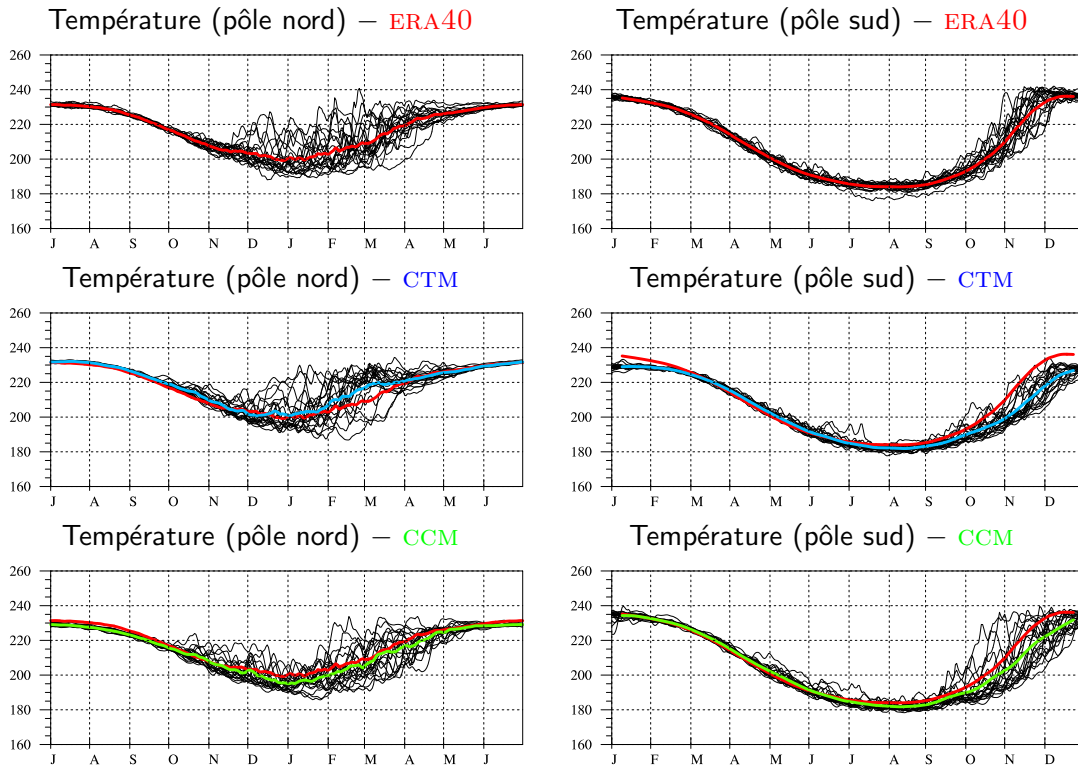
fin de l'hiver (février et mars) dans l'hémisphère nord. La valeur moyenne de température dans la stratosphère polaire de l'hémisphère nord simulée par le modèle avec chimie interactive est très proche de celle issue de la réanalyse ERA-40. Le modèle présente en outre une variabilité très réaliste des températures (apparition de réchauffements stratosphériques soudains) à la fin de l'hiver et au début du printemps. L'occurrence de ces réchauffements semble cependant moins fréquente au début de l'hiver (décembre). Pour l'hémisphère sud, le modèle avec chimie interactive présente également plus de variabilité que le modèle forcé.

### V.2.3 Transport

Le transport dans la stratosphère implique à la fois la circulation méridienne et les processus de mélange horizontal, qui peuvent être particulièrement inhomogènes. Une représentation réaliste du transport est cruciale pour les distributions des espèces chimiques, dont certaines ( $\text{NO}_y$ ,  $\text{Cl}_y$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CH}_4$ ) jouent un rôle actif dans la chimie de l'ozone. Il est possible d'obtenir des informations précieuses sur le transport simulé par le modèle en examinant notamment les distributions des espèces à longue durée de vie (comme le méthane), la propagation verticale du cycle annuel de la vapeur d'eau équatoriale, ou encore la distribution globale de l'âge de l'air.

#### V.2.3.1 Méthane

La concentration de méthane entrant dans la stratosphère est contrôlée à la fois par les émissions en surface et par l'oxydation par le radical hydroxyle OH dans la troposphère. Une fois dans la stratosphère, la concentration de méthane est déterminée par son oxydation et par le transport. Dans la simulation étudiée, la concentration en surface est prescrite, et la modélisation

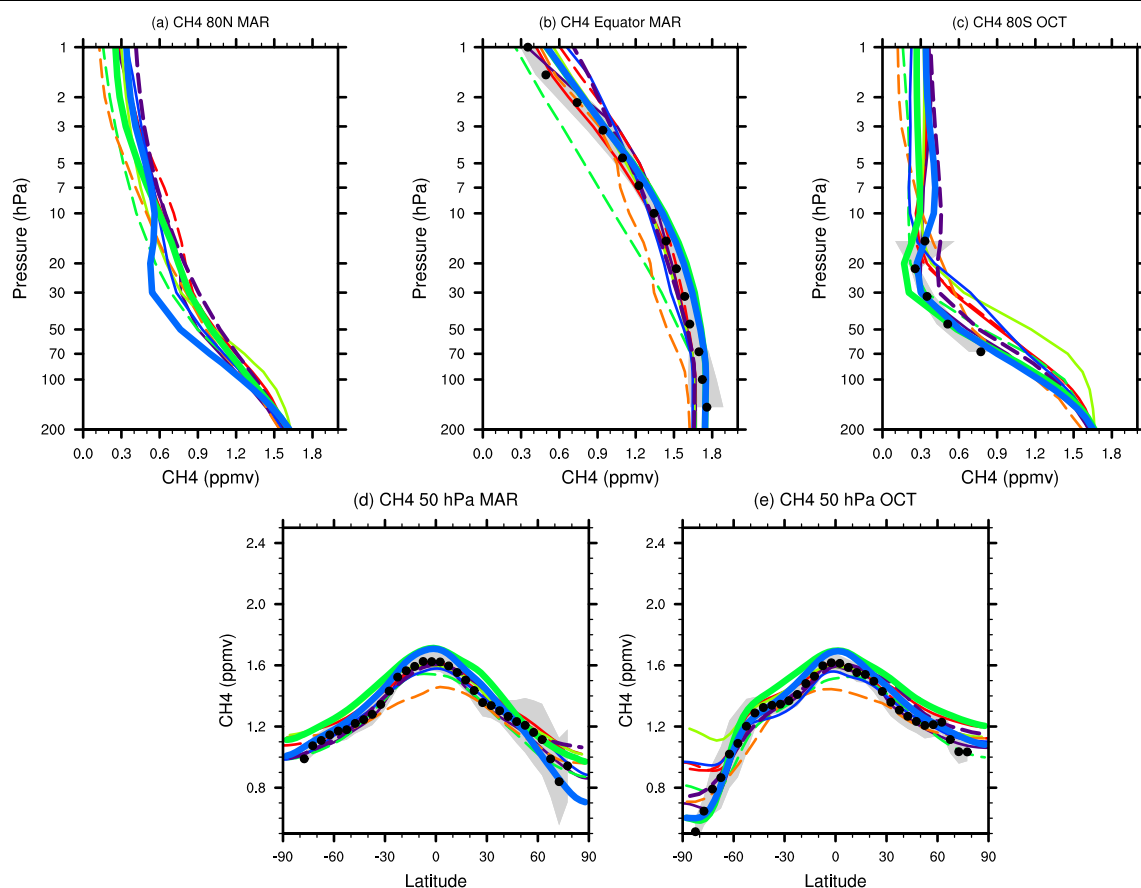


**Fig. V.5.** Cycle annuel des températures polaires quotidiennes (moyenne au-delà de  $80^\circ$ ) à 50 hPa issues de 20 années de simulations et de la réanalyse ERA40, pour l'hémisphère nord (gauche) et pour l'hémisphère sud (droite). La valeur moyenne pour ERA40 est tracée en rouge et apparaît sur tous les graphiques. Pour l'expérience CTM, la courbe moyenne est en bleu. Elle est en vert pour la simulation avec chimie interactive.

de l'oxydation est très proche selon les modèles. On peut ainsi attribuer les différences observées aux propriétés de transport. La **figure V.6** représente la valeur moyenne des profils verticaux de méthane à différentes latitudes ((a), (b) et (c)) et la variation suivant la latitude du rapport de mélange moyenné sur un cercle de latitude à 50 hPa ((d) et (e)). Alors que, dans le projet CCMVAL-1 (Eyring et al., 2006), les modèles de chimie-climat simulaient de larges différences dans les concentrations de méthane, les valeurs simulées sont moins dispersées et plus proches des valeurs observées par l'instrument HALOE. L'expérience CCM simule une quantité de méthane un peu forte dans les régions tropicales dans la stratosphère, à 50 hPa, mais son comportement dans les régions polaires (où l'on observe le plus de dispersion dans les résultats) semble correspondre aux observations. C'est notamment le cas dans l'hémisphère sud. Le modèle en mode forcé se distingue principalement du modèle en mode couplé dans la stratosphère polaire de l'hémisphère nord.

La **figure V.7** représente les distributions en moyenne zonale de la concentration de méthane simulée par le modèle en modes forcé et couplé et les valeurs correspondantes déduites des observations des observations HALOE, combinées à celles de CLAES. Quelle que soit sa configuration, le modèle reproduit les principales caractéristiques des distributions d'espèces à longue durée de vie. Au mois d'avril cependant, la structure caractéristique en double pic qui est présente dans les observations autour de 1 hPa est inexistante dans le modèle. Ce défaut est lié à l'absence d'oscillation quasi-biennale dans le modèle. Randel et al. (1997) montre en effet que le double pic dans les observations de méthane est très faible voire inexistante quand la QBO est en phase est, ce qui est pratiquement tout le temps le cas dans le modèle ARPEGE-Climat. Aux hautes

## Méthane (CH<sub>4</sub>)



**Fig. V.6.** Rapports de mélange de méthane (ppmv) climatologique en moyenne zonale pour différents CCM, pour les données HALOE et les simulations CCM (courbe bleue épaisse) et CTM (courbe verte épaisse). Profils verticaux à 80N en mars (a), l'équateur en mars (b) et à 80S en octobre (c). Coupes méridiennes à 50 hPa en mars (d) et en octobre (e). Le code de couleurs utilisé pour les modèles est décrit dans la figure V.3.

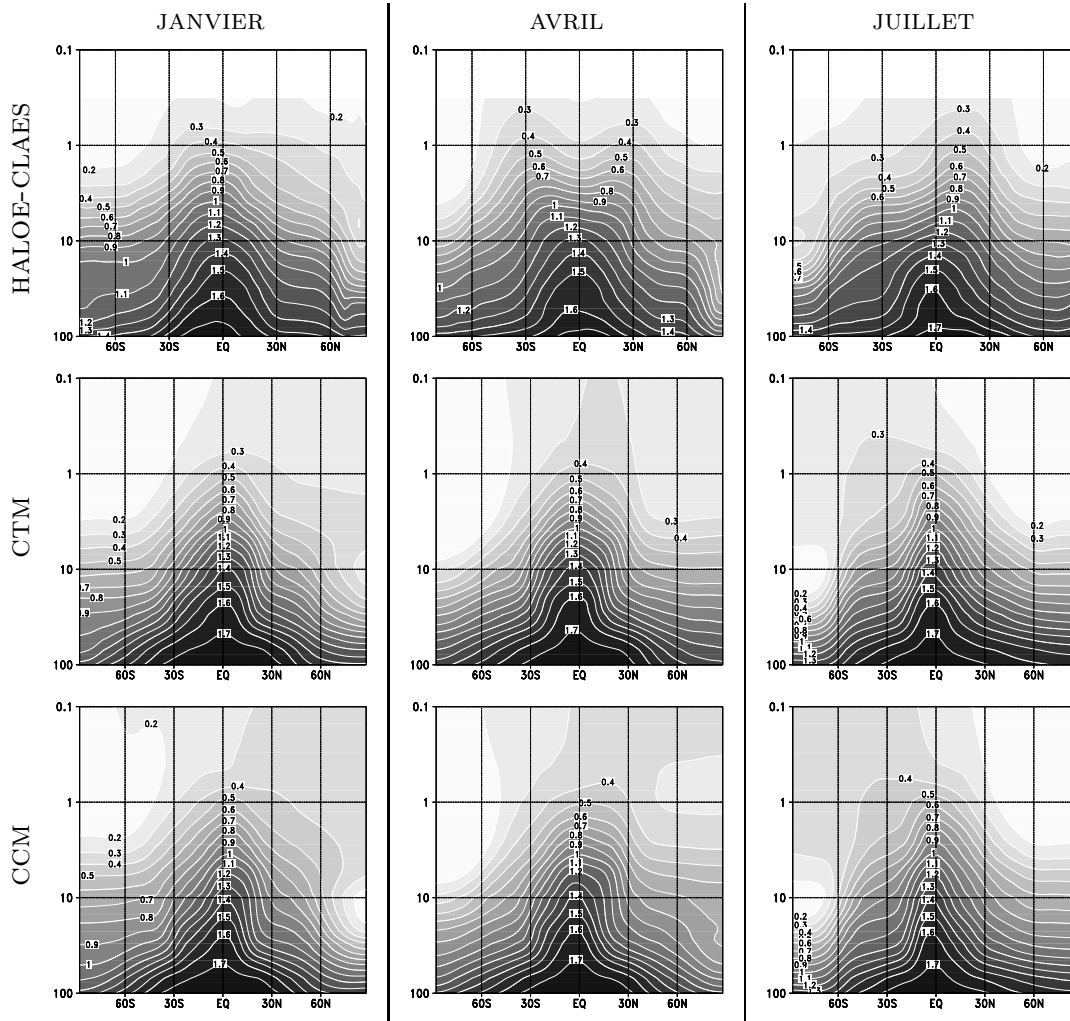
latitudes, en hiver dans l'hémisphère nord, le modèle couplé sous-estime la valeur du méthane observée, ce qui est cohérent avec la présence d'un vortex fort dans cette simulation.

### V.2.3.2 Âge de l'air

L'âge de l'air est défini comme le temps mis par une particule d'air pour aller de la basse troposphère jusqu'à une altitude donnée dans la stratosphère. À partir d'observations de traceurs passifs (c'est le cas par exemple du CO<sub>2</sub> ou du SF<sub>6</sub>), on a ainsi pu évaluer l'âge de l'air stratosphérique comme variant de 1 an à 4 ans de l'équateur aux pôles à 20 km d'altitude. Il constitue de ce fait un diagnostic tout à fait pertinent pour valider les modèles et a plusieurs fois été utilisé dans des comparaisons entre modèles (Hall et al., 1999).

La **figure V.8** montre la variation selon la latitude de la moyenne annuelle de l'âge de l'air à 0.5, 10 et 50 hPa, pour les simulations CNRM-CTM et CNRM-CCM, un certain nombre de modèles du projet CCM-VAL-2 et pour les observations (points noirs). L'âge de l'air observé est celui décrit par Eyring et al. (2006). Il est estimé à partir de campagnes de mesures aéroportées pour le CO<sub>2</sub> et à partir de mesures satellite (instrument HALOE) pour les espèces HF et HCl. Il convient



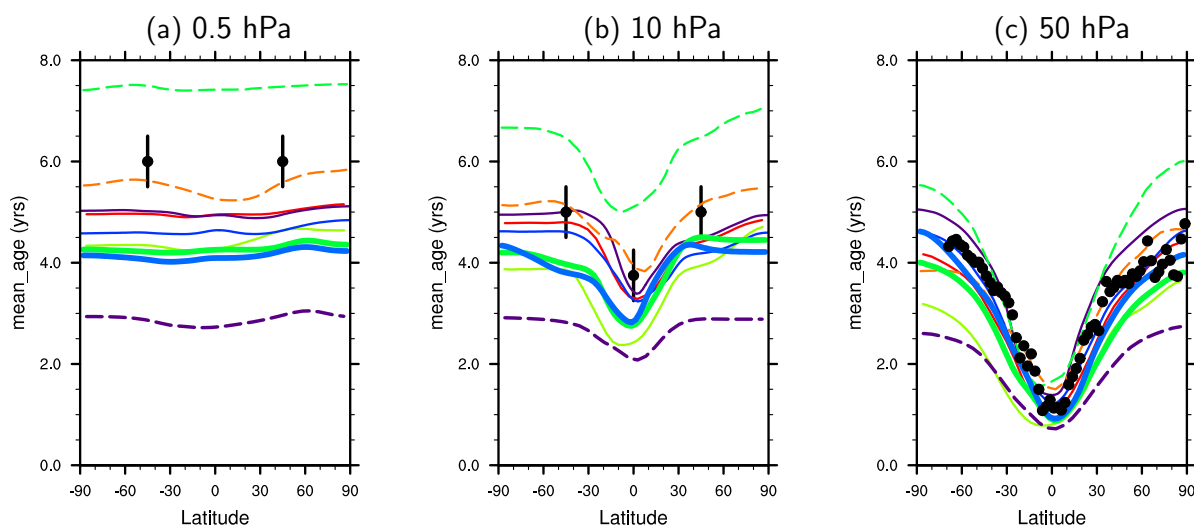


**Fig. V.7.** Climatologies zonales pour les mois de janvier (gauche), avril (milieu) et juillet (droite) de la concentration de méthane dans la stratosphère. Les climatologies obtenues avec le modèle ARPEGE-Climat sont comparées à celles obtenues à partir des données recueillies par les instruments HALOE et CLAES (haut).

de noter que les traceurs d'âge de l'air utilisés par les différents modèles ne sont pas identiques (voir tableau 5.2 de Eyring et al. (2010)).

À 50 hPa (**figure V.8, (c)**), la plupart des modèles simulent un âge de l'air en accord avec les observations, à l'exception du modèle CNRM-ACM, dont l'âge de l'air est trop faible et du modèle MRI, dont l'âge de l'air est supérieur de 1 à 2 ans aux observations. Aux altitudes supérieures, les modèles prédisent généralement des âges de l'air inférieurs à ceux observés. Les modèles CNRM-CTM et CNRM-CCM, dont on remarque qu'ils sont très proches, ne dérogent pas à cette règle.

De nombreux aspects influencent la simulation de l'âge de l'air et peuvent contribuer à réduire l'âge de l'air simulé, parmi lesquels une circulation méridienne trop rapide, un mélange avec les moyennes latitudes trop faible ou encore une diffusion verticale trop élevée (Vaugh et Hall, 2002). Dans le modèle CNRM-CCM, il n'y a pas de diffusion explicite dans la stratosphère, uniquement une diffusion *numérique* créée par le schéma de transport semi-lagrangien. Mesurer l'influence de ces différents facteurs dans la simulation de l'âge de l'air est tout à fait pertinent



**Fig. V.8.** Âge moyen de l'air à (a) 0.5, (b) 10, and (c) 50 hPa. Les points noirs correspondent aux observations. Le code de couleurs utilisé pour les modèles est décrit dans la figure V.3.

mais demande des tests de sensibilité qui peuvent être difficiles à mettre en oeuvre (introduction d'un nouveau schéma de transport par exemple).

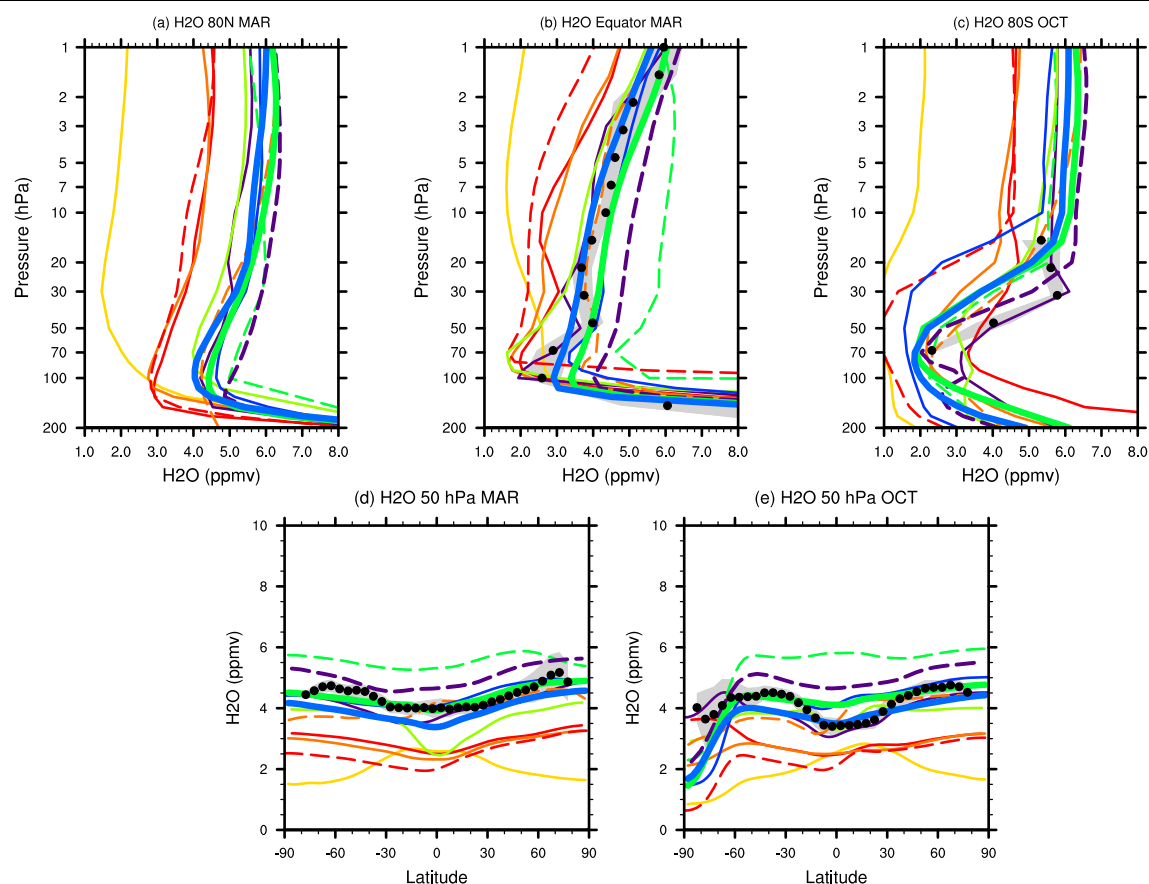
### V.2.3.3 Vapeur d'eau

Les variations de la teneur en vapeur d'eau dans la stratosphère ont, en effet, des conséquences importantes sur le système climatique terrestre; tant d'un point de vue chimique, à travers la formation des nuages stratosphériques et la régulation du réservoir total d'hydrogène, que d'un point de vue radiatif (Kley et al., 2000). La représentation réaliste de la vapeur d'eau stratosphérique dans les modèles climatiques constitue un enjeu crucial, pour lequel les modèles actuels montrent un certain nombre d'insuffisances (figures 6 et 7 de Eyring et al. (2006)). En outre, la propagation verticale du cycle annuel de vapeur d'eau, connu sous le nom de *tape recorder* (Mote et al., 1996), constitue un diagnostic pertinent du transport vertical dans la région équatoriale.

La **figure V.9** décrit les profils verticaux de vapeur d'eau à différentes latitudes pour les mois de mars et d'octobre. Comme dans le précédent exercice d'intercomparaison, on observe un large éventail dans les valeurs prédites par les modèles de chimie-climat. Dans la stratosphère équatoriale, le rapport de mélange volumique d' $\text{H}_2\text{O}$  varie ainsi de 2 ppmv pour certains modèles à près de 6 ppmv pour d'autres. Globalement, le modèle développé durant cette thèse se comporte de manière très honorable, en simulant un minimum de vapeur d'eau (hygropause) proche des observations HALOE. Le profil vertical de vapeur d'eau est également réaliste, aux latitudes équatoriales et aux hautes latitudes. Il existe une large gamme de valeurs prédites par les modèles dans les régions polaires (figures (a) et (c)). Ces différences sont liées aux importantes différences de température dans les hautes latitudes mais aussi au mécanisme de déshydratation à travers la formation des nuages stratosphériques polaires. On note enfin que le modèle couplé simule des quantités de vapeur d'eau légèrement plus faibles que le modèle forcé dans la stratosphère tropicale.

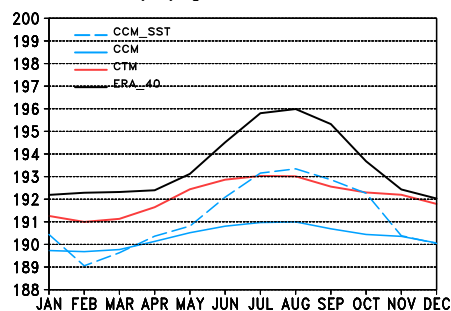
Le rapport de mélange de vapeur d'eau dans la basse stratosphère équatoriale est généralement une fonction de la température du point le plus froid de la tropopause tropicale (*cold-point tropopause temperature*), dont nous représentons le cycle annuel moyen (**figure V.10**) pour les expériences CTM (rouge) et CCM (bleu). Le cycle reproduit par ces simulations

## Vapeur d'eau (H<sub>2</sub>O)



**Fig. V.9.** *Idem que la figure V.6 pour la vapeur d'eau (ppmv).*

## Température (K) [tropopause équatoriale]

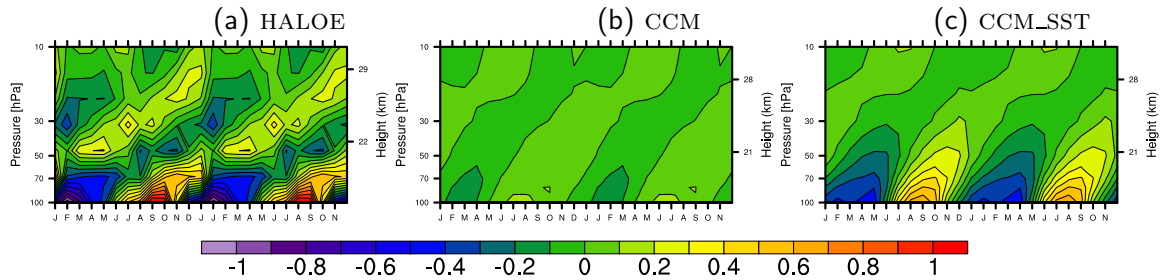


**Fig. V.10.** *Cycle annuel moyen de la cold-point tropopause temperature (voir texte) pour la réanalyse ERA40 (courbe en noir), les simulations CTM (rouge) et CCM (bleu), et pour l'expérience CCM\_SST (similaire à CCM mais avec un cycle annuel des SST lissé) (pointillées bleus).*

présente une amplitude très peu marquée (moins de 2 K contre presque 4 K pour la réanalyse ERA-40). Il s'ensuit une représentation du *tape recorder* (**figure V.11**, (b)) peu réaliste.

Il semble à ce stade utile d'*ouvrir une parenthèse* et de signaler que ce cycle annuel semble particulièrement sensible dans le cas du modèle ARPEGE-Climat au traitement des températures de surface de la mer (SST). Pour les simulations présentées jusqu'ici dans ce chapitre (CTM et CCM), des valeurs mensuelles de SST sont prescrites au modèle, ce qui peut occasionner des *sauts*

au début du mois. Examinons le résultat d'une simulation CCM\_SST, identique à CCM mais dans laquelle le cycle annuel des SST est *lissé* pour éviter ces transitions brusques au début de chaque mois. On s'aperçoit alors que le cycle annuel de la température à la tropopause tropicale est correctement représenté (**figure V.10**, courbe en pointillés bleus) et que le signal de *tape recorder* (**figure V.11**, (c)) se propage certes de manière trop rapide mais en conservant une amplitude raisonnable dans la stratosphère. Les températures de surface de la mer semblent ainsi devoir jouer un rôle non négligeable dans la modélisation de la stratosphère équatoriale, qu'il faudra approfondir.



**Fig. V.11.** Coupe temps-altitude de l'anomalie du rapport de mélange de vapeur d'eau (ppmv), moyenné entre 10S et 10N pour les données issues de l'instrument HALOE (a), et pour les simulations CCM (b) et CCM\_SST (c) décrite dans la figure V.10. Deux cycles consécutifs sont représentés.

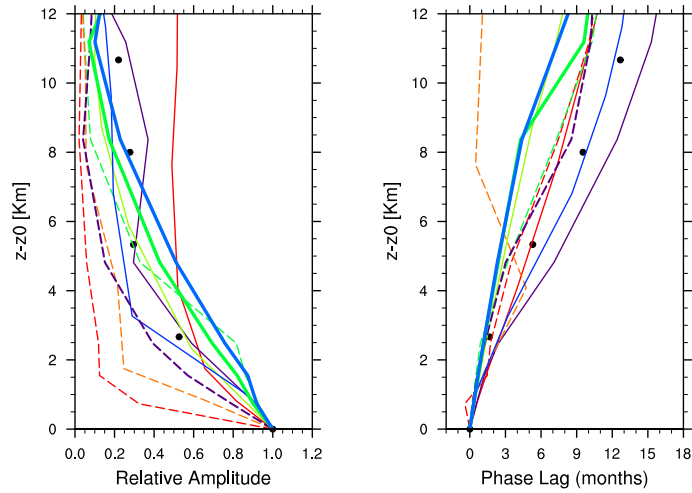
Fermons la parenthèse et reprenons notre travail de validation. Pour le *tape recorder*, nous examinons les variations verticales de l'amplitude normalisée et du retard de phase (**figure V.12**). La décroissance avec l'altitude est analysée à partir d'une amplitude normalisée afin de ne pas tenir compte des différences d'amplitude initiales. Le modèle CNRM-CCM présente une décroissance légèrement surévaluée, alors que d'autres modèles ont des décroissances trop rapides (voir les commentaires de Jourdain et al. (2008) sur ce point pour le modèle LMDz-Repro). La propagation de la phase est illustrée sur la figure de droite. Le modèle CNRM-CCM se distingue par une propagation verticale du cycle trop rapide, ce qui est cohérent avec les diagnostics réalisés avec le méthane et l'âge de l'air. Ce défaut (circulation de Brewer-Dobson trop rapide), déjà mis en évidence dans le chapitre précédent, semble ainsi particulièrement robuste.

## V.2.4 Chimie

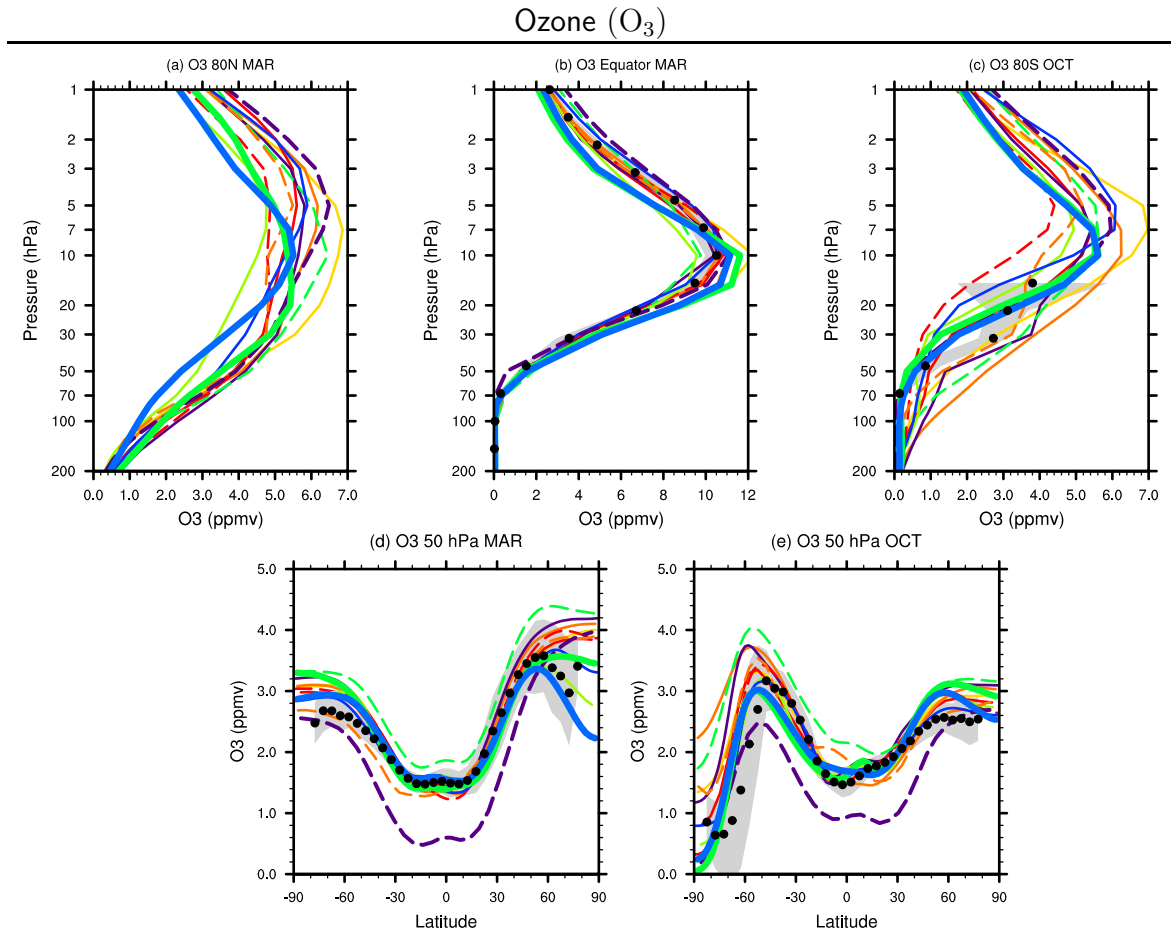
### V.2.4.1 Ozone

La **figure V.13** compare les profils verticaux d'ozone pour les mois de mars et d'octobre. Le modèle CNRM-CCM prédit en général des contenus en ozone tout à fait raisonnables et comparables aux observations. Il est ainsi bien meilleur que le précédent modèle CNRM-ACM. On note toutefois une légère surestimation du maximum d'ozone dans la région tropicale autour de 10 hPa. La sous-estimation de la concentration en ozone dans la haute stratosphère (entre 5 et 1 hPa) semble liée à une concentration d'oxydes d'azote trop forte dans cette région. Les simulations couplée et forcée sont très proches, exception faite de la stratosphère hivernale de l'hémisphère nord. Nous reviendrons longuement sur cet aspect dans les paragraphes suivants. Les biais semblent toutefois relativement modérés, en tous cas comparables aux autres modèles.

Examinons plus en détail la distribution d'ozone en analysant la **figure V.14** qui représente les coupes verticales des climatologies, pour les mois de janvier et de juillet, du rapport de mélange d'ozone (ppmv) issues des simulations CNRM-CTM et CNRM-CCM et des climatologies déduites des mesures satellite par les instruments HALOE et CLAES. Comme vu précédemment, le modèle reproduit bien le maximum près de 10 hPa dans les régions tropicales ainsi que le léger

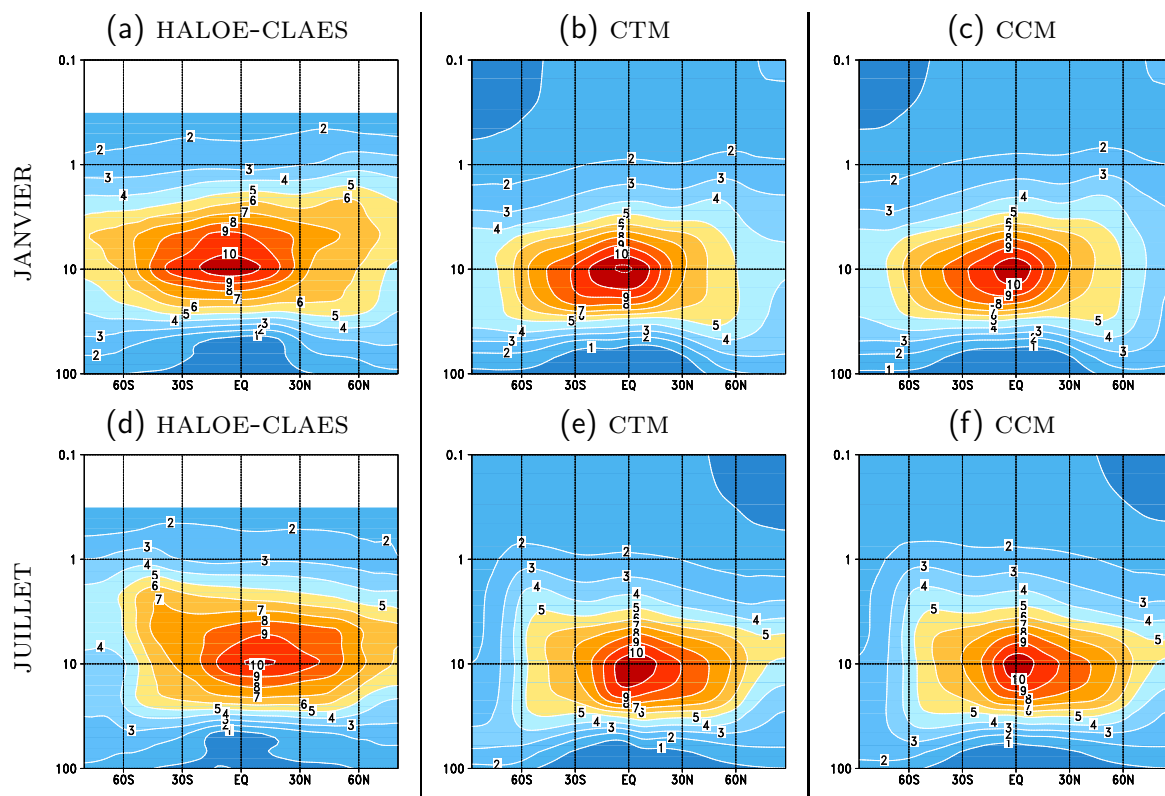


**Fig. V.12.** Profil vertical de l'amplitude et du retard de phase du cycle annuel du rapport de mélange de vapeur d'eau (ppmv) moyenné entre 10S et 10N. L'amplitude est normalisée et le retard de phase est initialisé à 0 à l'altitude  $z_0$  où l'amplitude du cycle est maximale. L'axe vertical représente la distance à ce niveau  $z_0$ . Les points noirs correspondent aux observations HALOE.



**Fig. V.13.** Idem que la figure V.6 pour l'ozone (ppmv).

déplacement vers le pôle d'été. Le modèle a toutefois du mal à représenter la forme *trapézoïdale*



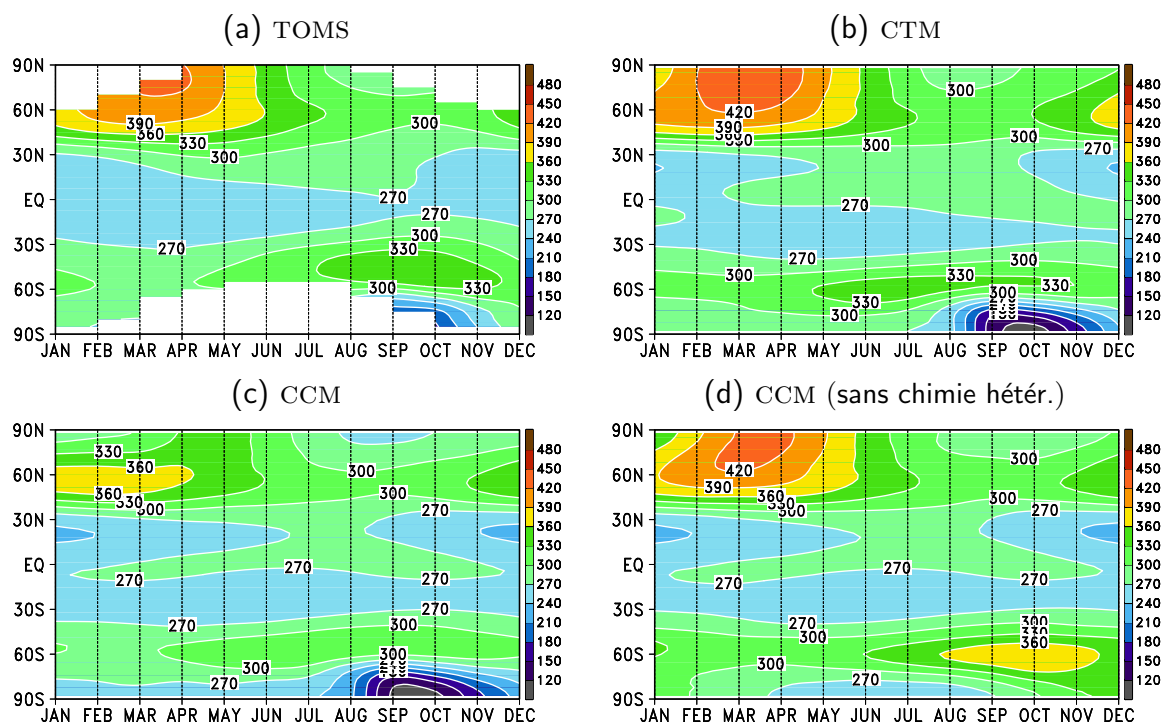
**Fig. V.14.** Climatologies zonales du rapport de mélange d'ozone (ppmv) pour les mois de janvier (haut) et juillet (bas). Les climatologies obtenues avec les simulations CNRM-CTM -(b) et (e)- et CNRM-CCM -(c) et (f)- sont comparées à celles obtenues à partir des données recueillies par les instruments HALOE et CLAES -(a) et (d)-.

du champ d'ozone moyen, trop peu d'ozone semblant être transporté vers les hautes latitudes dans la haute stratosphère.

Nous comparons enfin, sur la **figure V.15**, le cycle annuel moyen de la colonne totale d'ozone obtenu avec les simulations CNRM-CTM et CNRM-CCM à celui extrait de l'instrument TOMS. Le modèle CNRM-CTM décrit très bien les variations saisonnières aux hautes latitudes et produit des colonnes d'ozone tout à fait réalistes dans la zone tropicale (valeurs minimales de l'ordre de 230-260 DU). Il a toutefois tendance à surestimer la valeur de la colonne d'ozone pendant l'hiver austral pour des latitudes proches de 60S. Le modèle avec chimie interactive présente des valeurs similaires, excepté pendant l'hiver de l'hémisphère nord, où des valeurs d'ozone anormalement basses sont simulées. Nous verrons dans la partie suivante que cela est vraisemblablement lié à l'existence d'une rétroaction entre la chimie et la dynamique.

#### V.2.4.2 Autres espèces

L'accumulation progressive des composants halogénés a constitué durant les 40 dernières années le principal agent de destruction de l'ozone stratosphérique. Il semble ainsi tout à fait pertinent d'examiner les distributions de chlore inorganique  $\text{Cl}_y$ . Comme il existe peu d'observations disponibles, nous choisissons de comparer les distributions du chlorure d'hydrogène HCl avec les mesures HALOE. La **figure V.16** montre le profil vertical climatologique de la concentration du chlorure d'hydrogène pour les mois d'avril et de novembre, à différentes latitudes ((a), (b) et (c)) et la variation suivant la latitude à 50 hPa ((d) et (e)).

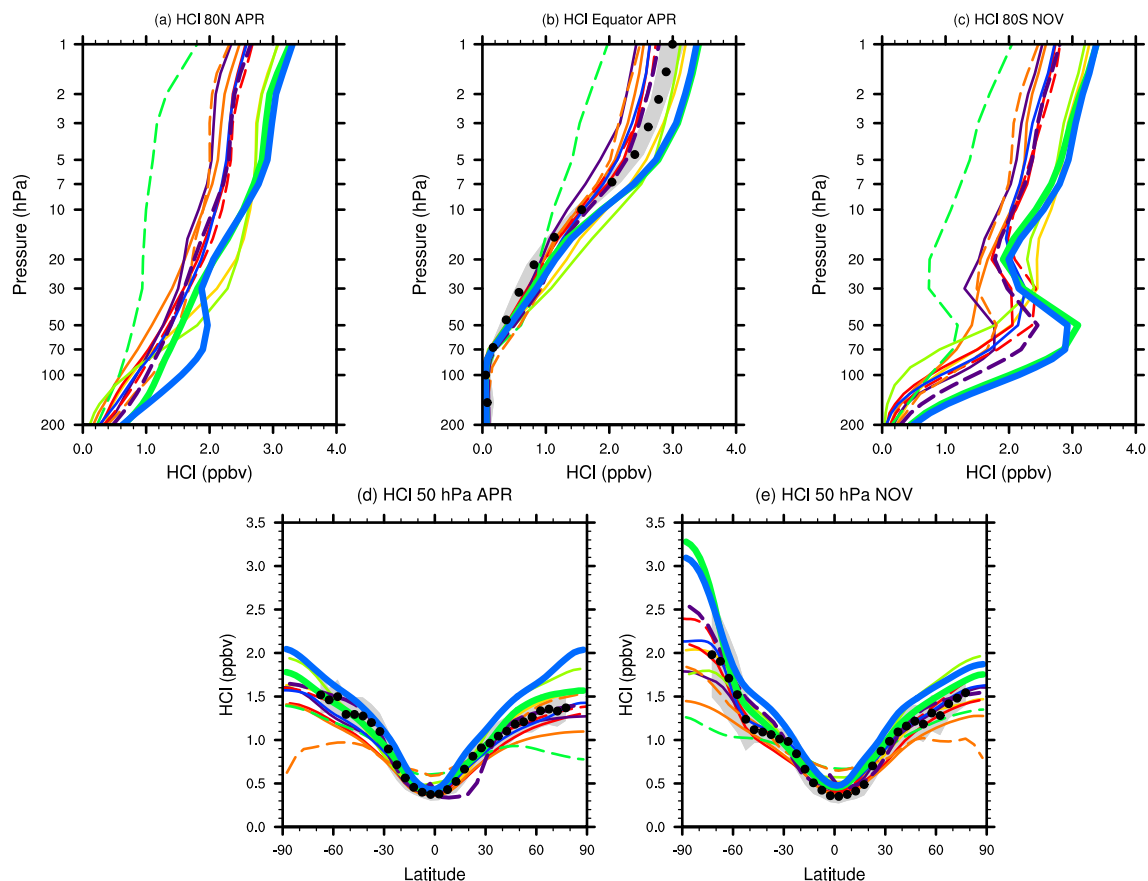


**Fig. V.15.** Cycle annuel moyen de la moyenne zonale de la colonne totale d'ozone (en unité Dobson) pour les observations TOMS ((a); période 1979-2008) et pour les simulations CTM -(b)- et CCM -(c)-. La simulation présentée en (d) sera détaillée et analysée dans un paragraphe ultérieur : c'est une simulation couplée, sans chimie hétérogène.

Dans la stratosphère tropicale, les différences observées sont vraisemblablement dues au transport. Ainsi, on constate que le modèle CNRM-CCM simule des concentrations excessives de chlorure d'hydrogène dans la haute stratosphère équatoriale. Quel que soit le mode utilisé (forcé ou couplé), le modèle a tendance à surestimer les valeurs de HCl dans les régions polaires, notamment dans l'hémisphère sud (résultats similaires à ceux observés pour une grande majorité des modèles dans le projet CCM-VAL-1). Dans l'hémisphère nord, pour le mois d'avril, la simulation couplée présente des valeurs de HCl bien plus fortes que la simulation forcée dans la stratosphère polaire (figure (a) et (d)). Cette différence semble liée aux faibles valeurs d'ozone simulées par l'expérience couplée. Un certain nombre d'observations (Grooss et al., 1997; Wilmouth et al., 2006) et d'études numériques (Lamago et al., 2003) suggèrent en effet que le *circuit* classique de re-formation des réservoirs chlorés (priviliégiant la formation de ClONO<sub>2</sub>) puisse être différent dans le cas où la concentration d'ozone est particulièrement faible à la fin de l'hiver. Dans ces circonstances, la réaction  $\text{Cl} + \text{O}_3 \rightarrow \text{ClO} + \text{O}_2$  devient peu active, ce qui se traduit par un rapport  $[\text{Cl}]/[\text{ClO}]$  élevé. La réaction  $\text{Cl} + \text{CH}_4 \rightarrow \text{HCl} + \text{CH}_3$  est alors privilégiée, ce qui conduit à une production de HCl plus importante que d'ordinaire. Ce mécanisme semble expliquer les différences observées pour l'hémisphère nord entre les simulations couplé et forcé.

**Le modèle de chimie-climat développé dans cette thèse montre des résultats tout à fait encourageants en simulant de manière réaliste la plupart des processus majeurs de l'atmosphère moyenne. La démarche de validation entamée ici doit bien entendu être approfondie. Mais la version du modèle CNRM-CCM présentée ici semble constituer d'ores et déjà un outil adapté à la compréhension des interactions chimie-climat. □**

## Chlorure d'hydrogène (HCl)



**Fig. V.16.** *Idem que la figure V.6 pour le chlorure d'hydrogène (ppbv).*

### V.3 Rôle de la chimie et interaction avec la dynamique

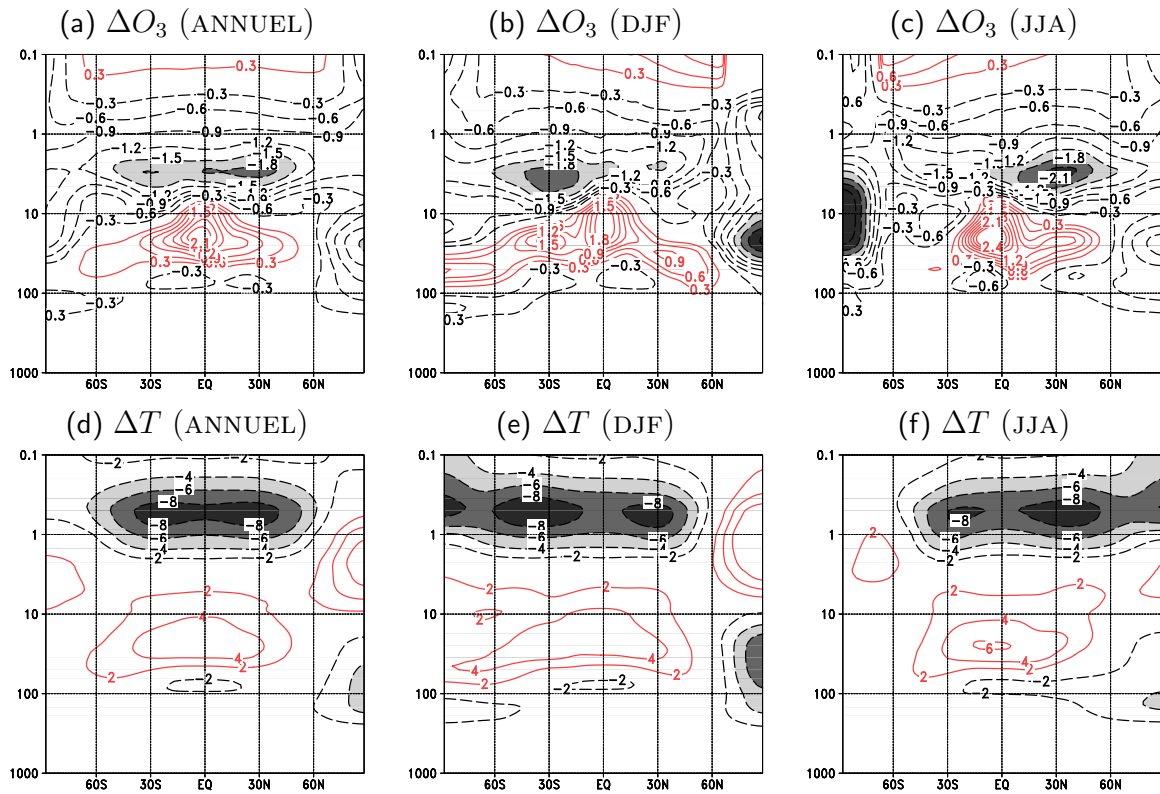
Dans cette partie, nous évaluons l'impact du couplage par la chimie en comparant les différences obtenues entre les simulations couplée et forcée. Nous nous intéressons principalement à deux études de cas. Dans la première, qui concerne la haute stratosphère, nous montrons que l'effet est essentiellement radiatif. Dans la seconde, le couplage fait intervenir un nombre important d'acteurs et suggère de fortes interactions entre la chimie et la dynamique.

#### V.3.1 L'exemple de la haute stratosphère

En moyenne annuelle, le modèle avec chimie interactive simule des contenus en ozone plus faibles que la climatologie habituellement fournie au modèle de circulation générale dans quasiment toute la haute stratosphère et la basse mésosphère (**figure V.17, (a)**). Ces différences peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 1.5 ppmv. Dans la basse stratosphère, le modèle prévoit des quantités d'ozone plus fortes (de l'ordre de 2 ppmv de plus) et une légère réduction au-dessus de la tropopause. La figure décrite est sensiblement la même quelle que soit la saison, excepté aux hautes latitudes, dont l'analyse fera l'objet de la section suivante.

Le champ de température induit par cette modification du champ d'ozone est proche de cette structure (**figure V.17, (d)**). Le modèle avec chimie couplée est ainsi plus froid (les différences atteignent 8 K) à la stratopause et dans la basse mésosphère et plus chaud dans une large portion





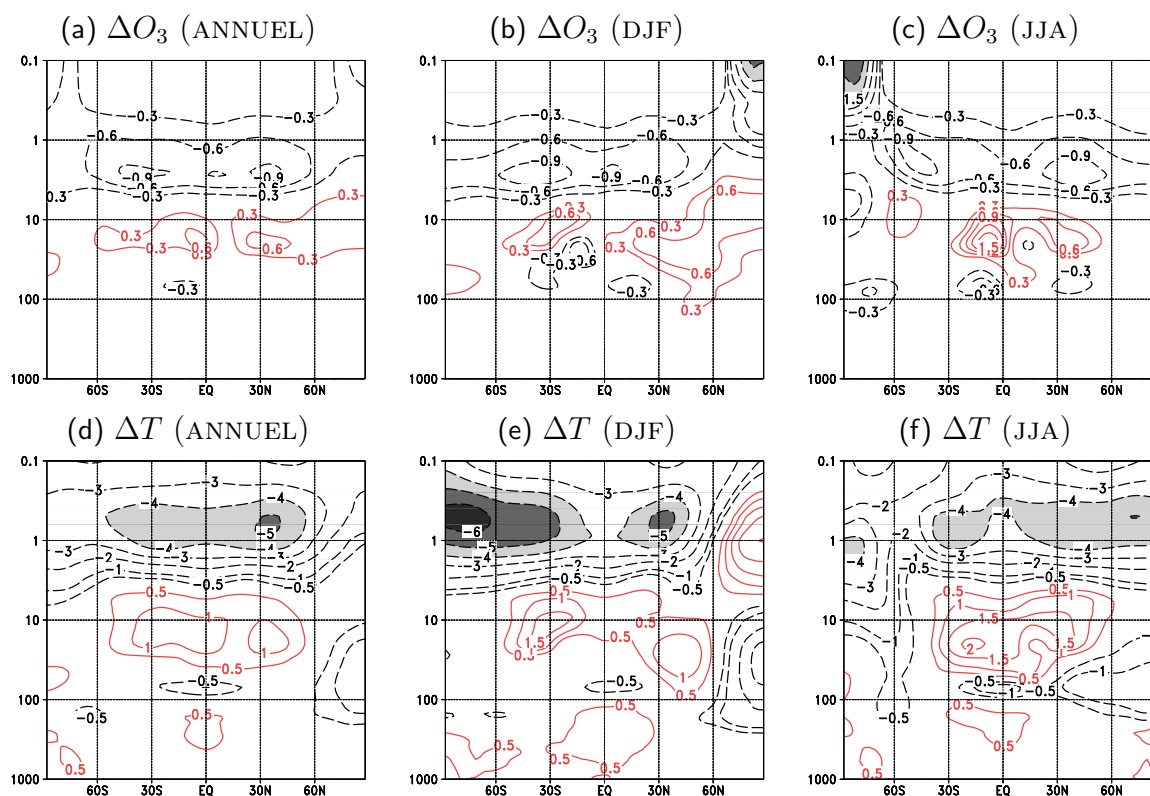
**Fig. V.17.** Coupes latitude-pression de (haut) la différence absolue (ppmv) entre le rapport de mélange d’ozone obtenu avec une simulation incluant une chimie détaillée et couplée et celui du champ d’ozone climatologique fourni au schéma de rayonnement de la simulation de référence, et de (bas) la différence absolue (K) de température entre les deux simulations pour la moyenne annuelle et pour les moyennes saisonnières décembre-janvier-février et juin-juillet-août. Pour les différences d’ozone, l’intervalle des contours est de 0.3 ppmv, les valeurs négatives sont en pointillés noirs et les valeurs inférieures à -1.5 ppmv sont grisées. Pour les différences de températures, les contours sont  $\{-8, -6, -4, -2, +2, +4, +6, +8\}$  K et les valeurs inférieures à -4 K sont grisées.

de la stratosphère. Là encore, dans une bande de latitude [60S-60N], la structure est identique selon la saison regardée.

Plusieurs remarques permettent d’envisager la modification du champ d’ozone comme le principal responsable de ce changement de température. D’une part, cette région de l’atmosphère est connue pour être proche de l’équilibre radiatif si bien que les températures y sont fortement dépendantes des contenus en ozone.

Des résultats similaires ont par ailleurs été constatés dans d’autres expériences du même type. En évaluant l’importance d’une chimie de l’ozone interactive dans le modèle WACCM, Sassi et al. (2005) trouve un effet significatif dans les régions tropicales de la basse mésosphère et haute stratosphère. Dans le modèle qu’ils utilisent, l’introduction du couplage par l’ozone crée des taux de chauffage (rayonnement solaire) réduits de -2 K/jr dans la basse mésosphère, et des différences de températures notables (du même ordre de grandeur que celles que l’on constate). deGranpré et al. (2000) trouve également des différences de températures relativement fortes (autour de 8 K) dans la stratopause d’été, tendant à réduire le biais chaud existant dans cette région dans leur modèle.

Pour accréditer cette thèse et expliciter le mécanisme en jeu, nous comparons les résultats d’une expérience de référence avec ozone climatologique et d’une expérience incluant le schéma

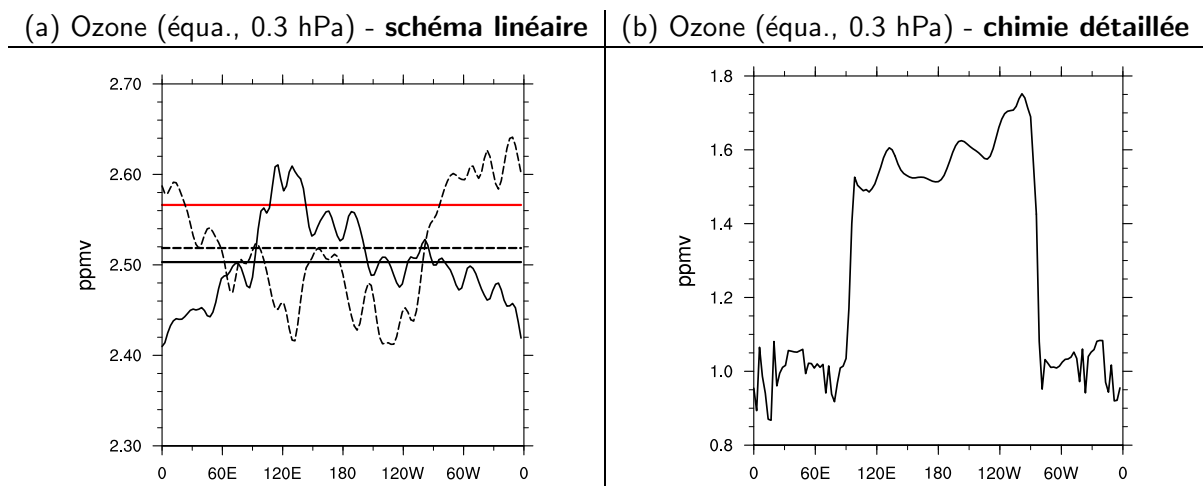


**Fig. V.18.** *Idem que la figure V.17 en comparant une simulation incluant le schéma linéaire d’ozone et une simulation de référence avec ozone climatologique. Pour les différences d’ozone, l’intervalle des contours est de 0.3 ppmv, les valeurs négatives sont en pointillés noirs et les valeurs inférieures à -1.5 ppmv sont grisées. Pour les différences de températures, les contours sont  $\{-6, -5, -4, -3, -2, -1, -0.5, +0.5, +1, +1.5, +2\}$  K et les valeurs inférieures à -4 K sont grisées.*

linéaire d’ozone décrit précédemment (voir aussi Cariolle et Morcrette, 2006). L’introduction de ce schéma chimique simplifié conduit à des structures analogues dans les différences d’ozone et de température obtenues (**figure V.18**). Étant donné le principe du schéma linéaire d’ozone, il semble ainsi tout à fait raisonnable d’envisager la température comme le principal acteur de ces modifications.

Dans la basse mésosphère, en effet, le principal puits d’ozone est dû au cycle de Chapman, dont les réactions sont fortement dépendantes de la température. Ainsi, plus les températures sont élevées, plus l’ozone est détruit, et plus les températures sont basses. Jonsson et al. (2004) suggère que cette rétroaction *négative* (puisque’elle tend à atténuer le phénomène) soit principalement due à la réaction  $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$ , dont la dépendance en température est négative.

Une autre explication, proposée par Sassi et al. (2005), semble tout à fait pertinente. Dans la basse mésosphère, l’ozone suit un cycle journalier marqué. La **figure V.19** montre le profil zonal instantané d’ozone à l’équateur et à 0.3 hPa obtenu avec un schéma chimique détaillé (courbe en noir, droite), avec le schéma linéaire (courbes en noir, figure de gauche) et avec la climatologie (courbe rouge). Cette dernière ne présente, par construction, aucun cycle diurne, tandis que le champ d’ozone produit par le schéma chimique détaillé subit un cycle journalier marqué (moins d’ozone pendant la journée et plus durant la nuit). Des différences de près de 0.6 ppmv sont constatées entre les régions de jour et celles plongées dans la nuit. Le schéma linéaire



**Fig. V.19.** Profil zonal instantané d’ozone (ppmv) pour un jour particulier de janvier à l’équateur et à 0.3 hPa. Pour la figure de gauche (a), la courbe rouge représente la climatologie d’ozone prescrite au modèle. Le profil zonal et la valeur moyenne zonale du champ d’ozone obtenu avec le schéma linéaire sont représentés à 12h00 GMT (trait plein) et à 0h00 GMT (pointillés). La figure de droite (b) représente le profil zonal d’ozone obtenu à 12h00 GMT avec la chimie détaillée.

semble également capable de reproduire un cycle diurne, dont l’amplitude est toutefois moins forte que celle obtenue avec une chimie détaillée. En moyenne (zonale), le contenu en ozone est ainsi plus faible que le contenu prescrit habituellement au schéma de rayonnement du modèle. L’effet n’est toutefois pas seulement imputable à cette différence *moyenne*. En effet, pendant la journée, quand le cycle journalier est simulé, l’absorption des rayonnements UV est réduite et conduit à des taux de chauffage plus faibles. Et pendant la nuit, les quantités supérieures d’ozone produisent un refroidissement infrarouge, dont l’effet est néanmoins de moindre importance. La différence d’amplitude dans ce cycle diurne entre le schéma linéaire et la chimie détaillée semble devoir expliquer les différences dans l’amplitude des différences de températures observées.

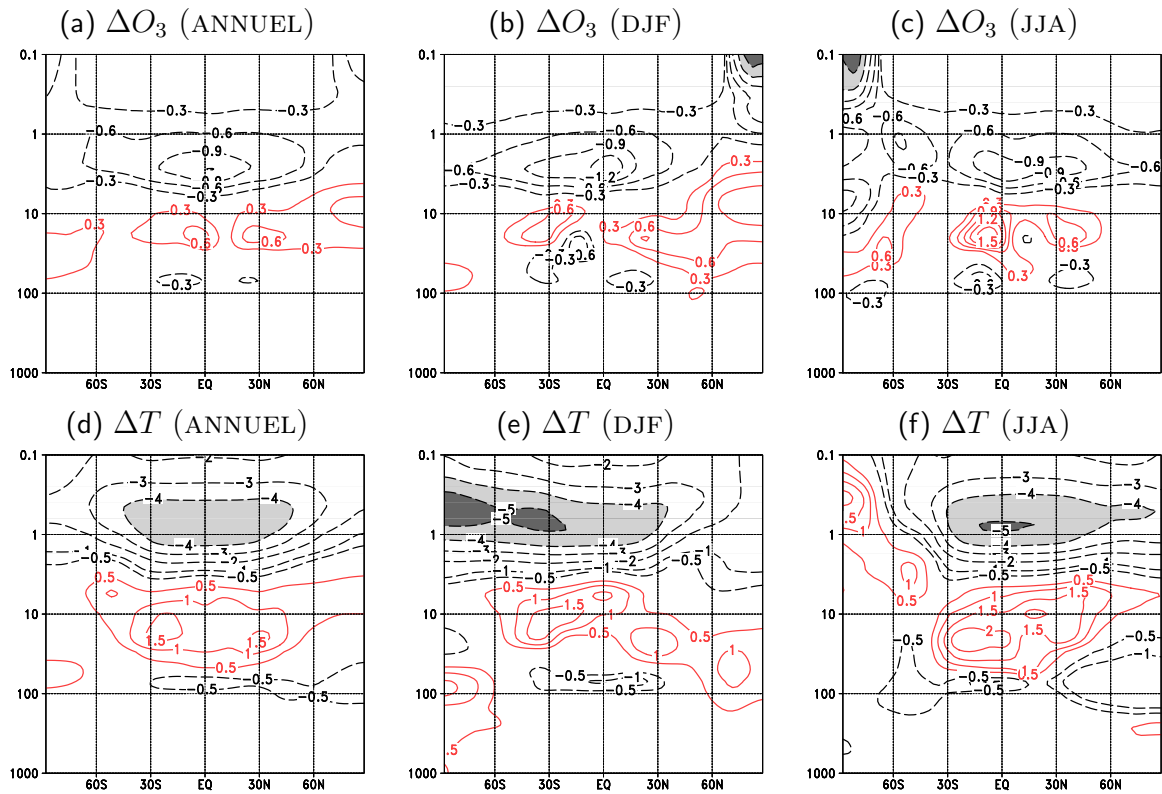
Enfin, l’augmentation de température dans la stratosphère est vraisemblablement due à la réduction d’ozone dans la haute stratosphère, à travers l’absorption à des altitudes plus basses de rayonnement solaire dont la propagation est favorisée.

L’effet de l’introduction de la chimie interactive dans la haute stratosphère semble de nature essentiellement radiative, comme le suggère le résultat d’une expérience, dans lequel on évalue l’effet du schéma linéaire dans une configuration du modèle incluant la paramétrisation des ondes de gravité décrite dans le chapitre précédent. Les résultats obtenus sont présentés sur la **figure V.20**. Ils sont très proches de ceux présentés sur la **figure V.18**. La modification de la dynamique de la mésosphère, induite par l’introduction des ondes de gravité, semble avoir un effet limité sur l’effet *direct* de la modification du champ d’ozone.

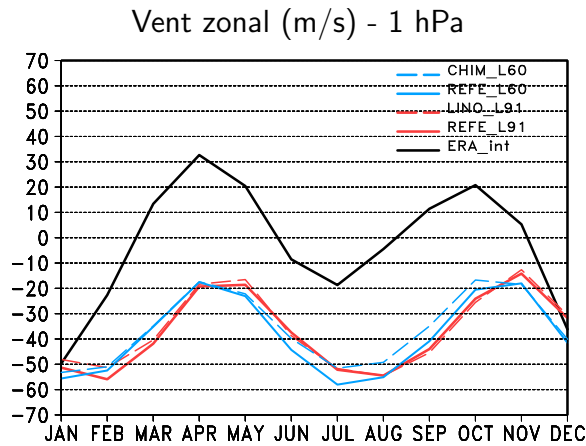
Enfin, l’effet de cette modification quasi uniforme (à une altitude fixée) du champ d’ozone ne semble avoir qu’un effet assez limité sur la dynamique du modèle elle-même, comme le montre la **figure V.21**, qui représente le cycle annuel moyen du vent zonal à 1 hPa, pour les expériences décrites précédemment. L’oscillation semi-annuelle, dont l’amplitude est sous-estimée par les modèles analysés, est peu modifiée par les changements en concentration d’ozone induits par la mise en place d’un couplage.

Dans cette partie, nous avons souligné l’impact significatif de l’introduction d’un ozone interactif (que ce soit à travers une chimie simplifiée ou détaillée) dans les températures de la haute stratosphère et de la basse mésosphère. Cet effet semble de nature radiative, et ne semble pas amplifié par des rétroactions positives avec la dynamique. Dans le paragraphe qui suit,

$\Delta$  [Ozone lin. - Ozone clim.] + WMS



**Fig. V.20.** Idem que la figure V.17 en comparant des simulations (référence et ozone linéaire) incluant toutes deux la même paramétrisation des ondes de gravité non orographiques décrites dans le chapitre 4.



**Fig. V.21.** Cycle annuel moyen du vent zonal en moyenne zonale à 1 hPa, pour la réanalyse Era-interim (courbe en noir), pour les expériences de sensibilité à la chimie linéaire (courbes en rouge, la référence est en trait plein et la chimie linéaire en pointillés) et pour les expériences de sensibilité à la chimie détaillée (courbes en bleu, la référence est en trait plein et la chimie détaillée couplée en pointillés)

nous essayons de montrer que la situation est loin d'être identique pour la stratosphère polaire hivernale.

### V.3.2 L'exemple du vortex polaire

Nous analysons désormais l'effet du couplage par la chimie dans la stratosphère hivernale des régions polaires, plus particulièrement dans l'hémisphère nord, dans lequel il semble tout à fait notable (cf **figure V.2**).

#### V.3.2.1 Constat

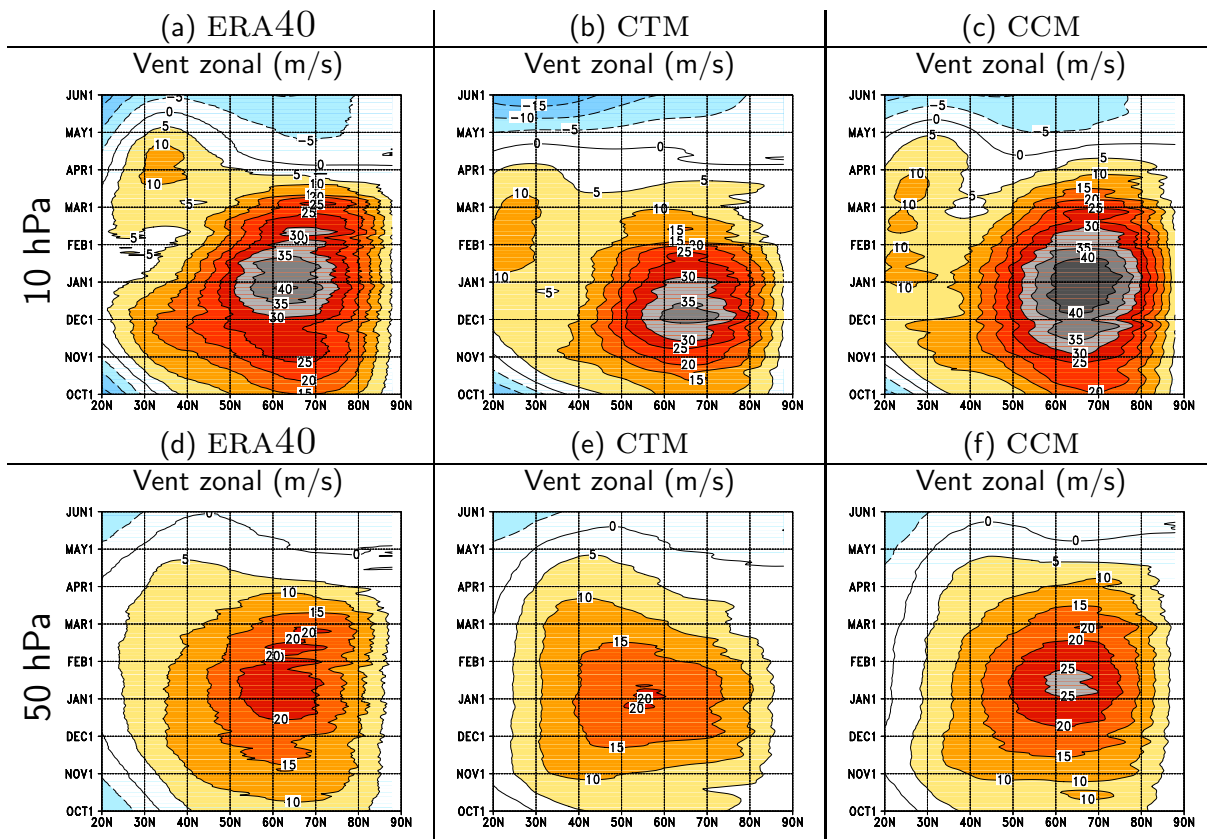
L'évolution temporelle moyenne (de début octobre à fin mai) de la moyenne zonale du vent zonal est représentée sur la **figure V.22**. Dans la réanalyse ERA40, le jet d'ouest se développe dès le mois de novembre (avec un vent zonal supérieur à  $15 \text{ m.s}^{-1}$  à 50 hPa et à  $25 \text{ m.s}^{-1}$  à 10 hPa). Il atteint ensuite son maximum au cours du mois de janvier et aux alentours de 65N, puis *disparaît* de manière rapide vers la fin du mois de mars. Le jet de la simulation de référence -**figure V.22, (b) et (e)**- présente plusieurs défauts. Il est d'une part décalé vers l'équateur, avec un maximum atteint vers 55N à 50 hPa. Ce décalage est toutefois nettement moins marqué que dans la précédente version (version 4) du modèle ARPEGE-Climat (**figure III.2**, haut) et un peu moins fort que dans la version de référence avec 91 niveaux verticaux (**figure IV.28, (e)**). Sa période d'existence est par ailleurs beaucoup trop courte : il se développe à la fois trop tard et s'éteint trop tôt. L'introduction de la chimie interactive -**figure V.22, (c) et (f)**- permet un positionnement du jet bien plus réaliste (notamment à 50 hPa) et une évolution temporelle beaucoup plus fidèle à celle observée. Le jet prend ainsi de l'ampleur dès le mois de novembre et atteint des valeurs maximales durant les mois de décembre et janvier. Le modèle CNRM-CCM a toutefois tendance à surestimer l'intensité du jet et à prédire une disparition un peu trop tardive (d'une dizaine de jours).

Le cycle de vie du jet polaire dans l'hémisphère nord est ainsi clairement mieux simulé avec la chimie interactive. Dans les paragraphes qui suivent, nous essayons d'identifier les mécanismes à l'origine d'une telle amélioration. Plusieurs pistes sont envisagées. La première concerne la modification du champ d'ozone *vu* par le schéma de rayonnement du modèle et la différence qui en découle dans les taux de chauffage. C'est un effet que l'on peut qualifier de *direct* et dont on a vu l'importance dans l'exemple précédent. Il semble toutefois souhaitable de s'intéresser à une possible rétroaction, autrement dit de regarder dans quelle mesure le champ d'ozone simulé est lui-même influencé par la dynamique *nouvellement* créée. Ce genre de rétroaction a déjà été mis en évidence (Kiehl et al., 1988 ; Cariolle et al., 1990 ; Jourdain et al., 2008 dans l'hémisphère sud principalement).

La deuxième hypothèse est liée à la modification de la propagation verticale des ondes planétaires, dont on sait qu'elles jouent un rôle primordial dans la stratosphère hivernale de l'hémisphère nord (Charney et Drazin, 1961). Dernière perspective envisagée : l'affaiblissement éventuel de la circulation méridienne pourrait conduire à un refroidissement et au renforcement du vortex (Garcia et Boville, 1994).

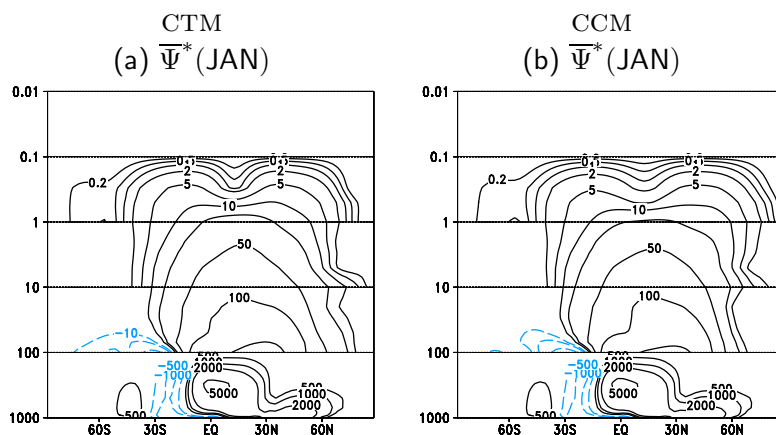
#### V.3.2.2 Rôle de la circulation méridienne ?

Selon le principe du *downward control*, la vitesse verticale moyenne peut être vue comme proportionnelle au gradient méridien de la force zonale intégrée exercée par les ondes au-dessus de ce niveau (cf Éq. IV.51). Garcia et Boville (1994) montrent alors que le drag mésosphérique joue, à travers la modification de la circulation méridienne, un rôle non négligeable dans l'état moyen de la stratosphère d'hiver dans l'hémisphère sud à travers le réchauffement de cette région de l'atmosphère et la diminution associée du jet polaire. Cette hypothèse a notamment été avancée pour expliquer le problème récurrent du biais froid dans la stratosphère hivernale de l'hémisphère sud (*cold-pole problem*) de la plupart des GCM incluant l'atmosphère moyenne. Ils suggèrent que cet effet peut également être valable dans l'hémisphère nord, mais que la



**Fig. V.22.** Cycle annuel moyen (d'octobre à mai), dans l'hémisphère nord et à 10 et 50 hPa, des valeurs quotidiennes de la moyenne zonale de vent zonal ( $m.s^{-1}$ ) dans la réanalyse ERA40 -(a) et (d)-, dans la simulation CTM -(b) et (e)- et dans la simulation CCM -(c) et (f)-. L'intervalle des contours est de  $5 m.s^{-1}$ , les vents d'ouest sont représentés par des couleurs chaudes et des contours en trait plein.

diversité des processus en jeu la rend moins significative. L'effet peut également résulter d'une modification du champ d'ozone, dont la distribution dans les régions polaires est fortement affectée par le transport.

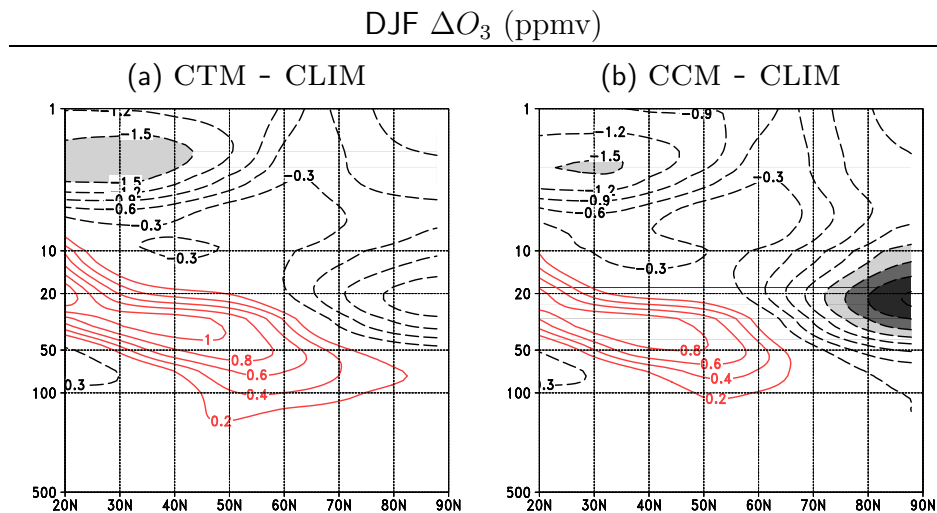


**Fig. V.23.** Coupes latitude-pressure de la circulation méridienne résiduelle moyenne ( $kg.m^{-1}.s^{-1}$ ) pour le mois de janvier pour les simulations forcée -(a)- et couplée -(b)-.

La circulation méridienne constitue *potentiellement* un acteur important dans le cycle de vie du jet de la nuit polaire. Cependant, le modèle souffre de deux défauts majeurs pour rendre compte correctement de cet effet : le toit du modèle (autour de 0.1 hPa) est d'une part trop bas pour bien prendre en compte la circulation mésosphérique, l'absence de schéma d'ondes de gravité d'autre part le rend pratiquement *inerte* à une modification de l'écoulement moyen dans la stratosphère et à une éventuelle rétroaction (la friction linéaire est en effet appliquée sur les derniers niveaux du modèle). L'observation de la circulation méridienne obtenue pour le mois de janvier pour les simulations couplée et forcée (**figure V.23**) semble montrer une faible modification de la circulation résiduelle. Des tests de sensibilité complémentaires devront être menés pour identifier plus clairement le rôle du déferlement des ondes dans la mésosphère.

### V.3.2.3 Effet radiatif de l'ozone ?

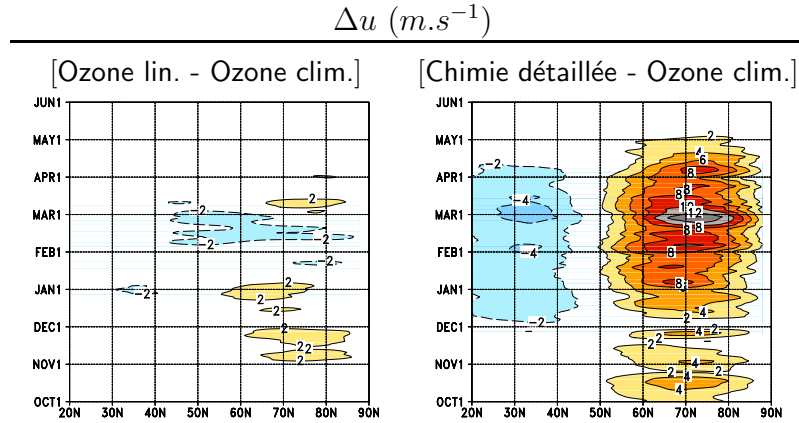
Examinons désormais le rôle de la chimie stratosphérique, en particulier le rôle de l'ozone. La **figure V.24** représente les différences pour la saison hivernale du champ d'ozone simulé par le schéma chimique (modes forcé et couplé) et du champ d'ozone vu par la simulation de référence dans le schéma de rayonnement.



**Fig. V.24.** Coupes latitude-pressure de la différence absolue (ppmv) entre la moyenne hivernale (décembre-janvier-février) du rapport de mélange d'ozone obtenu en mode forcé CTM (gauche) et mode couplé CCM (droite) et celle obtenue à partir du champ d'ozone climatologique vu par le modèle en mode forcé. L'intervalle des contours est de 0.3 ppmv. Les valeurs négatives sont en pointillés noirs et les valeurs inférieures à -1.5 ppmv sont grisées.

Si on néglige l'influence de la dynamique sur la distribution d'ozone, le champ d'ozone simulé par le modèle en mode forcé peut être vu en première approximation comme le *nouveau* champ d'ozone pris en compte par le schéma de rayonnement du modèle en mode couplé. Le rapport de mélange volumique de l'ozone simulé par le modèle en mode forcé est à la fois plus faible de près de 1.2 ppmv (réduction de l'ordre de 40% en valeur relative) dans les régions polaires de la stratosphère et plus fort de 1 ppmv dans les moyennes et hautes latitudes (**figure V.24**, (a)). La modification des taux de chauffage radiatif induite par ces changements du champ d'ozone va vraisemblablement renforcer le gradient latitudinal de température, et par équilibre du vent thermique, renforcer le jet d'ouest. Cet effet direct semble ainsi constituer un des mécanismes permettant d'expliquer la modification du vortex polaire dans l'hémisphère nord. Toutefois, trois réflexions supplémentaires semblent réduire l'importance de ce facteur.

D'une part, le champ d'ozone simulé par le module chimique dans l'hémisphère sud en hiver (juin-juillet-août) présente avec le champ d'ozone climatologique des différences similaires à celles constatées dans l'hémisphère nord, avec une réduction (augmentation) aux hautes latitudes (moyennes latitudes). Pourtant, le jet d'ouest dans l'hémisphère sud semble assez peu affecté par l'introduction de la chimie interactive (voir la **figure V.2** notamment).



**Fig. V.25.** Cycle annuel moyen (d'octobre à mai), dans l'hémisphère nord à 50 hPa, des différences de vent zonal en moyenne zonale entre une simulation incluant l'ozone linéaire et une simulation de référence (ozone climatologique) - (a)- et entre la simulation couplée (chimie interactive) et la simulation forcée - (b)-. L'intervalle des contours est de  $2 m.s^{-1}$ .

On constate également que l'introduction du schéma linéaire d'ozone (qui, rappelons-le, permet de prendre en compte une rétroaction par la température) augmente également le contenu en ozone dans les moyennes latitudes de la stratosphère d'hiver. Pourtant, là encore, en examinant sur la **figure V.25** l'évolution temporelle des différences de vent zonal induites par l'introduction du schéma linéaire et par l'introduction de la chimie détaillée, on constate que l'effet *moyen* sur le jet d'ouest semble relativement minime.

Enfin, dernier point qui retient notre attention : le champ d'ozone simulé en mode couplé est quelque peu différent de celui de la simulation forcée (**figure V.24**, (b)), notamment à l'intérieur du vortex. Cette observation suggère la possibilité que le renforcement du vortex puisse réduire *dynamiquement* ou *chimiquement* l'ozone polaire et conduire ainsi à l'amplification du gradient latitudinal de température et au renforcement du vortex, créant ainsi une rétroaction positive. Dans le paragraphe qui suit, nous essayons de montrer que l'influence du vortex polaire sur le champ d'ozone est d'origine chimique et est liée à la présence des nuages stratosphériques polaires.

### V.3.2.4 La chimie hétérogène, un acteur incontournable ?

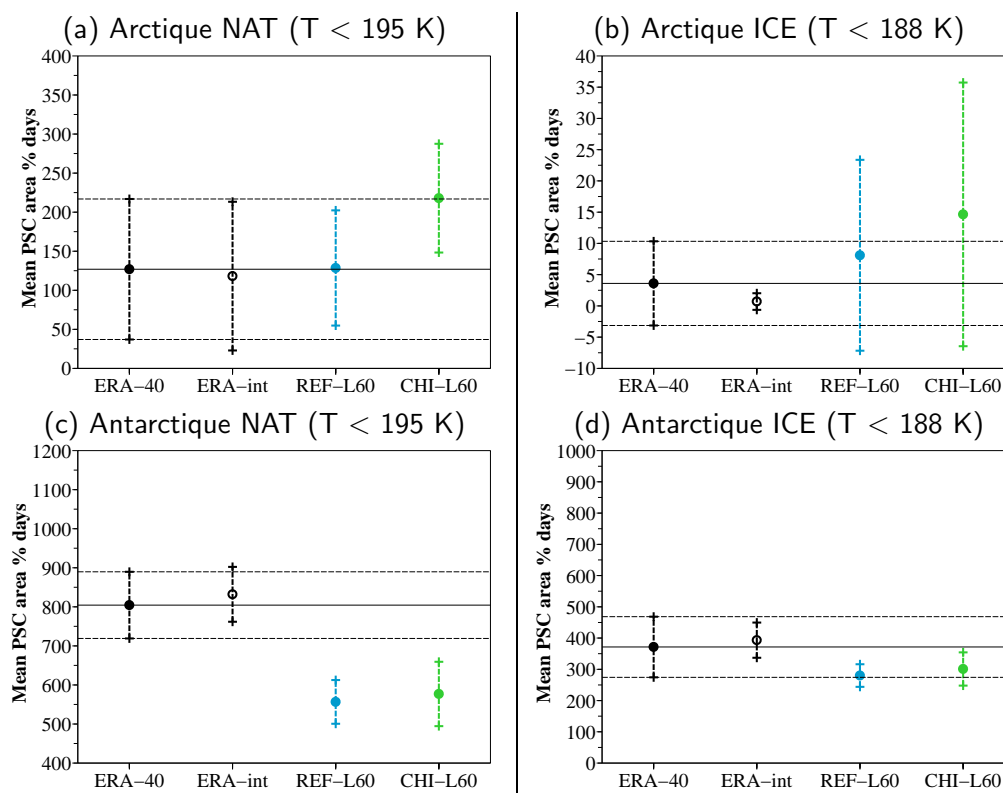
Afin de ne pas alourdir l'exposé, tout en permettant au lecteur peu averti de comprendre les phénomènes considérés, nous rappelons ici brièvement le rôle des nuages stratosphériques polaires (ou PSC pour *polar stratospheric clouds*) dans la destruction de l'ozone.

Bien que la stratosphère soit très sèche en termes de concentration relative de vapeur d'eau (de l'ordre de 5 ppmv), les températures extrêmement basses atteintes par les régions polaires lorsque celles-ci sont privées de rayonnement solaire sont suffisantes pour permettre, aux environs de 195 K, à 50 hPa, la formation de nuages fins. À cette température, la vapeur d'eau et l'acide nitrique se condensent et gèlent sur les aérosols d'acide sulfurique, présents dans toute la stratosphère, pour former des cristaux solides d'acide nitrique trihydraté (ou NAT pour *nitric acid trihydrate*, de formule chimique  $HNO_3 - 3H_2O$ ). Ces nuages stratosphériques polaires catalysent



des réactions chimiques qui n'ont pas lieu ou sont très lentes en phase gazeuse (Brasseur et Solomon, 2005). Ces réactions sont dites hétérogènes, car elles résultent d'interactions entre des espèces en phase gazeuse et d'autres en phase solide ou liquide. Elles convertissent rapidement les réservoirs chlorés HCl et ClONO<sub>2</sub> en espèces chlorées beaucoup plus instables HOCl et Cl<sub>2</sub>. Celles-ci sont en effet rapidement photo-dissociées dès le retour du soleil sur le vortex à la fin de l'hiver ou en bordure de vortex au cours de l'hiver. On parle alors d'activation du chlore dans la mesure où l'essentiel du chlore atmosphérique, habituellement sous la forme d'espèces réservoirs, est transformé en radicaux Cl et ClO, beaucoup plus actifs chimiquement vis à vis de l'ozone. Un cycle de destruction de l'ozone est alors enclenché (c'est le fameux *trou d'ozone*) et perdure jusqu'au réchauffement du vortex polaire qui met fin à la formation des PSC.

De la même manière que Pawson et al. (1999) ou que Austin et al. (2003), nous estimons le potentiel de formation des PSC, en calculant chaque jour le pourcentage de la surface de l'hémisphère considéré couverte par des températures à 50 hPa inférieures au seuil de formation des PSC à base de cristaux d'acide nitrique trihydraté (autrement dit,  $T_{nat} = 195$  K) ou au seuil de formation des PSC à base de cristaux de glace (autrement dit,  $T_{ice} = 188$  K). Ces pourcentages journaliers sont ensuite accumulés pendant toute la durée de la période hivernale et fournissent une estimation de la surface totale couverte par les PSC durant l'hiver. Les résultats obtenus pour les deux hémisphères sont présentés sur la **figure V.26**.



**Fig. V.26.** Moyenne pour les 30 années de simulation (1971-2000) de la surface couverte par des températures inférieures à 195 K et à 188 K, intégrée sur la totalité de la saison hivernale dans le cas de l'hémisphère nord -(a) et (b)- et de l'hémisphère sud -(c) et (d)-. Les points correspondent à la valeur moyenne, tandis que les croix correspondent à  $\pm 1$  écart-type. Les réanalyses ERA-40 et ERA-interim sont représentées en noir, la simulation forcée en bleu, et la simulation couplée en vert.

La fréquence d'occurrence des PSC est plus forte dans l'hémisphère sud, où les températures à l'intérieur du vortex sont plus basses. Le seuil de formation des nuages à base de cristaux de glace est par exemple rarement atteint dans l'hémisphère nord. Dans ce dernier, la simulation couplée

prévoit une formation potentielle de PSC de type NAT plus fréquente que dans la simulation forcée. Tout en restant dans des valeurs réalistes, la probabilité de formation des PSC dans l'hémisphère nord semble significativement plus forte dans la simulation couplée. La situation contraste avec celle de l'hémisphère sud. Dans celui-ci, les résultats obtenus semblent indépendants du mode (forcé ou couplé) utilisé. Il semble ainsi que la présence d'un vortex fort dans la simulation couplée crée des conditions favorables, dans l'hémisphère nord, à la formation de PSC et à l'activation de la chimie hétérogène.

Pour conforter cette analyse, nous réalisons une expérience identique à CCM (chimie couplée), dans laquelle nous désactivons la chimie hétérogène. L'analyse du cycle de vie du vortex polaire (non montré) montre que les caractéristiques principales obtenues en incluant la chimie interactive (vortex plus fort et plus long) sont conservées dans cette nouvelle simulation. Néanmoins, le vortex simulé est moins fort (pic autour de  $35 \text{ m.s}^{-1}$ ) et légèrement décalé vers l'équateur. Si l'on s'intéresse maintenant à la quantité d'ozone totale (**figure V.15**), on s'aperçoit que la colonne totale d'ozone simulée par le modèle incluant la chimie hétérogène est nettement moins forte dans les hautes latitudes à la fin de l'hiver. Ces constatations accréditent le rôle amplificateur de la chimie hétérogène à travers la boucle de rétroaction suivante : moins d'ozone dans les hautes latitudes crée un vortex plus fort et plus froid, ce qui a pour conséquence de favoriser la formation des PSC et l'activation de la chimie hétérogène, qui détruit l'ozone et crée des conditions encore plus froides.

### V.3.2.5 Rôle des ondes planétaires ?

Nous terminons cette analyse en examinant le rôle des ondes quasi-stationnaires dans ce mécanisme de renforcement du jet à partir de la transformée de Fourier de la moyenne mensuelle  $\langle \Phi \rangle$  du géopotential (Andrews et al. (1987), p 221),

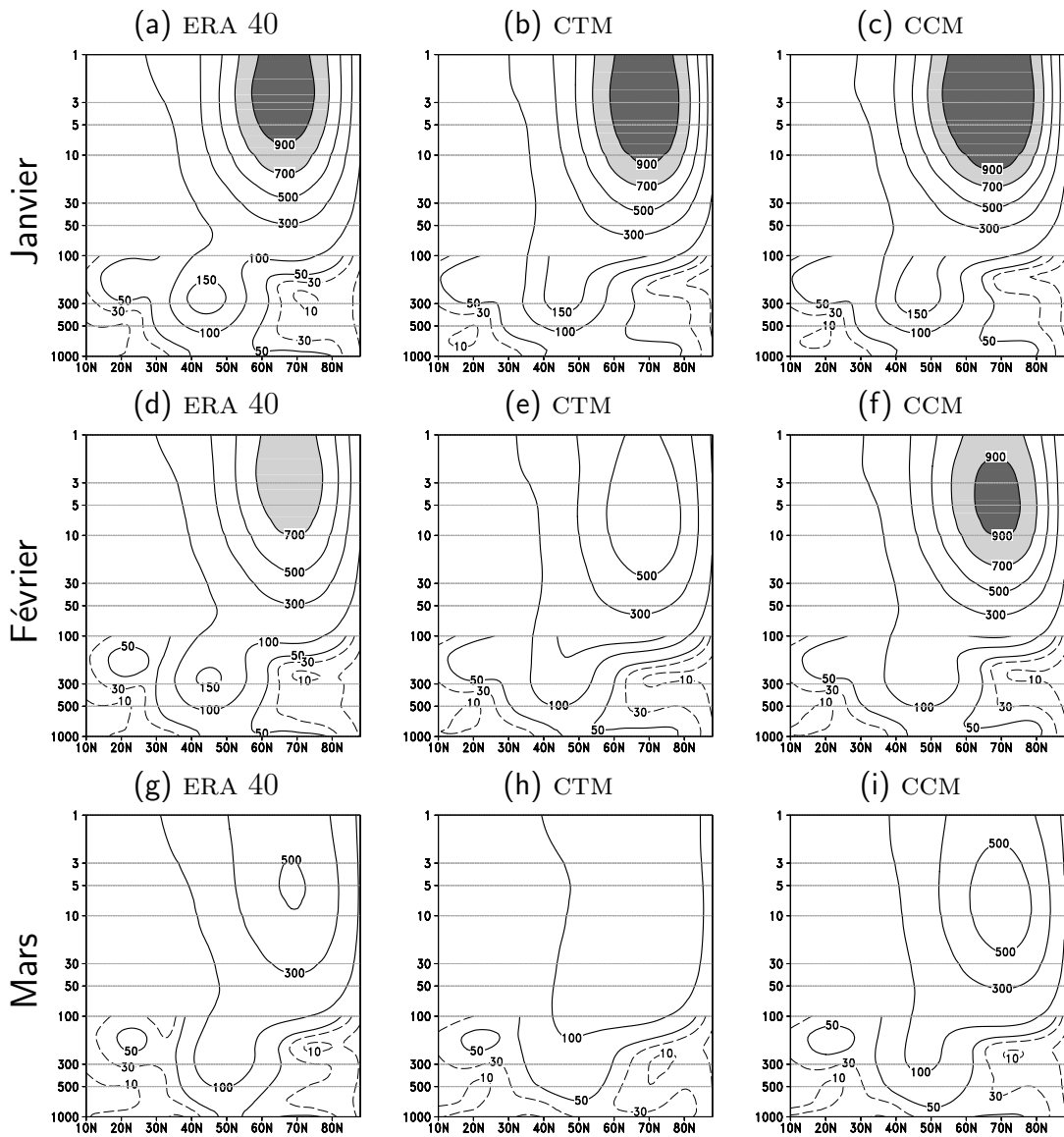
$$\langle \Phi \rangle(\phi, z, \lambda) = A_0(\phi, z) + \sum_{s=1}^S A_s(\phi, z) \cos[s\lambda + \alpha_s(\phi, z)] \quad (\text{V.4})$$

expression dans laquelle  $\lambda$  désigne la longitude,  $\phi$  la latitude,  $A_s$  et  $\alpha_s$  l'amplitude et la phase de chaque nombre d'onde *planétaire*  $s$ . L'asymétrie zonale peut ainsi être décrite en regardant des coupes méridiennes de l'amplitude  $A_s$ , comme cela est fait pour l'onde 1 sur la **figure V.27** pour les mois de janvier, février et mars.

Le modèle forcé représente correctement la propagation de l'onde 1 au mois de janvier mais sous-estime assez largement l'amplitude de cette onde dans la stratosphère pour les deux mois suivants. Le modèle avec chimie interactive reproduit de manière fidèle la structure verticale de l'amplitude de l'onde 1 mais la surestime néanmoins dans la stratosphère. En simulant un vortex plus fort, il autorise plus facilement la propagation verticale de l'onde 1 (c'est particulièrement le cas en mars). L'analyse attentive de  $A_1$  au mois de mars (**figure V.27**, (g), (h) et (i)) montre que l'effet du couplage ne semble pas seulement confiné dans la stratosphère mais paraît également sensible dans la troposphère (dans le modèle couplé, le contour 100 m descend comme dans la réanalyse jusqu'à mi-troposphère).

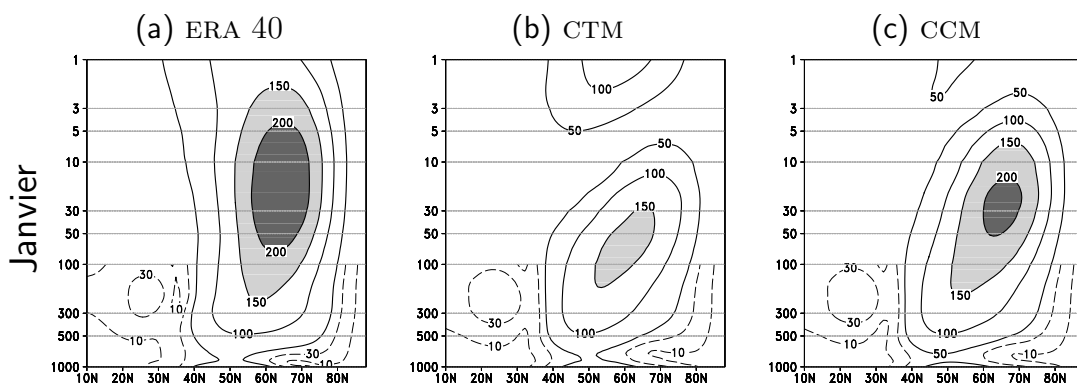
L'onde  $s = 2$  est également capable de se propager jusque dans la stratosphère, comme le montre la **figure V.28**. De la même manière que l'onde 1, la propagation verticale de l'onde 2 semble également favorisée par le vortex fort simulé par le modèle couplé. C'est surtout le cas pour le mois de janvier (pour les mois de février et mars (non montrés), les résultats sont similaires).

Cette modification de l'activité des ondes stationnaires dans la stratosphère a des conséquences sur la variabilité stratosphérique (cf chapitre 3). C'est ce que nous voyons en examinant tout d'abord la **figure V.29**, qui représente la coupe méridienne de la variabilité



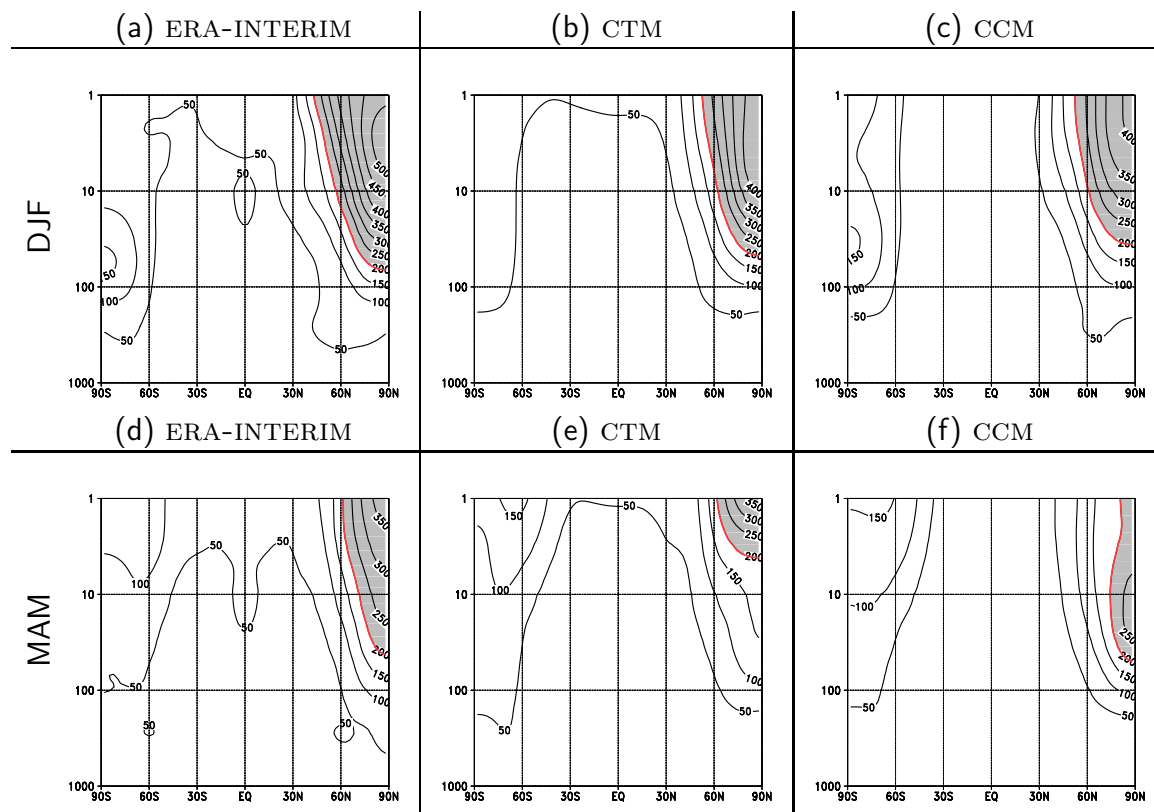
**Fig. V.27.** Coupes latitude-pression de l'amplitude  $A_s$  de l'onde planétaire  $s = 1$  calculée à partir de la moyenne mensuelle du géopotentiel pour les mois de janvier (haut), février (milieu) et mars (bas), pour la réanalyse ERA 40 -(a), (d) et (g)-, la simulation de référence (CTM) -(b), (e) et (h)- et la simulation avec chimie interactive -(c), (f) et (i)-. Les intervalles de contour sont identiques pour l'ensemble des figures :  $\{10, 30, 50, 100, 150 \text{ m}\}$  en dessous de 100 hPa et  $\{100, 300, 500, 700, 900 \text{ m}\}$  au-dessus. Les contours inférieurs à 30 m sont en pointillés et les contours supérieurs à 700 m sont grisés.

interannuelle du géopotentiel pour l'hiver et le printemps. Cette variabilité est particulièrement forte en hiver aux hautes latitudes, ce qui est bien reproduit par le modèle en mode forcé ou couplé. L'introduction de la chimie interactive permet toutefois de simuler une variabilité plus forte (et plus réaliste) dans la basse stratosphère, au printemps. Ce qui est cohérent non seulement avec l'analyse précédente mais aussi avec la **figure V.5**. Il apparaît en effet clairement que le nombre de réchauffements stratosphériques soudains simulés par le modèle couplé à la fin de l'hiver et au début du printemps semble tout à fait raisonnable, au contraire de la simulation forcée. Les SSW sont par contre plus rares dans le courant de l'hiver (janvier), ce qui est probablement lié à la présence d'un vortex trop fort et trop *impermeable*. Ainsi, l'introduction de



**Fig. V.28.** Idem que la figure V.27 pour l'onde  $s = 2$  et le seul mois de janvier. Les intervalles de contour sont identiques pour l'ensemble des figures :  $\{10, 30, 50, 100, 150 \text{ m}\}$  en dessous de 100 hPa et  $\{100, 150, 200 \text{ m}\}$  au-dessus. Les contours inférieurs à 30 m sont en pointillés et les contours supérieurs à 150 m sont grisés.

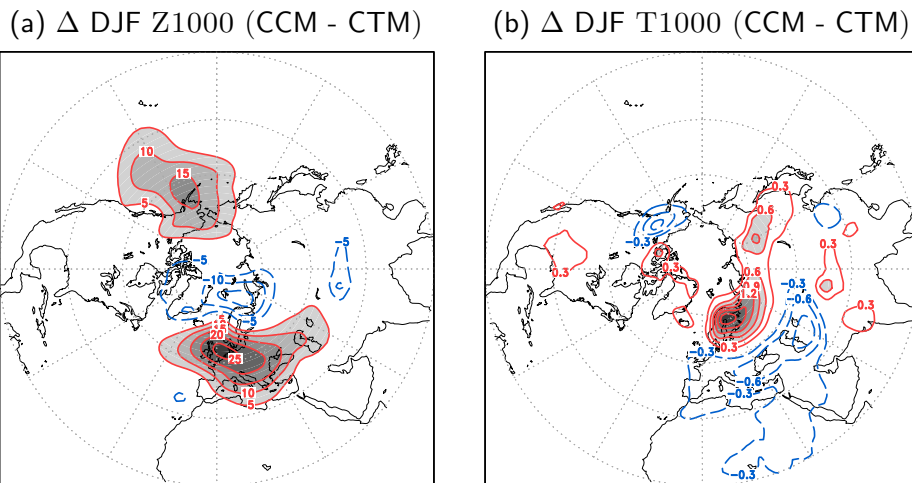
la chimie interactive a des conséquences sur la variabilité dans la stratosphère hivernale (c'est également le cas dans l'hémisphère sud).



**Fig. V.29.** Coupes latitudes-pression de la variabilité interannuelle du géopotentiel (m) pour les saisons d'hiver (décembre-janvier-février) et de printemps (mars-avril-mai) dans l'hémisphère nord, pour la réanalyse era-interim -(a) et (d)-, pour la simulation forcée -(b) et (e)- et pour la simulation couplée -(c) et (f)-. L'intervalle de contour est de 50 m. Les contours supérieurs à 200 sont grisés.

La circulation dans la troposphère est-elle également modifiée par cette modélisation plus réaliste de la stratosphère hivernale? Un certain nombre d'études (rappelées dans le chapitre 3) montre en effet l'influence de la stratosphère sur la troposphère. Pour cela, nous examinons sim-

plement la différence des climatologies hivernales du géopotential et de la température à 1000 hPa entre la simulation couplée et la simulation forcée. La **figure V.30** montre que l'impact d'une modification du vortex peut avoir des conséquences en surface, comme l'ont précédemment montré Norton (2003), Boville (1984) ou encore Lott et al. (2005). On note dans la simulation couplée des hauteurs de géopotential plus fortes au-dessus des moyennes latitudes et plus faibles au-dessus des régions arctiques. Cette différence de géopotential semble se traduire par un contraste thermique entre les régions scandinaves et baltiques (plus chaudes) et le reste de l'Europe. L'analyse demande toutefois à être affinée, en regardant notamment la propagation du principal mode de variabilité, l'oscillation arctique.



**Fig. V.30.** Différences entre la simulation couplée et la simulation forcée de la climatologie hivernale du géopotential à 1000 hPa (a) et de la température à 1000 hPa (b). Pour les différences de géopotential, l'intervalle de contour est de 5 m. Pour les différences de températures, il est de 0.3 K.

Cette analyse de l'influence du couplage par la chimie dans le modèle ARPEGE-Climat montre le rôle important joué par la chimie à travers la rétroaction probable via la formation des nuages stratosphériques. La réflexion doit cependant être approfondie. Cela passe par l'étude du rôle d'autres acteurs potentiels (autres gaz à effet de serre notamment) et par de nouvelles expériences de sensibilité judicieuses afin d'essayer de quantifier la contribution des différents acteurs à la dynamique de la stratosphère hivernale dans les régions polaires.

**La modélisation de l'atmosphère moyenne semble devoir tenir compte d'une chimie de la stratosphère relativement détaillée pour prendre en compte des effets non linéaires dont le rôle semble particulièrement notable pour les hautes latitudes. L'interactivité de la chimie semble également requise dans les régions où la dynamique joue un rôle moins prédominant et où l'équilibre radiatif doit être simulé avec soin, ce qui semble être le cas dans les régions tropicales dans la basse mésosphère et la haute stratosphère. Le modèle de chimie-climat paraît constituer un outil particulièrement adapté pour étudier ces interactions. □**



# Chapitre VI

## Conclusion et perspectives

---

### Synthèse

Durant cette thèse, nous nous sommes attachés à développer des pistes d'amélioration de la modélisation de l'atmosphère moyenne (*chapitres 4 et 5*) tout en examinant le rôle potentiel de cette amélioration dans la circulation troposphérique (*chapitre 3*).

### Ondes de gravité

Cela a tout d'abord consisté à tester l'influence d'une paramétrisation des ondes de gravité dans le modèle ARPEGE-Climat. L'importance de la contribution des ondes de gravité au forçage de la circulation à grande échelle de l'atmosphère moyenne est désormais reconnue mais la représentation de ces ondes dans les modèles de circulation générale (GCM) n'est pas encore pleinement satisfaisante. La plupart de ces modèles contiennent actuellement deux types de paramétrisations : une pour les ondes générées par le relief et une pour tous les autres types d'ondes de gravité. Jusque là, le modèle ARPEGE-Climat incluait seulement une paramétrisation pour les ondes orographiques. Ainsi, le travail a dans un premier temps consisté à inclure une paramétrisation d'ondes de gravité non orographiques dans ce modèle.

Au contraire des paramétrisations d'ondes orographiques qui relient la génération d'ondes à l'écoulement au-dessus du relief, les paramétrisations des ondes de gravité non orographiques ne font pas dépendre les caractéristiques principales de ces ondes des phénomènes météorologiques associés à leur création (convection, frontogénèse). L'absence (jusqu'à peu) d'observations globales pouvant permettre de contraindre ces grandeurs caractéristiques (flux de quantité de mouvement transporté par les ondes notamment) a conduit à des réglages *ad hoc* de ces paramétrisations (i. e. produisant des effets réalistes). Pour une même paramétrisation, les valeurs employées par les différents modèles sont ainsi bien différentes d'un modèle à l'autre.

Le réglage de ces paramétrisations constitue dès lors un exercice délicat. Durant cette thèse, nous avons essayé d'utiliser à la fois les données d'observations récemment collectées et les résultats de simulations numériques à grande échelle et à haute résolution pour restreindre le choix des paramètres ajustables. Nous avons ainsi montré que la principale limitation de ces paramétrisations (ondes générées uniformément sur l'ensemble du globe quelle que soit la saison) pouvait éventuellement être dépassée en faisant le choix d'un niveau d'émission dans la moyenne troposphère.

La paramétrisation WMS utilisée semble alors capable de produire des champs de flux de quantité de mouvement réalistes. L'ajout de cette paramétrisation dans le modèle de circulation

générale modifie sensiblement la circulation atmosphérique, que ce soit dans la mésosphère ou dans la stratosphère. Nous avons essayé dans la mesure du possible de comprendre et d'expliquer les processus à l'origine de tels effets. L'inclusion de la paramétrisation des ondes de gravité n'a toutefois pas permis d'aboutir à la modélisation réaliste de l'oscillation quasi-biennale. Un certain nombre de *limitations* à cette génération *spontanée* de la QBO a néanmoins pu être identifiées dans le fonctionnement du modèle.

## Chimie

Nous nous sommes également intéressés à la modélisation des interactions chimie-climat, à travers le développement d'un modèle de chimie-climat pour lequel le schéma chimique RE-PROBUS a été couplé avec le modèle ARPEGE-Climat. Une première ébauche de validation de ce nouveau modèle a laissé entrevoir des résultats tout à fait encourageants. Le modèle couplé simule ainsi correctement l'évolution annuelle des concentrations d'ozone. La dynamique de la stratosphère dans les régions polaires en hiver qui constitue généralement une tâche délicate pour la plupart des GCM est bien reproduite par le modèle de chimie-climat.

Le couplage par la chimie peut dès lors constituer une *valeur ajoutée* certaine pour un modèle climatique, non seulement dans la stratosphère hivernale mais aussi dans la mésosphère. Les biais chauds observés dans cette région dans la plupart des GCM semblent pouvoir être réduits par l'utilisation d'une chimie interactive.

## Interactions troposphère-stratosphère

Le modèle développé durant cette thèse semble d'ores et déjà devoir constituer un outil tout à fait pertinent pour simuler une stratosphère réaliste et comprendre les mécanismes par lesquels la stratosphère et la troposphère interagissent. Cette thèse ne s'est en effet pas seulement concentrée sur l'étude de l'atmosphère moyenne *en soi*, elle a aussi exploré les liens existant entre la stratosphère (équatoriale en l'occurrence) et la circulation de la troposphère, et a mis en évidence certains mécanismes possibles d'interaction.

## Perspectives

Par l'étendue des domaines couverts, cette thèse a soulevé de nombreuses questions qui méritent d'être approfondies. Nous identifions au moins cinq axes de recherche dans la continuité de cette thèse. Ils ne sont bien entendu pas indépendants les uns des autres et devront probablement être menés de front.

## Approfondir les liens troposphère-stratosphère

Nous avons dans ce manuscrit mis en évidence un certain nombre d'études qui soulignent le rôle dynamique de la stratosphère dans la circulation de la troposphère. Au même titre que les conditions aux limites océaniques constituent par leur comportement basse fréquence une source de prévisibilité importante, la stratosphère peut être considérée comme influente à l'échelle saisonnière. Mais la représentation de la stratosphère reste sûrement trop inexacte dans la plupart des modèles de prévision saisonnière pour jouer le rôle qu'un grand nombre d'études lui prêtent, tant aux moyennes et hautes latitudes de l'hémisphère nord que dans les régions tropicales. Des études statistiques plus poussées semblent ainsi tout à fait complémentaires avec des progrès dans la dynamique simulée.



## Les paramétrisations d'ondes de gravité

À de maintes reprises, cette étude a mis en évidence le rôle crucial des ondes (planétaires ou de gravité) dans la modélisation de l'atmosphère moyenne. Le transport vertical de quantité de mouvement qu'elles induisent est à l'origine des principaux modes de variabilité dans la stratosphère (des oscillations équatoriales aux réchauffements stratosphériques soudains). Les paramétrisations aujourd'hui disponibles pour les représenter doivent sûrement être revues ou améliorées : elles souffrent d'une distribution uniforme et d'un spectre trop théorique. Ainsi, le réglage de ces paramétrisations reste encore artificiel. Une des pistes de réflexion possibles peut concerner la possibilité d'introduire une part d'aléatoire dans ces paramétrisations. Certaines études préliminaires montrent en effet qu'une composante stochastique peut permettre de rendre compte de phénomènes observés et encore absents des modèles globaux (Birner et Williams, 2008). Le développement de ces paramétrisations doit être mené conjointement à une analyse plus fine des paramétrisations des ondes de gravité orographiques dont le rôle dans l'atmosphère moyenne semble non négligeable, alors qu'elles ont été réglées initialement pour d'autres usages. Et il n'est pas impossible d'envisager des paramétrisations uniques pour traiter à la fois les ondes de gravité stationnaires et les ondes de gravité non orographiques.

## La modélisation de la QBO

La modélisation de la QBO est bien entendu liée à ces paramétrisations d'ondes de gravité. Mais bien d'autres acteurs sont essentiels, et doivent être examinés avec plus de détails et de précision. Le schéma de convection devra premièrement être analysé plus finement afin de déterminer la quantité d'ondes générées. Il pourra par la suite être modifié pour permettre de conserver un état moyen raisonnable et de fournir une variabilité plus adaptée aux besoins de la stratosphère équatoriale. Deuxièmement, des tests beaucoup plus systématiques sur l'influence de la diffusion horizontale devront être menés afin de comprendre l'impact de cette *facilité* numérique. La sensibilité du modèle à la répartition des niveaux revêt elle aussi une importance toute particulière (Eckermann, 2008).

## Le transport

Cette étude a également mis en évidence un défaut systématique des modèles de circulation générale : les âges de l'air simulés restent bien souvent inférieurs à ceux estimés à partir de diverses observations. L'âge de l'air dépend à la fois de la dynamique résolue par les GCM, des paramétrisations sous-maille de la turbulence et de la diffusion associée, et des propriétés des schémas numériques utilisés pour le transport des espèces. Ce dernier point semble particulièrement crucial. La mise en oeuvre de nouveaux schémas d'advection (Colella et Woodward, 1984; Zerroukat et al., 2006), déjà testés durant cette thèse dans des configurations simples, pourrait permettre d'éclaircir ce rôle et d'améliorer une composante essentielle des modèles de chimie-climat.

## La chimie

Dans le droit fil des études menées durant cette thèse, le travail de compréhension des mécanismes de couplage chimie-climat doit être approfondi et mené de front avec l'amélioration du modèle. Des tests de sensibilité apparaissent d'ores et déjà possibles : ils peuvent concerner l'ajout de la composante océanique au modèle de chimie-climat, l'étude des perturbations engendrées par les rejets de polluants par les avions ou l'influence de la couverture de neige. Enfin, la prise en compte des processus typiquement troposphériques dans l'évolution des traceurs, tels

que la convection, le lessivage ou les émissions et dépôts à la surface pourrait permettre à terme d'améliorer la représentation des aérosols dans le modèle.

# Chapitre VII

## Annexes

### VII.1 Coordonnée verticale généralisée

#### VII.1.1 Formalisme mathématique

Le système de coordonnées cartésien  $(x, y, z, t)$  peut être remplacé par un système de coordonnées  $(x, y, s, t)$  où la coordonnée verticale généralisée  $s$  est telle que les variables  $(x, y, z, s, t)$  sont reliées par une équation du type

$$F(x, y, z, s, t) = 0 \quad (\text{VII.1})$$

La variable  $s$  peut ainsi s'écrire comme une fonction (éventuellement inconnue) des quatre autres variables considérées. Par commodité - *c'est un abus de notation* - nous noterons également  $s$  cette fonction, autrement dit

$$s = s(x, y, z, t) \quad (\text{VII.2})$$

Il existe aussi une fonction, elle aussi notée abusivement  $z$ , telle que  $z = z(x, y, s, t)$ , dont on peut montrer, en utilisant la différentielle de la fonction d'état  $F$ , qu'elle est reliée à la fonction  $s$  par la formule

$$\frac{\partial s}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial s} = 1 \quad (\text{VII.3})$$

Dans un tel formalisme, toute fonction scalaire peut s'écrire indifféremment avec l'un ou l'autre des jeux de variables. Il faut cependant bien comprendre que, d'un point de vue mathématique, ce ne sont pas les *mêmes* fonctions. On écrira

$$A = A_1(x, y, z, t) = A_2(x, y, s, t) \quad (\text{VII.4})$$

Le lien entre les fonctions  $A_1$  et  $A_2$  ainsi définies se fait en utilisant la définition des fonctions  $s$  et  $z$ , autrement dit

$$A_1(x, y, z, t) = A_2(x, y, s(x, y, z, t), t) \quad \text{et} \quad A_2(x, y, s, t) = A_1(x, y, z(x, y, s, t), t) \quad (\text{VII.5})$$

Soit  $c$  une variable pouvant indifféremment représenter  $x, y$  ou  $t$ . Alors la dérivée partielle de  $A$  par rapport à  $c$  dans le nouveau système de coordonnée s'écrit, en utilisant à la fois les formules de dérivations composées et les relations (VII.5)

$$\frac{\partial A}{\partial c} \equiv \frac{\partial A_2}{\partial c} = \frac{\partial A_1}{\partial c} + \frac{\partial z}{\partial c} \frac{\partial A_1}{\partial z} \quad (\text{VII.6})$$

On a également

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{\partial s}{\partial z} \frac{\partial A_2}{\partial s} \quad (\text{VII.7})$$

Si bien que

$$\frac{\partial A_1}{\partial c} = \frac{\partial A_2}{\partial c} - \frac{\partial s}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial c} \frac{\partial A_2}{\partial s} \quad (\text{VII.8})$$

Une notation ambiguë mais largement utilisée dans la littérature consiste à écrire indifféremment  $A$  en lieu et place de  $A_1$  et  $A_2$ , mais à ajouter un indice à la dérivée partielle pour permettre la lecture. On écrira par exemple  $\partial A_1 / \partial c \equiv (\partial A / \partial c)_z$ . Cela signifie que l'on dérive en gardant  $z$  constant, ce qui sous-entend que la fonction  $A$  dérivée est prise comme une fonction de  $z$  (et non de  $s$ ). Cet indice n'est cependant pas précisé lorsqu'il n'y pas d'ambiguïté (c'est le cas pour une dérivée partielle par rapport à  $z$  ou à  $s$ ). La formule (VII.8) devient donc

$$\left( \frac{\partial A}{\partial c} \right)_z = \left( \frac{\partial A}{\partial c} \right)_s - \frac{\partial s}{\partial z} \left( \frac{\partial z}{\partial c} \right)_s \frac{\partial A}{\partial s} \quad (\text{VII.9})$$

Dès lors, la dérivée totale  $D/Dt$  prend la forme

$$\left( \frac{D}{Dt} \right)_z = \left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_s + \mathbf{u} \cdot \nabla_s + \dot{s} \frac{\partial}{\partial s} \equiv \left( \frac{D}{Dt} \right)_s \quad (\text{VII.10})$$

où  $\mathbf{u} = (u, v)$  désigne le vecteur vitesse horizontal et  $\dot{s}$  la vitesse verticale généralisée

$$\dot{s} \equiv \left( \frac{Ds}{Dt} \right)_z = \left[ w - \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_s - \mathbf{u} \cdot \nabla_s z \right] \frac{\partial s}{\partial z} \quad (\text{VII.11})$$

Nous avons désormais tous les outils (relations (VII.7), (VII.8) et (VII.10)) pour transformer les équations primitives dans le nouveau système de coordonnées. Nous ne détaillerons toutefois dans le cas général que la transformation de l'équation de continuité.

### VII.1.2 Équation de continuité

Considérons l'équation de conservation de la masse sous la forme

$$\left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_z + \nabla_z \cdot (\rho \mathbf{u}) + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (\text{VII.12})$$

La relation (VII.9) permet d'une part d'écrire que

$$\nabla_z \cdot (\rho \mathbf{u}) = \nabla_s \cdot (\rho \mathbf{u}) - \frac{\partial s}{\partial z} \nabla_s z \cdot \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial s} \quad (\text{VII.13})$$

D'autre part, la relation (VII.11) permet d'exprimer la vitesse verticale  $w$  en fonction de la vitesse verticale généralisée  $\dot{s}$  et d'écrire ainsi

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s} \left[ \rho \left( \frac{\partial z}{\partial s} \dot{s} + \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_s + \mathbf{u} \cdot \nabla_s z \right) \right] \quad (\text{VII.14})$$

Le développement de la formule (VII.14) permet, après un calcul fastidieux, d'aboutir à l'équation de continuité dans le nouveau système de coordonnées

$$\rho \frac{\partial s}{\partial z} D_t \left( \frac{\partial z}{\partial s} \right) + \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_s + \nabla_s \cdot (\rho \mathbf{u}) + \frac{\partial(\rho \dot{s})}{\partial s} = 0 \quad (\text{VII.15})$$

que l'on peut aussi écrire sous la forme

$$D_t \left( \frac{\partial z}{\partial s} \right) + \frac{\partial z}{\partial s} \left( \frac{1}{\rho} D_t \rho + \nabla_s \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial \dot{s}}{\partial s} \right) = 0 \quad (\text{VII.16})$$

### VII.1.3 Coordonnée log-pression

On choisit désormais comme coordonnée verticale généralisée  $s$  l'altitude log-pression  $z^*$  définie comme

$$z^* = -H \ln(p/p_s) \quad (\text{VII.17})$$

où  $p_s$  désigne la pression standard et  $H$  est une hauteur moyenne ( $\equiv RT_s/g$ , où  $T_s$  est une température constante de référence). L'état thermodynamique de l'atmosphère est alors spécifié par les champs de température  $T \equiv T(x, y, z^*, t)$  et de géopotiel  $\Phi \equiv \Phi(x, y, z^*, t)$ , défini par

$$\nabla_z \Phi = g\mathbf{k} \quad (\text{VII.18})$$

#### VII.1.3.1 Gradient horizontal de pression

Évaluons désormais les composantes horizontales des forces de pression dans ce nouveau système de coordonnées. En vertu de la relation (VII.6), de la définition de  $z^*$  qui permet d'écrire  $(\partial_x p)_{z^*} = 0$  et de l'utilisation de l'équation hydrostatique  $\partial_z p = -\rho g$ , on a  $(\partial p/\partial x)_z = \rho g(\partial z/\partial x)_{z^*}$ . De la même manière, les relations (VII.6) et (VII.18) donnent  $(\partial \Phi/\partial x)_{z^*} = g(\partial z/\partial x)_{z^*}$ . Finalement, comme l'analyse ci-dessus vaut aussi pour  $y$ , on peut écrire

$$\frac{1}{\rho} \nabla_z p = \nabla_{z^*} \Phi \quad (\text{VII.19})$$

Ainsi, dans ce nouveau système de coordonnées log-pression, le gradient horizontal de pression est assimilé au gradient de géopotiel, à pression constante. L'avantage tient au fait que la densité n'apparaît plus explicitement dans les équations primitives.

#### VII.1.3.2 Équation hydrostatique

En utilisant les relations (VII.7), (VII.18) et l'équation des gaz parfaits, il n'est pas difficile de montrer que l'équation hydrostatique s'écrit dans le nouveau système de coordonnées de la façon suivante

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z^*} = \frac{RT}{H} \quad (\text{VII.20})$$

#### VII.1.3.3 Équation de continuité

Si on note  $w^*$  la vitesse verticale dans ce nouveau système de coordonnées, autrement dit  $w^* \equiv D_t z^*$ , la relation (VII.16) devient

$$\nabla_{z^*} \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} - \frac{w^*}{H} = 0 \quad (\text{VII.21})$$

que l'on écrit habituellement sous la forme

$$\nabla_{z^*} \cdot \mathbf{u} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(\rho_0 w^*)}{\partial z^*} = 0 \quad (\text{VII.22})$$

en notant  $\rho_0(z^*) = \rho_s \exp(-z^*/H)$  le profil de densité, avec  $\rho_s \equiv p_s/RT_s$ .

#### VII.1.3.4 Équation de conservation de l'énergie

Considérons l'équation de conservation de l'énergie écrite sous la forme

$$\frac{DS}{Dt} = \frac{J}{T} \quad (\text{VII.23})$$

où  $J$  désigne les apports de chaleur par unité de masse (comprenant à la fois les frottements visqueux et la divergence des flux radiatifs),  $T$  la température et  $S$  désigne l'entropie

$$S = c_p \ln T - R \ln p + \text{cste} \quad (\text{VII.24})$$

On préfère souvent à l'entropie la notion équivalente de température potentielle, définie comme la température qu'atteindrait un élément de fluide s'il était porté par une transformation adiabatique à la pression standard  $p_s$ . Compte-tenu de la relation des gaz parfaits et de la relation (VII.24), on a, en posant  $\kappa = R/c_p$

$$\theta = T(p_s/p)^\kappa \quad (\text{VII.25})$$

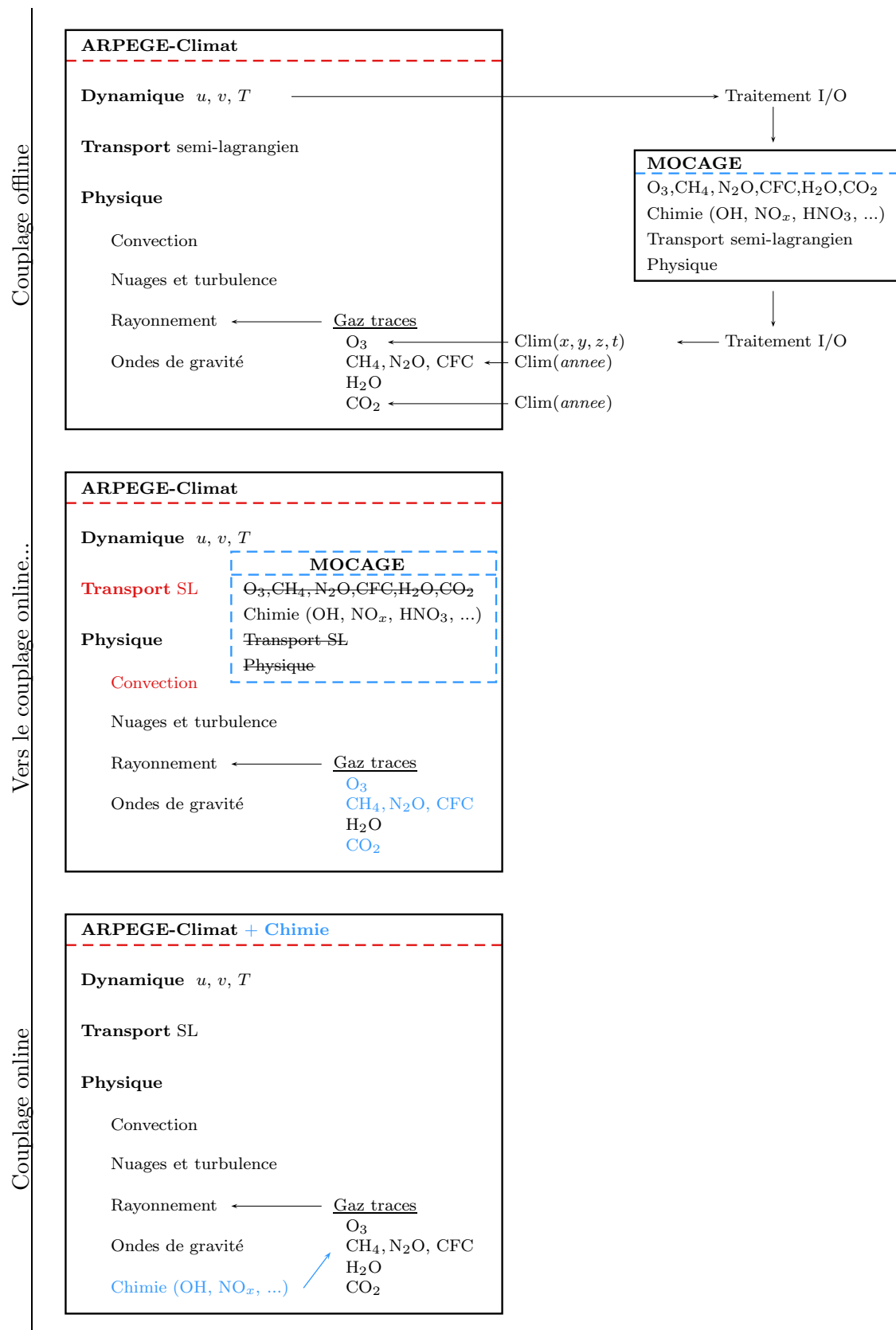
L'équation de conservation de l'énergie prend la forme

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\theta}{T} \frac{J}{c_p} \quad (\text{VII.26})$$

et devient simplement dans le système de coordonnées log-pression

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{J}{c_p} e^{\kappa z/H} \equiv Q \quad (\text{VII.27})$$

## VII.2 Représentation schématique d'un modèle de chimie-climat



**Fig. VII.1.** Représentation schématique du couplage de la chimie dans le modèle ARPEGE-Climat. Le graphique du haut correspond au schéma existant avant cette thèse. Le graphique du milieu détaille les enjeux de ce couplage tandis que le graphique du bas détaille le fonctionnement du modèle nommé CNRM-CCM dans cette thèse.





# Bibliographie

- Akiyoshi, H. et al. (2009). A CCM simulation of the breakup of the Antarctic polar vortex in the years 1980-2004 under the CCM-VAL scenarios. *J. Geophys. Res.*, *114*, D03103.
- Alexander, M. J. and T. J. Dunkerton (1999). A spectral parameterization of mean flow forcing due to breaking gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, *56*, 4167–4182.
- Alexander, M. J. et al. (2010). Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *136*, 1103–1124.
- Alexander, M. J. and K. H. Rosenlof (1996). Nonstationary gravity wave forcing of the stratospheric zonal mean wind. *J. Geophys. Res.*, *101*, 23465–23474.
- Andrews, D. G., J. R. Holton and C. B. Leovy (1987). Middle atmosphere dynamics. *Academic Press*, 489 pp.
- Austin, J. et al. (2003). Uncertainties and assessments of chemistry-climate models of the stratosphere. *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1–27.
- Baldwin, M. P. and T. J. Dunkerton (1999). Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J. Geophys. Res.*, *104*, 30937–30946.
- Baldwin, M. P. and T. J. Dunkerton (2001). Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes. *Science*, *294*, 581–584.
- Baldwin, M. P. et al. (2001). The quasi-biennial oscillation. *Rev. Geophys.*, *6*, 179–229.
- Baldwin, M. P. and L. J. Gray (2005). Tropical stratospheric zonal winds in ERA40 reanalysis, rocketsonde data, and rawinsonde data. *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L09806.
- Baldwin, M. P. and D. W. Thompson (2009). A critical comparison of stratosphere-troposphere coupling indices. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *135*, 1661–1672.
- Beagley, S. R., J. de Grandpré, J. N. Koshyk, N. A. McFarlane and T. G. Shepherd (1997). Radiative-dynamical climatology of the first-generation Canadian Middle Atmosphere Model. *Atmosphere-Ocean*, *35*, 293–331.
- Bechtold, P. et al. (2001). A mass-flux convection scheme for regional and global models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *127*, 869–886.
- Bechtold, P. et al. (2009). Improvements in the stratosphere and mesosphere of the IFS. *ECMWF Newsletter*, *120*, 22–31.

- Bender, C. M. and S. A. Orszag (1978). Advanced mathematical methods for scientists and engineers. 593 pp.
- Birner, T. and P. D. Williams (2008). Sudden stratospheric warmings as noise-induced transitions. *J. Atmos. Sci.*, *65*, 3337–3343.
- Boer, G. J. and K. Hamilton (2008). QBO influence on extratropical predictive skill. *Clim. Dyn.*, *31*, 987–1000.
- Bossuet, C., M. Déqué and D. Cariolle (1998). Impact of a simple parameterization of convective gravity wave drag in a stratosphere-troposphere general circulation model. *Ann. Geophys.*, *16*, 238–249.
- Bougeault, P. (1985). A simple parameterization of the large-scale effects of cumulus convection. *Mon. Wea. Rev.*, *113*, 2108–2121.
- Boville, B. A. (1984). The influence of the polar night jet on the tropospheric circulation in a GCM. *J. Atmos. Sci.*, *41*, 1132–1142.
- Boville, B. A. (1995). Middle atmosphere version of CCM2 (MACCM2) : annual cycle and interannual variability. *J. Geophys. Res.*, *100*, 9017–9039.
- Brasseur, G. P. and S. Solomon (2005). Aeronomy of the middle atmosphere : chemistry and physics of the stratosphere and mesosphere. *Springer, 3rd éd.*, 644 pp.
- Brewer, A. W. (1949). Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *75*, 351–363.
- Butchart, N. and J. Austin (1998). Middle atmosphere climatologies from the troposphere-stratosphere configuration of the UKMO's Unified Model. *J. Atmos. Sci.*, *55*, 2782–2809.
- Calvo, N., M. A. Giorgetta and C. Pena-Ortiz (2007). Sensitivity of the boreal winter circulation in the middle atmosphere to the quasi-biennial oscillation in MAECHAM5 simulation. *J. Geophys. Res.*, *112*, D10124.
- Cariolle, D., M. Amodei, M. Déqué, J.-F. Mahfouf, P. Simon and H. Teyssèdre (1993). A quasi-biennial oscillation signal in general circulation model simulations. *Science*, *261*, 1313–1316.
- Cariolle, D. and M. Déqué (1986). Southern hemisphere medium-scale waves and total ozone disturbances in a spectral general circulation model. *J. Geophys. Res.*, *91*, 10825–10846.
- Cariolle, D., A. Lasserre-Bigorrry and J.-F. Royer (1990). A general circulation model simulation of the springtime antarctic ozone decrease and its impact on mid-latitudes. *J. Geophys. Res.*, *95*, 1883–1898.
- Cariolle, D. and J. J. Morcrette (2006). A linearized approach to the radiative budget of the stratosphere : influence of the ozone distribution. *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L05806.
- Cariolle, D. and H. Teyssèdre (2007). A revised linear ozone photochemistry parameterization for use in transport and general circulation models : multi-annual simulations. *Atmos. Chem. Phys.*, *7*, 2183–2196.

- Charney, J. G. and P. G. Drazin (1961). Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, *66*, 83–109.
- Claud, C. and P. Terray (2007). Revisiting the possible links between the QBO and the Indian summer monsoon using NCEP R-2 and CMAP fields. *J. of Climate*, *20*, 773–787.
- Cohen, J., J. Foster, M. Barlow, K. Saito and J. Jones (2010). Winter 2009–2010 : A case study of an extreme Arctic Oscillation event. *Geophys. Res. Lett.*, *37*, L17707.
- Cohen, J., D. Salstein and K. Saito (2002). A dynamical framework to understand and predict the major northern hemisphere mode. *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 1412.
- Colella, P. and P. R. Woodward (1984). The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations. *J. Computational Phys.*, *54*, 174–201.
- Crassier, V., K. Suhre, P. Tulet and R. Rosset (2000). Development of a reduced chemical scheme for use in mesoscale meteorological models. *Atm. Env.*, *34*, 2633–2644.
- Cuxart, J., P. Bougeault and J. Redelsperger (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *126*, 1–30.
- deGranpré, J., S. R. Beagley, V. I. Fornichev, E. Griffioen, J. C. McConnell and A. S. Medvedev (2000). Ozone climatology using interactive chemistry : results from the canadian middle atmosphere model. *J. Geophys. Res.*, *105*, 26475–26491.
- Dewan, E. M. et al. (1988). MSX satellite observations of thunderstorm-generated gravity waves in mid-wave infrared images of the upper stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 939–942.
- Dickinson, R. E. (1968). Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides. *J. Atmos. Sci.*, *25*, 984–1002.
- Dobson, G. M. (1956). Origin and distribution of the polyatomic molecules in the atmosphere. *Proc. R. Soc. London*, *236*, 187–193.
- Douville, H. (2009). Stratospheric polar vortex influence on northern hemisphere winter climate variability. *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L18703.
- Douville, H. and F. Chauvin (2000). Relevance of soil moisture for seasonal climate predictions : a preliminary study. *Clim. Dyn.*, *16*, 719–736.
- Douville, H. et al. (2000). The importance of vegetation feedbacks in doubled-CO<sub>2</sub> time-slice experiments. *J. Geophys. Res.*, *105*, 14841–14861.
- Duck, T. J., J. A. Whiteway and A. J. Carswell (2001). The gravity-wave arctic stratospheric vortex interaction. *J. Atmos. Sci.*, *58*, 3581–3596.
- Dunkerton, T. J. (1997). The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation. *J. Geophys. Res.*, *102*, 26053–26076.
- Déqué, M., C. Drevet, A. Braun and D. Cariolle (1994). The ARPEGE/IFS atmosphere model : a contribution to the french community climate modelling. *Clim. Dyn.*, *10*, 249–266.

- Eckermann, S. (2008). Hybrid  $\sigma$ - $p$  coordinate choices for a global model. *Mon. Wea. Rev.*, *137*, 224–245.
- Eliassen, A. and E. Palm (1961). On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, *22*, 1–23.
- Ern, M., P. Preusse, M. J. Alexander and C. D. Warner (2004). Absolute values of gravity wave momentum flux derived from satellite data. *J. Geophys. Res.*, *109*, D20103.
- Ern, M., P. Preusse and C. D. Warner (2006). Some experimental constraints for spectral parameters used in the Warner and McIntyre gravity wave parametrization scheme. *Atmos. Chem. Phys.*, *6*, 4361–4381.
- Eyring, V. et al. (2006). Assessment of temperature, trace species, and ozone in chemistry-climate model simulations of the recent past. *J. Geophys. Res.*, *111*, D22308.
- Eyring, V., T. G. Shepherd and D. W. Waugh (2010). SPARC report on the evaluation of Chemistry-Climate Models. *SPARC report*, *5*, WCRP–132, WMO/TD–No. 1526.
- Fels, S. B., J. D. Mahlman, M. D. Schwarzkopf and R. W. Sinclair (1980). Stratospheric sensitivity to perturbations in ozone and carbon dioxide. *J. Atmos. Sci.*, *37*, 2265–2297.
- Fouquart, Y. and B. Bonnel (1980). Computations of solar heating of the earth’s atmosphere : a new parametrization. *Beitr. Phys. Atmosph.*, *53*, 35–62.
- Fritts, D. C. and M. J. Alexander (2003). Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophys.*, *41*, 1–63.
- Fritts, D. C. and W. Lu (1993). Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part II : parameterization of wave forcing and variability. *J. Atmos. Sci.*, *50*, 3695–3713.
- Fritts, D. C. and T. E. VanZandt (1993). Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part I : energy dissipation. *J. Atmos. Sci.*, *50*, 3685–3694.
- Garcia, R. R. and B. A. Boville (1994). Downward control of the mean meridional circulation and temperature distribution of the polar winter stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, *51*, 2238–2245.
- Garcia, R. R., T. J. Dunkerton, R. S. Lieberman and R. A. Vincent (1997). Climatology of the semi-annual oscillation of the tropical middle atmosphere. *J. Geophys. Res.*, *102*, 26019–26032.
- Garcia, R. R., D. Marsh, D. E. Kinnison, B. Boville and F. Sassi (2007). Simulations of secular trends in the middle atmosphere 1950-2003. *J. Geophys. Res.*, *112*, D09301.
- Garcia, R. R. and S. Solomon (1985). The effect of breaking waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere. *J. Geophys. Res.*, *90*, 3850–3868.
- Gillett, N. P. and D. W. Thompson (2003). Simulation of recent southern hemisphere climate change. *Science*, *302*, 273–275.
- Giorgetta, M. A., L. Bengtsson and K. Arpe (1999). An investigation of QBO signals in the east asian and indian monsoon in GCM experiments. *Clim. Dyn.*, *15*, 435–450.

- Giorgetta, M. A., E. Manzini and E. Roeckner (2002). Forcing of the quasi-biennial oscillation from a broad spectrum of atmospheric waves. *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 1245.
- Graf, H.-F., I. Kirchner, A. Robock and I. Schultz (1993). Pinatubo eruption winter climate effects : model versus observations. *Clim. Dyn.*, *9*, 81–93.
- Grooss, J.-U., R. B. Pierce, P. J. Crutzen, W. L. Grose and J. M. Russell (1997). Re-formation of chlorine reservoirs in southern hemisphere polar spring. *J. Geophys. Res.*, *102*, 13141–13152.
- Grooss, J.-U. and J. M. Russell (2005). Technical note : a stratospheric climatology for O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, NO<sub>x</sub>, HCl, and HF derived from HALOE measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, *5*, 2797–2807.
- Guérémy, J.-F., M. Déqué, A. Braun and J.-P. Piedelièvre (2005). Actual and potential skill of seasonal predictions using the CNRM contribution to DEMETER : coupled versus uncoupled model. *Tellus*, *57*, 308–319.
- Hall, T. M., D. W. Waugh, K. A. Boering and R. A. Plumb (1999). Evaluation of transport in stratospheric models. *J. Geophys. Res.*, *104*, 18815–18840.
- Hamilton, K. (1998). Effects of an imposed QBO in a comprehensive troposphere-stratosphere-mesosphere general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, *55*, 2393–2418.
- Hamilton, K., R. J. Wilson and R. S. Hemler (1999). Middle atmosphere simulated with high vertical and horizontal resolution versions of a GCM. *J. Atmos. Sci.*, *56*, 3829–3846.
- Hamilton, K., R. J. Wilson, J. D. Mahlman and L. F. Umscheid (1995). Climatology of the SKYHI troposphere-stratosphere-mesosphere general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, *52*, 5–43.
- Hardiman, S. C., N. Butchart, S. M. Osprey, L. J. Gray, A. C. Bushell and T. J. Hinton (2010). The climatology of the middle atmosphere in a vertically extended version of the Met Office’s climate model. Part I : mean state. *J. Atmos. Sci.*, *67*, 1509–1525.
- Haynes, P. H. et al. (1991). On the downward control of extratropical diabatic circulations by eddy induced mean zonal forces. *J. Atmos. Sci.*, *48*, 651–678.
- Hertzog, A., G. Boccara, R. A. Vincent, F. Vial and P. Coquerez (2008). Estimation of gravity wave momentum flux and phase speeds from quasi-lagrangian stratospheric balloon flights. Part II : Results from the vorcore campaign in antarctica. *J. Atmos. Sci.*, *65*, 3056–3070.
- Hertzog, A., F. Vial, C. R. Mechoso, C. Basdevant and P. Coquerez (2002). Quasi-lagrangian measurements in the lower stratosphere reveal an energy peak associated with near-inertial waves. *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 1229.
- Hines, C. O. (1991). The saturation of gravity waves in the middle atmosphere. Part I : critique of linear instability theory. *J. Atmos. Sci.*, *48*, 1348–1359.
- Hines, C. O. (1997a). Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part I. *J. Atmos. Terr. Phys.*, *59*, 371–386.
- Hines, C. O. (1997b). Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part II. *J. Atmos. Terr. Phys.*, *59*, 387–400.

- Hodges, R. R. (1969). Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves. *J. Geophys. Res.*, *74*, 4087–4090.
- Holton, J. R. (1982). The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, *39*, 791–799.
- Holton, J. R. (2004). An introduction to dynamic meteorology. *Academic Press, Fourth edition*, 535 pp.
- Holton, J. R. and R. S. Lindzen (1972). An updated theory for the quasi-biennial cycle of the tropical stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, *29*, 1076–1080.
- Holton, J. R. and H. C. Tan (1980). The influence of equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50 mb. *J. Atmos. Sci.*, *37*, 2200–2208.
- Horinouchi, T. et al. (2003). Tropical cumulus convection and upward propagating waves in middle atmospheric GCMs. *J. Atmos. Sci.*, *60*, 2765–2782.
- Horinouchi, T. and S. Yoden (1998). Wave-mean flow interaction associated with a QBO-like oscillation simulated in a simplified GCM. *J. Atmos. Sci.*, *55*, 502–526.
- Houghton, J. T. (1978). The stratosphere and mesosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *104*, 1–29.
- Hu, Y. and K. K. Tung (2002). Tropospheric and equatorial influences on planetary-wave amplitude in the stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 1019.
- Ineson, S. and A. A. Scaife (2009). The role of the stratosphere in the European climate response to ENSO. *Nature Geosc.*, *2*, 32–36.
- Jonsson, A. I., J. deGrandpré, V. I. Fomichev, J. C. McConnell and S. R. Beagley (2004). Doubled CO<sub>2</sub>-induced cooling in the middle atmosphere : photochemical analysis of the ozone radiative feedback. *J. Geophys. Res.*, *109*, D24103.
- Jourdain, L., S. Bekki, F. Lott and F. Lefèvre (2008). The coupled chemistry-climate model LMDZ-reprobus : description and evaluation of a transient simulation of the period 1980-1999. *Ann. Geophys.*, *26*, 1391–1413.
- Jöckel, P. et al. (2006). The atmospheric chemistry general circulation model ECHAM5/MESSY1 : consistent simulation of ozone from the surface to the mesosphere. *Atmos. Chem. Phys.*, *6*, 5067–5104.
- Kalnay, E. et al. (1996). The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *77*, 437–472.
- Kellog, W. W. and G. F. Schilling (1951). A proposed model of the circulation of the upper stratosphere. *J. Meteorol.*, *18*, 373–381.
- Kiehl, J. T., B. A. Boville and B. P. Briegleb (1988). Response of a general circulation model to a prescribed antarctic ozone hole. *Nature Geosc.*, *332*, 501–504.
- Kley, D. J., J. M. Russel and C. Philipps (2000). Sparc assessment of upper tropospheric and stratospheric water vapour. *Sparc report 2*, *113*, WCRP Report.

- Kodera, K., K. Yamazaki, M. Chiba and K. Shibata (1990). Downward propagation of upper stratospheric mean zonal wind perturbation to the troposphere. *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 1263–1266.
- Lamago, D., M. Dameris, C. Schnadt, V. Eyring and C. Brühl (2003). Impact of large solar zenith angles on lower stratospheric dynamical and chemical processes in a coupled chemistry-climate model. *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1981–1990.
- Lefèvre, F., G. P. Brasseur, I. Folkins, A. K. Smith and P. Simon (1994). Chemistry of the 1991-1992 stratospheric winter : three-dimensional model simulations. *J. Geophys. Res.*, *99*, 8183–8195.
- Leovy, C. (1964). Simple models of thermally driven mesospheric circulation. *J. Atmos. Sci.*, *21*, 327–341.
- Li, D. and K. P. Shine (1995). A 4-dimensional ozone climatology for UGAMP models. *Intern. Rep. Univ. Global Atmos. Modell.*, *35*.
- Li, Q., H.-F. Graf and M. A. Giorgetta (2007). Stationary planetary wave propagation in northern hemisphere winter - climatological analysis of the refractive index. *Atmos. Chem. Phys.*, *7*, 183–200.
- Lindzen, R. S. (1981). Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, *86*, 9707–9714.
- Lindzen, R. S. and J. R. Holton (1968). A theory of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, *25*, 1095–1107.
- Lott, F. (1999). Alleviation of stationary biases in a GCM through a mountain drag parameterization scheme and a simple representation of mountain lift forces. *Mon. Wea. Rev.*, *127*, 788–801.
- Lott, F., L. Fairhead, F. Hourdin and P. Levan (2005). The stratospheric version of lmdz : dynamical climatologies, Arctic Oscillation, and impact on the surface climate. *Clim. Dyn.*, *25*, 851–868.
- Lott, F., J. Kuttippurath and F. Vial (2009). A climatology of the gravest waves in the equatorial lower and middle stratosphere : method and comparison between the ERA-40 re-analysis and the LMDz-GCM. *J. Atmos. Sci.*, *66*, 1237–1346.
- Lott, F. and M. J. Miller (1997). A new subgrid-scale orographic drag parametrization : its formulation and testing. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *123*, 101–127.
- Lu, H., M. P. Baldwin, L. J. Gray and M. J. Jarvis (2008). Decadal scale changes in the effect of the QBO on the northern stratospheric polar vortex. *J. Geophys. Res.*, *113*, D10114.
- Manzini, E. and N. A. McFarlane (1998). The effect of varying the source spectrum of a gravity wave parameterization in a middle atmosphere general circulation model. *J. Geophys. Res.*, *103*, 31523–31539.
- Manzini, E., N. A. McFarlane and C. McLandress (1997). Impact of the doppler spread parameterization on the simulation of the middle atmosphere circulation using the MA/ECHAM4 general circulation model. *J. Geophys. Res.*, *102*, 25751–25762.

- Marks, C. J. (1989). Some features of the climatology of the middle atmosphere revealed by Nimbus 5 and 6. *J. Atmos. Sci.*, *46*, 2485–2508.
- Marshall, A. G. and A. A. Scaife (2009). Impact of the QBO on surface winter climate. *J. Geophys. Res.*, *114*, D18110.
- Matsuno, T. (1970). Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, *27*, 871–883.
- Matsuno, T. (1971). A dynamical model of the stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci.*, *28*, 1479–1494.
- Maycock, A. C. et al. (2011). Stratospheric circulation in seasonal forecasting models : implications for seasonal prediction. *Clim. Dyn.*, *36*, 309–321.
- McFarlane, N. A. (1987). The effect of orographically excited gravity wave drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, *44*, 1775–1800.
- McLandress, C. and J. F. Scinocca (2005). The GCM response to current parameterizations of nonorographic gravity wave drag. *J. Atmos. Sci.*, *62*, 2394–2413.
- McPeters, R. D. and G. J. Labow (1996). An assessment of the accuracy of 14.5 years of Nimbus 7 TOMS version 7 ozone data by comparison with the Dobson network. *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 3695–3698.
- Medvedev, A. S. and G. P. Klaassen (1995). Vertical evolution of gravity wave spectra and the parameterization of associated wave drag. *J. Geophys. Res.*, *100*, 25841–25853.
- Miller, M. J., T. N. Palmer and R. Swinbank (1989). Parameterization and influence of sub-grid scale orography in general circulation and numerical weather prediction models. *Meteor. Atmos. Phys.*, *40*, 84–109.
- Mlawer, E. J. et al. (1997). Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : RRTM, a validated correlated-k model for the long-wave. *J. Geophys. Res.*, *102*, 16663–16682.
- Morcrette, J. J. (1990). Impact of changes to the radiation transfer parameterizations plus cloud optical properties in the ECMWF model. *Mon. Wea. Rev.*, *118*, 847–873.
- Morcrette, J.-J., E. J. Mlawer, M. J. Iacono and S. A. Clough (2001). Impact of the radiation-transfer scheme RRTM in the ECMWF forecast system. *ECMWF Newsletter*, *91*.
- Morgenstern, O., H. Akiyoshi, S. Bekki, P. Braesicke, N. Butchart, M. P. Chipperfield, D. Cugnet, M. Deushi, S. Dhomse, R. R. Garcia, A. Gettelman, N. Gillett, S. Hardiman, J. Jumelet, D. Kinnison, J.-F. Lamarque, F. Lott, M. Marchand, M. Michou, T. Nakamura, D. Olivié, T. Peter, D. Plummer, J. Pyle, E. Rozanov, D. Saint-Martin, J. Scinocca, K. Shibata, M. Sigmund, D. Smale, H. Teyssèdre, W. Tian, A. Voldoire and Y. Yamashita (2010). Anthropogenic forcing of the Northern Annular Mode in CCMVal-2 models. *J. Geophys. Res.*, *115*, D00M03.
- Mote, P. W. et al. (1996). An atmospheric tape recorder : the imprint of tropical tropopause temperatures on stratospheric water vapor. *J. Geophys. Res.*, *101*, 3989–4006.
- Murgatroyd, R. J. and F. Singleton (1961). Possible meridional circulation in the stratosphere and mesosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *87*, 125–135.



- Naito, Y. and I. Hirota (1997). Interannual variability of the northern winter stratospheric circulation related to the QBO and the solar cycle. *J. Met. Soc. Jap.*, 75, 925–937.
- Noilhan, J. and S. Planton (1989). A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Mon. Wea. Rev.*, 117, 536–549.
- Norton, W. A. (2003). Sensitivity of northern hemisphere surface climate to simulation of the stratospheric polar vortex. *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1627.
- Orr, A., P. Bechtold, J. Scinocca, M. Ern and M. Janiskova (2010). Improved middle atmosphere climate and forecasts in the ECMWF model through a non-orographic gravity wave drag parameterization. *J. of Climate*, 23, 5906–5926.
- Ouzeau, G., H. Douville and D. Saint-Martin (2010). Diagnosis of stratospheric contribution to Northern Hemisphere wintertime variability using nudging AGCM experiments. *en préparation*.
- Palmer, T. N. et al. (1986). Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction through an orographic gravity wave drag parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 112, 1001–1039.
- Pascoe, C. L., L. J. Gray and A. A. Scaife (2006). A GCM study of the influence of equatorial winds on the timing of sudden stratospheric warmings. *Geophys. Res. Lett.*, 33, L06825.
- Pawson, S., K. Krüger, R. Swinbank, M. Bailey and A. O’Neill (1999). Intercomparison of two stratospheric analyses : temperatures relevant polar stratospheric cloud formation. *J. Geophys. Res.*, 104, 2041–2050.
- Pawson, S., R. S. Stolarski, A. R. Douglass, P. A. Newman, J. E. Nielsen, S. M. Frith and M. L. Gupta (2008). Goddard Earth Observing System chemistry-climate model simulations of stratospheric ozone-temperature coupling between 1950 and 2005. *J. Geophys. Res.*, 113, D12103.
- Peings, Y. (2010). Influence de la couverture de neige de l’hémisphère Nord sur la variabilité interannuelle du climat. *Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier*, 263 pp.
- Perlwitz, J. and N. Harnick (2003). Observational evidence of a stratospheric influence on the troposphere by planetary wave reflection. *J. of Climate*, 16, 3011–3026.
- Pitari, G., E. Manzini, V. Rizi and D. T. Shindell (2002). Impact of future climate and emission changes on stratospheric aerosols and ozone. *J. Atmos. Sci.*, 59, 414–440.
- Plougonven, R. and C. Snyder (2007). Inertia-gravity waves spontaneously generated by jets and fronts. Part I : different baroclinic life cycles. *J. Atmos. Sci.*, 64, 2502–2520.
- Plumb, R. A. (1977). The interaction of two internal waves with the mean flow : implications for the theory of the QBO. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1847–1858.
- Polvani, L. M. and D. W. Waugh (2004). Upward wave activity flux as a precursor to extreme stratospheric events and subsequent anomalous surface weather regimes. *J. of Climate*, 17, 3548–3554.

- Randel, W. J. et al. (2004). The SPARC intercomparison of middle atmosphere climatologies. *J. of Climate*, *17*, 986–1003.
- Randel, W. J., F. Wu, J. M. Russel, A. Roche and J. Waters (1998). Seasonal cycles and QBO variations in stratospheric CH<sub>4</sub> and H<sub>2</sub>O observed in UARS HALOE data. *J. Atmos. Sci.*, *55*, 163–185.
- Reed, R. J., W. J. Cambell, L. A. Rasmussen and D. G. Rogers (1961). Evidence of downward-propagating annual wind reversal in the equatorial stratosphere. *J. Geophys. Res.*, *66*, 813–818.
- Ricard, J. L. and J. F. Royer (1993). A statistical cloud scheme for use in an AGCM. *Ann. Geophys.*, *11*, 1095–1115.
- Ricciardulli, L. and R. R. Garcia (2000). The excitation of equatorial waves by deep convection in the NCAR community climate model. *J. Atmos. Sci.*, *57*, 3461–3487.
- Richter, J. H., F. Sassi and R. R. Garcia (2010). Toward a physically based gravity wave source parameterization in a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, *67*, 136–156.
- Sassi, F., B. A. Boville, D. Kinnison and R. R. Garcia (2005). The effects of interactive ozone chemistry on simulations of the middle atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L07811.
- Sato, K. (1994). A statistical study of the structure, saturation and sources of inertio-gravity waves in the lower stratosphere observed with the MU radar. *J. Atmos. Terr. Phys.*, *56*, 755–774.
- Sato, K., S. Watanabe, Y. Kawatani, Y. Tomikawa, K. Miyazaki and M. Takahashi (2009). On the origins of mesospheric gravity waves. *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L19801.
- Scaife, A. A., N. Butchart, C. D. Warner and R. Swinbank (2002). Impact of a spectral gravity wave parameterization on the stratosphere in the Met Office Unified Model. *J. Atmos. Sci.*, *59*, 1473–1489.
- Scaife, A. A. et al. (2000). Realistic quasi-biennial oscillation in a simulation of the global climate. *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3481–3484.
- Scaife, A. A., J. R. Knight, G. K. Vallis and C. K. Folland (2005). A stratospheric influence on the winter NAO and north atlantic surface climate. *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L18715.
- Schraner, M. et al. (2008). Chemistry-climate model SOCOL : version 2.0 with improved transport and chemistry/microphysics schemes. *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 5957–5974.
- Scinocca, J. F. (2002). The effect of back reflection in the parametrization of nonorographic gravity wave drag. *J. Met. Soc. Jap.*, *80*, 939–962.
- Scinocca, J. F. (2003). An accurate spectral nonorographic gravity wave drag parameterization for general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, *60*, 667–682.
- Scinocca, J. F. et al. (2008). The CCCma third generation AGCM and its extension into the middle atmosphere. *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 7055–7074.
- Shepherd, T. G. and T. A. Shaw (2004). The angular momentum constraint on climate sensitivity and downward influence in the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, *61*, 2899–2908.

- Shibata, K. and M. Deushi (2005). Partitioning between resolved wave forcing and unresolved gravity wave forcing to the quasi-biennial oscillation as revealed with a coupled chemistry-climate model. *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L12820.
- Shibata, K. and M. Deushi (2008). Long-term variations and trends in the simulation of the middle atmosphere 1980-2004 by the chemistry-climate model of the MRI. *Ann. Geophys.*, *26*, 1299–1326.
- Simmons, A., S. Uppala, D. Dee and S. Kobayashi (2006). ERA-Interim : new ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. *ECMWF Newsletter*, *110*, 25–35.
- Smith, R. (1990). A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *116*, 435–460.
- Stenchikov, G., K. Hamilton, A. Robock, V. Ramaswamy and M. D. Schwarzkopf (2004). Arctic oscillation response to the 1991 Pinatubo eruption in the SKYHI general circulation model with a realistic quasi-biennial oscillation. *J. Geophys. Res.*, *109*, D03112.
- Stockwell, W. R., F. Kirchner and M. Kuhn (1997). A new mechanism for regional atmospheric chemistry modeling. *J. Geophys. Res.*, *102*, 25847–25879.
- Swinbank, R. and A. O’Neill (1994). A stratosphere-troposphere data assimilation system. *Mon. Wea. Rev.*, *122*, 686–702.
- Takahashi, M. (1996). Simulation of the stratospheric quasi-biennial oscillation using a general circulation model. *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 661–664.
- Takahashi, M. (1999). Simulation of the quasi-biennial oscillation in a general circulation model. *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1307–1310.
- Takahashi, M. and B. A. Boville (1992). A three-dimensional simulation of the equatorial quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, *49*, 1020–1035.
- Teyssède, H., M. Michou, H. L. Clark, B. Josse, F. Karcher, D. Oliv  , V.-H. Peuch, D. Saint-Martin, D. Cariolle, J.-L. Atti  , P. N  d  lec, P. Ricaud, V. Thouret, R. J. van der A, A. Volz-Thomas and F. Ch  roux (2007). A new tropospheric and stratospheric chemistry and transport model MOCAGE-Climat for multi-years studies : evaluation of present-day climatology and sensitivity to surface processes. *Atmos. Chem. Phys.*, *7*, 5815–5860.
- Thompson, D. W., M. P. Baldwin and J. M. Wallace (2002). Stratospheric connection to northern hemisphere wintertime weather : implications for prediction. *J. of Climate*, *15*, 1421–1428.
- Thompson, D. W. and S. Solomon (2002). Interpretation of recent southern hemisphere climate change. *Science*, *296*, 895–899.
- Tsuda, T., Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato and S. Fukao (1990). Seasonal variation of momentum flux in the mesosphere observed with the MU radar. *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 725–728.
- Uppala, S. M., D. Dee, S. Kobayashi, P. Berrisford and A. Simmons (2008). Towards a climate data assimilation system : status update of ERA-Interim. *ECMWF Newsletter*, *115*, 12–18.

- Uppala, S. M. et al. (2005). The ERA-40 reanalysis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *131*, 2961–3012.
- Veryard, R. G. and R. A. Ebdon (1961). Fluctuations in tropical stratospheric winds. *Meteorol. Mag.*, *90*, 125–143.
- Warner, C. D. and M. E. McIntyre (1996). On the propagation and dissipation of gravity wave spectra through a realistic middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, *53*, 3213–3235.
- Warner, C. D. and M. E. McIntyre (2001). An ultrasimple spectral parameterization for non orographic gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, *58*, 1837–1857.
- Watanabe, S. (2008). Constraints on a non-orographic gravity wave drag parameterization using a gravity wave resolving general circulation model. *Sola*, *4*, 61–64.
- Watanabe, S. et al. (2008). General aspects of a T213L256 middle atmosphere general circulation model. *J. Geophys. Res.*, *113*, D12110.
- Waugh, D. and T. Hall (2002). Age of stratospheric air : theory, observations, and models. *Rev. Geophys.*, *40*(4), 1010.
- Wilmouth, D. M., R. M. Stimpfle, J. G. Anderson, J. W. Elkins, D. F. Hurst, R. J. Salawitch and L. R. Lait (2006). Evolution of inorganic chlorine partitioning in the arctic polar vortex. *J. Geophys. Res.*, *111*, D16308.
- Yessad, K. (2008). Horizontal diffusion computations in the cycle 35 of ARPEGE/IFS. *Internal note*, 21 pp.
- Yessad, K. (2009). Semi-lagrangian computations in the cycle 36 of ARPEGE/IFS. *Internal note*, 100 pp.
- Zerroukat, M., N. Wood and A. Staniforth (2006). The parabolic spline method (PSM) for conservative transport problems. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, *51*, 1297–1318.
- Zhang, F. (2004). Generation of mesoscale gravity waves in upper-tropospheric jet-front systems. *J. Atmos. Sci.*, *61*, 440–457.