



HAL
open science

Simulations du climat des calottes de glace

Gerhard Krinner

► **To cite this version:**

Gerhard Krinner. Simulations du climat des calottes de glace. Glaciologie. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1997. Français. NNT : . tel-00716408

HAL Id: tel-00716408

<https://theses.hal.science/tel-00716408>

Submitted on 10 Jul 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



**LABORATOIRE
DE GLACIOLOGIE
ET GEOPHYSIQUE
DE L'ENVIRONNEMENT**

Associé à l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I



Simulations du Climat des Calottes de Glace

Gerhard KRINNER

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
(Arrêtés ministériels du 5 Juillet 1984 et 30 mars 1992)

Spécialité : Physique

Date de la soutenance : 2 décembre 1997

Composition du jury :

M.	François-Xavier LE DIMET	Président
M.	André BERGER	Rapporteur
M.	Hubert GALLEE	Rapporteur
M.	Ian SIMMONDS	Rapporteur
M.	Hervé LE TREUT	Examineur
M.	Jean JOUZEL	Examineur
M.	Christophe GENTHON	Directeur de Thèse

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement - CNRS
Tél (33) 04.76.82.42.00 - Fax (33) 04.76.82.42.01
54, Rue Molière - BP 96 - 38402 Saint Martin d'Hères Cedex France

Remerciements

Nombreuses sont les personnes qui ont participé de façon directe ou indirecte à ce travail de recherche et que je tiens à remercier ici.

Le principal “coupable” est évidemment Christophe Genthon, mon directeur de thèse. Je ne sais pas comment le remercier pour ces années de disponibilité, de confiance et de soutien permanents, et pour m’avoir laissé l’indépendance nécessaire. Quelle chance d’avoir eu Christophe comme directeur de thèse !

Le Laboratoire de Météorologie Dynamique nous a fourni le modèle de circulation générale utilisé dans ce travail et le “service consommateurs” correspondant : grand merci en particulier à Phu Le Van et Laurent Li qui, plus d’une fois, m’ont remis sur la bonne voie dans le labyrinthe des sous-routines et variables, et à Frédéric Hourdin, qui m’a aidé notamment lors de mes premiers pas sur la planète que nous faisons tourner à l’intérieur des ordinateurs.

Mon travail sur PMIP a été rendu possible par Sylvie Joussaume et Karl Taylor. Dans le cadre de ce programme, j’ai eu le plaisir de travailler avec Dave Pollard, Charles Doutriaux, Dominique Raynaud et Hervé Dang.

Je dois un grand merci à Ian Simmonds pour m’avoir accueilli chaleureusement à l’Université de Melbourne pour une collaboration avec lui-même et Ross Murray.

Ce fut un plaisir particulier pour moi de travailler avec Jean Jouzel. Je ne savais pas grand-chose sur les isotopes, et il m’a appris beaucoup en très peu de temps.

Je n’oublie pas Catherine Ritz et Sophie Pinot, pour m’avoir fourni des fichiers essentiels à mon travail.

Une thèse est un travail de longue haleine. Le LGGE m’a fourni un cadre de travail très agréable, et je tiens à remercier en particulier ceux qui m’ont supporté tous les jours dans leur bureau : d’abord Laurent, puis Adeline, Laurence, Alex, et Delphine. Mes “collègues” d’équipe – Katrine, Hervé, Alex – savent que je leur dois beaucoup. Je les remercie profondément. Le support informatique, indispensable pour un travail comme celui-ci, a été assuré essentiellement par Eric, le maître bien tempéré du clavier.

Je remercie sincèrement les membres du Jury, François-Xavier Le Dimet, Hubert Gallée, Ian Simmonds, André Berger, Hervé Le Treut et Jean Jouzel, d’avoir accepté de juger ce travail, malgré leurs nombreuses autres obligations.

Grand merci à Cécile et Adeline qui ont peaufiné mon charabia français, et à Djamel, qui a amélioré certaines parties en Anglais. Je sais que c’était un travail peu amusant.

Et puis Cécile, sans qui la vie serait bien triste.

Table des Matières

Résumé	v
Abstract	vi
Zusammenfassung	vii
1 Climat des calottes de glace, climat et calottes de glace	1
1.1 Caractéristiques physiques	1
1.2 Climat des calottes de glace	2
1.3 Climat et calottes de glace	5
1.4 L'homme dans les régions polaires	7
1.5 Objectifs et plan de ce travail	8
2 Modèles de climat	11
2.1 Généralités	11
2.2 Un aperçu historique	11
2.3 Modèles simplifiés	12
2.4 Modèles de circulation générale	14
2.4.1 Remarques générales	14
2.4.2 Bref historique	15
2.4.3 Les processus pris en compte	15
2.4.4 Les régions polaires dans les MCG	16
2.4.5 Les équations primitives	17
2.4.6 Quelques remarques sur l'implantation numérique	18
2.5 Le rôle de la résolution spatiale	19
2.5.1 Généralités	19
2.5.2 Le cas des calottes polaires	20
2.5.3 Haute résolution spatiale : approches possibles	21
2.5.4 La grille variable de LMDz	23
3 Modifications apportées au modèle LMDz	29
3.1 Intégration temporelle	29
3.2 Couche limite atmosphérique et processus de surface	31
3.2.1 Les flux verticaux turbulents dans une couche limite stable	31
3.2.2 Rugosité orographique	36
3.2.3 Glace de mer	41

3.2.4	Albédo des surfaces enneigées	51
3.3	Conclusion	55
4	Validation du modèle : le climat de l'Antarctique	57
4.1	Les Simulations	57
4.2	Les Températures	58
4.3	Les vents de surface	64
4.4	La pression au niveau de la mer et la bande cyclonique circumpolaire	66
4.5	Le bilan de masse en surface	67
4.5.1	Généralités	67
4.5.2	Moyenne annuelle du bilan de masse en surface	69
4.5.3	Le cycle annuel du bilan de masse en surface	71
4.5.4	La variabilité à court terme de la précipitation	73
4.6	Le climat simulé à l'extérieur de la région Antarctique	76
4.7	Conclusions	77
5	Validation du modèle : dynamique de l'atmosphère circumpolaire	79
5.1	Motivation	79
5.2	L'outil	84
5.3	Démarche	85
5.4	Antarctique	87
5.5	Groenland	93
5.6	Conclusions	96
6	Simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire	101
6.1	Introduction	101
6.2	Simulations	102
6.3	Antarctica	106
6.3.1	Temperatures	106
6.3.2	Surface winds	111
6.3.3	Circumpolar cyclonic activity	112
6.3.4	Surface mass balance	115
6.3.5	Short-term variability of surface climate parameters	117
6.4	Greenland	118
6.4.1	Temperatures	118
6.4.2	Surface mass balance	123
6.4.3	Short-term variability of surface climate parameters	128
6.5	Summary and Conclusions	130
6.6	Résumé	132
7	Analyse d'influences locales sur les signaux isotopiques dans les carottes de glace	133
7.1	Introduction	134
7.2	Methodology	135
7.3	Global properties of the "precipitation temperature"	137
7.4	Results	138

7.5	Discussion	141
7.6	Conclusion and Perspectives	145
7.7	Résumé	145
8	Simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire : Implications pour l'interprétation des archives glaciaires	147
8.1	Introduction	147
8.2	The different GCM simulations	149
8.3	Surface pressure	149
	8.3.1 General remarks	149
	8.3.2 Greenland	151
	8.3.3 Antarctica	153
8.4	Surface wind	155
	8.4.1 General remarks	155
	8.4.2 Greenland	155
	8.4.3 Antarctica	156
8.5	Surface temperature seasonality	158
	8.5.1 General remarks	158
	8.5.2 Greenland	158
	8.5.3 Antarctica	160
8.6	Precipitation seasonality	160
	8.6.1 General remarks	160
	8.6.2 Greenland	162
	8.6.3 Antarctica	162
8.7	Summary of the results	164
8.8	Discussion and conclusions	165
	8.8.1 Implications for the interpretation of water isotope signals	165
	8.8.2 Implications for the interpretation of air content signals	165
	8.8.3 Conclusions	167
8.9	Résumé	167
9	Conclusion et perspectives	169
9.1	Conclusion	169
9.2	Perspectives	170
A	Quelques diagnostics dans le cadre de PMIP	173
A.1	Bilan de masse en surface moyen	173
A.2	Dépendance entre précipitation et température	175
A.3	Rapport des précipitations entre le DMG et aujourd'hui	175
A.4	Conclusion	180
B	Variabilité intra-annuelle de la précipitation en Antarctique déduite de prévisions météorologiques et de modèles de climat à haute résolution	181
B.1	Introduction	181
B.2	The forecasts and climate simulations	182
B.3	Seasonal variability	183

B.4	Statistics of daily precipitation	188
B.5	Conclusion	191
B.6	Résumé	192
	Références bibliographiques	195

Résumé

Ce travail traite de la simulation numérique du climat des grandes calottes de glace, en particulier des calottes de l'Antarctique et du Groenland, toujours existantes, dans des conditions climatiques différentes, à l'aide de modèles de circulation générale de l'atmosphère (MCGA).

Le MCGA à grille variable LMDz a été adapté aux spécificités du climat polaire et validé pour le climat actuel. L'approche d'une grille variable, qui permet d'utiliser le MCGA à haute résolution spatiale (autour de 100 km) sur la région d'intérêt à un coût numérique raisonnable, a été validée en analysant la dynamique atmosphérique au bord de la région ciblée à l'aide d'un schéma de suivi des cyclones individuels.

Des simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire (DMG) ont été faites pour le Groenland et l'Antarctique et analysées en tenant compte des archives glaciaires disponibles. Une explication possible des différences entre les deux méthodes principales de reconstruction des paléotempératures – l'analyse des isotopes de l'eau et la mesure directe de la température de la glace dans le trou de forage – au centre du Groenland a pu être proposée. Cette explication est basée sur des changements de paramètres climatiques locaux.

C'est la première fois que l'approche de grille variable a été utilisée dans un MCGA pour des simulations du climat polaire à l'échelle de quelques années. Les simulations paléoclimatiques faites avec LMDz sont à une résolution spatiale inégalée à ce jour.

Finalement, le climat du DMG, simulé par plusieurs MCGA dans le cadre du projet international PMIP (Paleoclimate Modelling Intercomparison Programme), a été analysé, et des implications des résultats pour l'interprétation des enregistrements glaciaires ont été discutées.

Mots clef : Antarctique – Groenland – Climat – modèles de la circulation générale de l'atmosphère – modélisation du climat à haute résolution spatiale – LMDz – Dernier Maximum Glaciaire – Cyclones – Paleoclimate Modelling Intercomparison Programme (PMIP).

Abstract

The subject of this work is the numerical simulation of the climate of large ice sheets, in particular the existing ice sheets of Greenland and Antarctica, in different climatic conditions using atmospheric general circulation models (GCMs).

The LMDz stretched-grid GCM was adapted for the specificities of the polar climate and validated for the present-day climate. The stretched-grid approach, allowing to run the GCM at high spatial resolutions (about 100 km) over the region of interest at a reasonable numeric cost, was validated by analysing the simulated atmospheric dynamics at the edge of the high resolution regions using a cyclone tracking scheme.

Simulations of the climate of the Last Glacial Maximum (LGM) were carried out for Greenland and Antarctica. These simulations were analysed in the light of the available ice core records. A possible explanation of the water isotope - borehole temperature conflict in central Greenland, based on simulated changes of local surface climate parameters, could be proposed.

This is the first time that the stretched-grid approach was used in a GCM for longer-term simulations of the polar climate. The paleo-climate simulations with the LMDz GCM were run at an unprecedented high horizontal resolution.

Finally, the ice sheet LGM climate simulated by several GCMs within the framework of the international project PMIP (Paleoclimate Modelling Intercomparison Programme) was analysed and implications of the results for the interpretation of ice core records were discussed.

Key words : Antarctica – Greenland – Climate – general circulation models – high resolution climate modelling – LMDz – Last Glacial Maximum – cyclone tracking – Paleoclimate Modelling Intercomparison Programme (PMIP).

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit sind numerische Simulationen des Klimas großer Eisschilde, insbesondere der existierenden Eisanlagen Grönlands und der Antarktis, unter verschiedenen Klimabedingungen und anhand von Allgemeinen Zirkulationsmodellen (General Circulation Models, GCM).

LMDz, ein GCM, dessen Besonderheit sein variables räumliches Gitter ist, wurde den spezifischen Bedingungen des Polarklimas angepaßt und für das heutige Klima überprüft. Die Technik der Gitterdehnung, die es ermöglicht, das GCM bei vertretbaren Kosten mit hoher räumlicher Auflösung (ungefähr 100 km) laufen zu lassen, wurde mittels einer Analyse der Atmosphärendynamik – insbesondere der "storm tracks" – am Rand der fokussierten Zone gerechtfertigt.

Simulationen des Klimas des Letzten Eiszeitmaximums wurden für Grönland und die Antarktis durchgeführt und im Lichte der verfügbaren Eiskerndaten untersucht. Es ergab sich eine Erklärungsmöglichkeit für die Diskrepanz zwischen den verschiedenen Paläotemperaturmessungen (anhand von Wasserisotopen und anhand von direkten Bohrlochmessungen).

In dieser Arbeit wurde erstmalig die Technik der Gitterdehnung in GCMs für mehrjährige Simulationen des Polarklimas verwendet. Die LMDz-Paläoklimasimulationen wurden mit bisher unerreichter räumlicher Auflösung durchgeführt.

Im Weiteren wurde das im Rahmen des internationalen Forschungsprogrammes PMIP (Paleoclimate Modelling Intercomparison Programme) von verschiedenen GCMs simulierte Eiszeit-Klima untersucht und Folgerungen für die Interpretation der Eiskern-Klimaarchive diskutiert.

Schlüsselwörter: Antarktis – Grönland – Klima – Allgemeine Zirkulationsmodelle – Hochauflösende Klimasimulationen – LMDz – Letztes Eiszeitmaximum – storm tracks – Paleoclimate Modelling Intercomparison Programme (PMIP).

Chapitre 1

Climat des calottes de glace, climat et calottes de glace

Actuellement, il y a deux régions majeures couvertes de glace continentale, l'Antarctique et le Groenland. Des calottes mineures existent dans d'autres régions du globe, notamment en Patagonie, où se trouve le Hielo Continental Sur, troisième calotte de glace de monde de par sa taille, dans l'Arctique Canadien, en Islande, et sur d'autres îles Arctiques et Antarctiques. Ce travail est ciblé sur le climat de surface de l'Antarctique et du Groenland. Ces régions lointaines ne sont probablement pas très familières à tous les lecteurs de ce travail. Par conséquent, une courte description des caractéristiques physiques, du climat et de l'histoire humaine de ces vastes régions est donnée ici.

1.1 Caractéristiques physiques

Le tableau 1.1 donne quelques chiffres sur les caractéristiques physiques des deux calottes d'après *van der Veen* [1992].

L'Antarctique contient à peu près 90% de l'eau douce de la terre, tandis que 9% sont gelés au Groenland. Ces chiffres sont énormes. Par contre, le rôle de ces masses d'eau dans le cycle hydrologique global est moins important, car l'eau dans une calotte circule très lentement, bien plus lentement que l'eau liquide dans les basses latitudes. En moyenne, un flocon de neige tombé en Antarctique met 15000 ans à être relâché dans un iceberg (voir tableau 1.1). L'eau tombée au centre de la calotte restera beaucoup plus longtemps sur le continent. Pendant tout ce temps, notre flocon de neige s'est enfoncé de plus en plus dans le manteau neigeux avant de se transformer en glace après une centaine d'années.

D'un certain point de vue, une grande calotte de glace ressemble essentiellement à une crêpe. Elle est plate et "mince" : son extension horizontale est de quelque 1000 km, tandis que son altitude est typiquement de 3 km (voir la figure 1.1). Parfois, cette grande étendue blanche est agrémentée par des chaînes de montagnes, dont, dans la plupart des cas, seules les régions sommitales transpercent la glace — ce sont les nunataks dans la langue des Inuit. Le manteau neigeux même est souvent caractérisé par des sastrugi, qui sont des structures d'érosion superficielle dues aux vents de surface persistants et localement très forts. Un cas particulier sont les plate-formes glaciaires ("ice shelves"). Il s'agit de glaciers flottants sur la mer, provenant de l'intérieur du continent. Leur épaisseur est con-

	Antarctique (sans plate-formes glaciaires)	Groenland
Surface (10^6 km^2)	11.97	1.68
Volume (10^6 km^3)	29.33	2.95
Epaisseur moyenne (m)	2488	1575
Altitude moyenne (m)	2000	2080
Equivalent en niveau des mers (m)	65	7
Accumulation ($10^{12} \text{ kg a}^{-1}$)	2200	535
Ablation ($10^{12} \text{ kg a}^{-1}$)	<10	280
Vêlage ($10^{12} \text{ kg a}^{-1}$)	2200	255
Altitude moyenne de la ligne d'équilibre (m)	–	950
Temps de recyclage (a)	15000	5000

Tableau 1.1: Caractéristiques des deux grandes calottes de glace d'après *van der Veen* [1992].

sidérable, quelques centaines de mètres. Leur bord est constitué de falaises de glace, dont se détachent régulièrement des icebergs géants. Les deux grandes plate-formes glaciaires existantes aujourd'hui se trouvent en Antarctique (voir la carte 1.1).

1.2 Climat des calottes de glace

La caractéristique principale du climat des calottes de glace est évidemment le froid. Il est une conséquence de la latitude, de l'altitude, et de l'albédo élevé de la surface. Ainsi, au centre de l'Antarctique, les températures moyennes annuelles sont de l'ordre de -55°C . Au centre du Groenland, dans la région de Summit, elles sont plus clémentes — de l'ordre de -32°C . Au bord du Groenland, la fonte de glace (ablation) en été est substantielle, tandis qu'elle est quasiment inexistante en Antarctique. L'été est très court dans ces régions. Les températures chutent brutalement en automne pour atteindre un niveau assez constant pendant un hiver qui dure à peu près six mois (voir figure 1.2). La raison physique de ce "coreless winter" est facile à comprendre : pendant tous ces mois, les conditions de rayonnement sont constantes — il n'y a pas de rayonnement solaire. Pendant la nuit polaire, dont la longueur est variable selon la latitude, la seule source d'énergie notable est l'advection de masses d'air chaudes. Par contre, en été, le rayonnement solaire peut être très important. Pendant la période du solstice, le pôle reçoit plus de rayonnement solaire que l'équateur. Mais cette énergie est, en grande partie, réfléchi vers l'espace en raison de l'albédo élevé de la neige.

L'inversion thermique de surface, liée au bilan déficitaire du rayonnement, est un phénomène souvent observé sur les calottes de glace [*Phillpot et Zillman*, 1970]. Cette inversion se développe surtout pendant la nuit. La couche limite atmosphérique stable est caractérisée par des flux de surface de chaleur sensible et latente faibles, et ainsi l'inversion

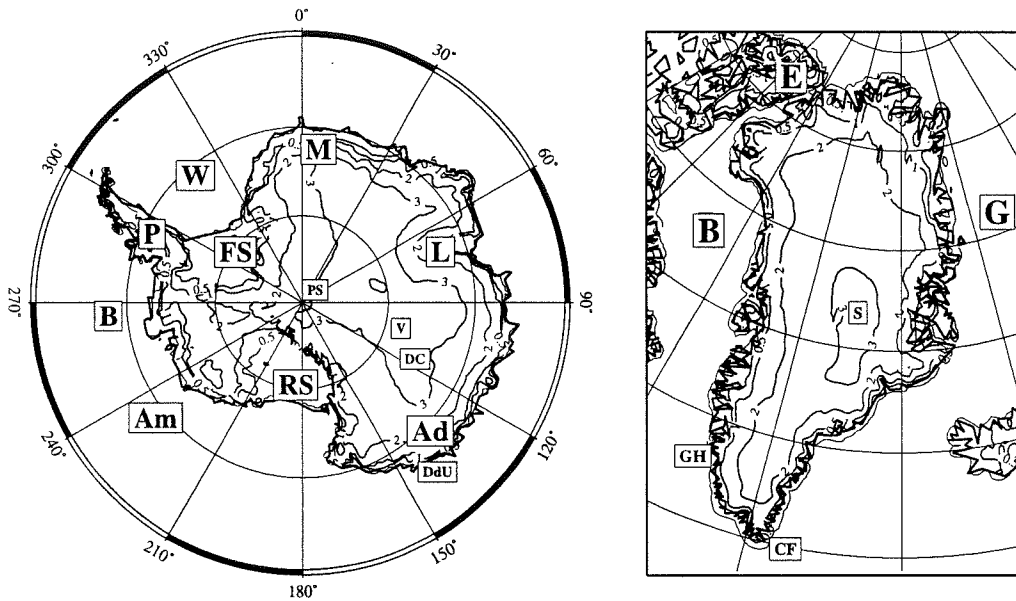


Figure 1.1: Cartes de l'Antarctique et du Groenland avec la topographie (en km). Les lettres indiquent les localisations de quelques endroits ou stations scientifiques mentionnés dans le texte. Sur la carte de l'Antarctique : Am : Mer d'Amundsen ; B : Mer de Bellingshausen ; RS : Ross Ice Shelf ; FS : Filchner Ice Shelf ; Ad : Terre Adélie ; DC : Dôme C ; DdU : Dumont d'Urville ; M : Terre de la Reine Maud ; W : Mer de Weddell ; PS : Pôle Sud ; L : Bassin du Glacier de Lambert ; P : Péninsule Antarctique. Sur la carte du Groenland : S : Summit ; E : Ile d'Ellesmere ; B : Mer de Baffin ; G : Mer du Groenland ; GH : Godhâb, la capitale ; CF : Cape Farewell. Pour orienter le lecteur sur la carte de l'Antarctique : le méridien de Greenwich se trouve en haut. Le Cap de Bonne Espérance est localisé vers 30° et l'Océan Indien occupe le secteur entre 30° et 120° . L'Australie et la Nouvelle Zélande se trouvent entre 120° et 180° . Le Pacifique s'étend entre 150° et 280° . Le Cap Horn se trouve en face de la Péninsule.

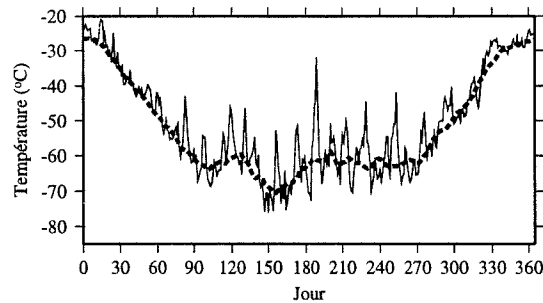


Figure 1.2: Températures (en $^\circ\text{C}$) à Dôme C, en Antarctique de l'Est, au cours de l'année 1990. Le trait continu montre des valeurs diurnes, tandis que le trait interrompu donne les températures lissées avec une moyenne glissante sur 30 jours.

thermique peut se maintenir tant que les conditions météorologiques lui sont favorables. L'atmosphère advecte de la chaleur des latitudes plus basses, mais ne la communique pas à la surface. Pour l'Antarctique hivernale, *Phillpot et Zillman* [1970] rapportent une inversion jusqu'à plus de 25°C dans les régions centrales, et de plus de 15°C sur la plus grande partie du continent.

Par contre, épisodiquement, cette inversion peut être détruite en peu de temps lors de l'advection de masses d'air humides (qui augmentent le flux infrarouge descendant) ou lorsque la vitesse du vent devient forte (ce qui accroît les flux turbulents descendants). Dans ce cas, des variations rapides et très fortes des températures de surface peuvent être observées [par exemple, *Schwerdtfeger*, 1984]. Ces variations brusques sont bien visibles dans la figure 1.2.

Les vents de surface hivernaux sont étroitement liés à l'inversion thermique et au relief des calottes, ce qui leur a valu le nom de *vents d'inversion*. En Antarctique, la direction des vents de surface est presque exclusivement déterminée par la pente du terrain. La direction moyenne du vent est déviée à gauche de la direction de plus grande pente de 30° à 60°. Leur genèse est facile à comprendre. En présence d'une surface en pente et d'une inversion thermique, l'air de surface va être plus lourd que l'air sur la même surface isobare à l'aval et donc s'écouler vers le bord de la calotte (Figure 1.3).

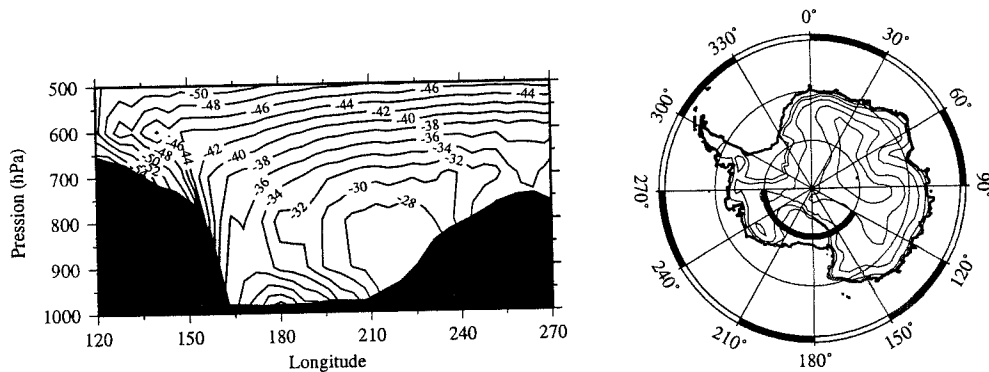


Figure 1.3: Les températures atmosphériques (en °C) en Juillet dans une coupe longitudinale/altitude à 80°S sur une longueur de 2900 km. Le trait épais dans la petite carte à droite indique le tracé de la coupe. À gauche se trouve l'Antarctique de l'Est. La plateforme glaciaire de Ross est située au centre, et l'Antarctique de l'Ouest à droite. Le niveau de pression 500 hPa correspond à une altitude d'environ 5 km. On voit une inversion de surface à l'intérieur de la calotte, mais aussi sur la plateforme glaciaire même. Simulation LMDz.

Près de la côte, en raison de la déclivité considérable, ces vents peuvent devenir très forts et sont dits *catabatiques*. L'inversion est plus faible dans ces régions (voir figure 1.3), mais l'air près de la surface est toujours plus froid (et donc plus lourd) que l'air au même niveau de pression, mais plus en aval. Les vents catabatiques se distinguent des vents d'inversion par le rapport des forces d'inertie et de Coriolis [*Schwerdtfeger*, 1984]¹. Pour les vents catabatiques, relativement forts, les effets d'inertie deviennent importants. En

¹Ce rapport est quantifié dans le nombre de Rossby $Ro = u/(Lf)$, où u est une vitesse de vent car-

conséquence, leur vitesse est fortement variable dans le temps. Pour la même raison, leur direction est moins déviée par rapport à la ligne de chute que celle des vents d'inversion. Les vents catabatiques sont limités dans le temps par la quantité d'air disponible en amont pour nourrir l'écoulement rapide, et le démarrage d'un épisode de vent catabatique dépend, entre autres, des conditions synoptiques et des contrastes de température locaux [Parish et Waight, 1987]. Le relief local dans les régions côtières peut canaliser le flux catabatique et ainsi renforcer singulièrement les vitesses du vent. Ainsi, Sir Douglas Mawson a eu le malheur d'établir une station de recherche à Cape Denison en Terre Adélie en 1911–1914. Cet endroit est maintenant réputé comme l'endroit le plus venté de la terre au niveau de la mer. D'après Wendler et al. [1997], la vitesse moyenne annuelle de vent à cet endroit est de 19 m s^{-1} — ce sont 69 km/h ! La vitesse moyenne au mois de Juillet, 24 m s^{-1} , est même encore plus élevée [Parish, 1988]. De retour chez lui, Mawson a eu des ennuis car personne ne voulait croire en ces vitesses de vent inouïes.

Cet écoulement de surface du centre vers le bord des calottes est compensé par une convergence d'air en altitude au-dessus des calottes. La subsidence de ces masses d'air crée des conditions anticycloniques. C'est l'une des raisons pour lesquelles il fait généralement plus beau sur les calottes de glace que sur les régions océaniques environnantes [Scorer, 1988].

Un autre trait caractéristique du climat des régions centrales des calottes de glace est la sécheresse. Elle est essentiellement due au fait que l'air ne peut contenir que très peu d'humidité aux basses températures. Ainsi, l'Antarctique se dispute avec le Sahara le rang du plus grand désert du monde, et selon les critères appliqués, l'honneur douteux revient à l'un ou à l'autre. Sur le plateau de l'Antarctique de l'Est, c'est à dire la région d'altitude supérieure à environ 2000 m, la précipitation annuelle est de l'ordre de 3 à 5 cm d'équivalent en eau. Toute l'eau tombe évidemment sous forme solide dans ces régions.

1.3 Climat et calottes de glace

La vie sur terre a été façonnée par le climat et l'environnement. L'évolution des espèces est fortement déterminée par les conditions extérieures, dont le climat est l'une des plus importantes. Le destin de l'humanité, dès ses débuts perdus dans la préhistoire, a été influencé et souvent déterminé par les conditions climatiques. Les exemples abondent : l'apparition même du genre *homo* a été attribuée à des changements de climat en Afrique orientale, les conditions climatiques ont favorisé l'émergence de grandes cultures et scellé le sort de rois malheureux.

Mais la vie sur terre a aussi façonné le climat et l'environnement. La composition actuelle de l'atmosphère est le résultat de l'activité biologique des êtres vivants. Le climat ne serait pas le même sans la couverture végétale de la planète. Et nous modifions rapidement notre environnement et le climat de la terre sans vraiment pouvoir estimer l'ampleur des conséquences de nos actions.

Et pour cause : le système climatique est un système extrêmement complexe, composé de plusieurs composantes interdépendantes : atmosphère, hydrosphère, cryosphère,

actéristique, L l'échelle spatiale de l'écoulement. $f = 2\omega \sin \Phi$ dénomme le paramètre de Coriolis, avec ω , la vitesse angulaire de rotation de la terre et Φ , la latitude.

biosphère, et lithosphère. Les difficultés de compréhension résident autant dans le comportement des composantes individuelles que dans leurs interactions.

La croissance et la fonte de calottes glaciaires est l'une des caractéristiques les plus marquantes du climat du dernier million d'années. Périodiquement, des calottes gigantesques sont apparues sur les grandes masses continentales de l'hémisphère Nord. Le Dernier Maximum Glaciaire (DMG, ou LGM pour Last Glacial Maximum), pour lequel la figure 1.4 montre l'extension des calottes continentales, a eu lieu il y a 21000 ans, tout juste hier sur l'échelle de temps géologique.

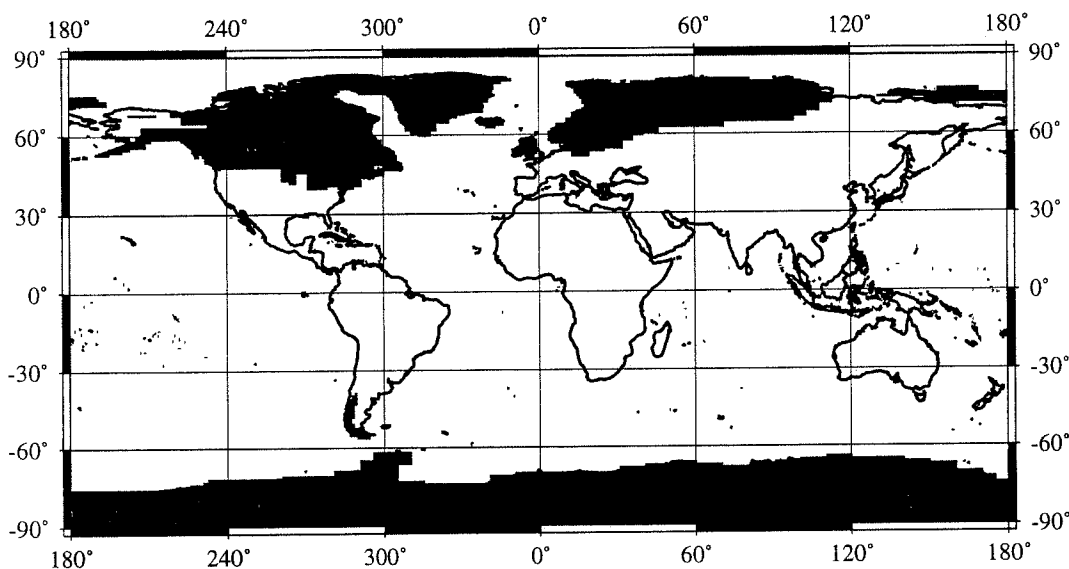


Figure 1.4: L'extension des calottes de glace au Dernier Maximum Glaciaire, il y a 21000 ans [*Peltier, 1994*].

Sur des échelles temporelles plus courtes, la variabilité à court terme du régime dynamique des calottes, manifestée par exemple dans les événements de vêlage intensif d'icebergs, peut avoir des effets marqués sur le système climatique entier à travers des interactions avec l'océan.

La rétroaction la plus importante entre les calottes et le reste du système climatique est due à leur albédo élevé. Un refroidissement de la planète fait croître les calottes. En conséquence, l'albédo de la planète augmente, ce qui refroidit encore la planète.

Le bilan radiatif des calottes de glace est largement déficitaire. L'équilibre de ce bilan est, par conséquent, assuré par le transport d'énergie venant des basses latitudes. En fait, c'est justement le gradient de température entre les régions tropicales et polaires qui fait tourner l'océan et l'atmosphère. Ainsi, la terre perd de l'énergie par les calottes polaires.

Diverses études à l'aide de modèles de circulation générale (MCG) [*Shinn et Barron, 1989; Ramstein et Joussaume, 1995; Felzer et al., 1996*] ont examiné spécifiquement les effets de la présence de calottes de glace sur le climat régional et global. Ces effets sont liés à l'albédo des calottes, à leur altitude, et à leur extension horizontale. Les calottes de glace,

froides par rapport à leurs alentours, créent souvent ce que l'on appelle un anticyclone glaciaire, un peu comme l'anticyclone de froid en Sibérie pendant l'hiver².

A cause de leur altitude considérable —typiquement entre 2 et 4 kilomètres—, les calottes glaciaires sont un obstacle au flux atmosphérique et influencent ainsi cet écoulement. Des exemples connus sont la séparation du jet stream sur la calotte du Laurentide pendant le Dernier Maximum Glaciaire (DMG) [par exemple, *Manabe et Broccoli*, 1985], ou le cyclone d'Islande, pour lequel *Scorer* [1988] propose plutôt le nom de "Greenland lee cyclone".

Ce travail, ciblé sur le climat à la surface des calottes de glace, veut être une contribution modeste à une meilleure compréhension du climat des régions polaires ainsi que des interactions climatiques entre ces régions et le reste de la terre.

1.4 L'homme dans les régions polaires

Malgré leur climat inhospitalier, les régions polaires ont, dans l'histoire, attiré des hommes à la recherche d'une subsistance modeste, mais aussi de l'aventure.

Le Groenland a été peuplé plusieurs fois par des peuples Inuit, dont la première fois il y a environ 4000 ans. Les Inuit se sont adaptés de façon extraordinaire au climat rude de leur terre. Se limitant d'abord à la côte Nord-Ouest du Groenland, ils ont commencé à s'étendre vers le Sud et l'Est de l'île autour de l'an 1000.

Ceci leur a valu la rencontre avec les Vikings qui venaient de s'installer dans ces régions à la même époque. Le premier d'entre eux était Erik le Rouge, une tête brûlée qui avait été déclaré hors la loi en Islande en 982 après avoir tué les trois valets de son voisin, probablement lors d'une soirée particulièrement bien arrosée. Le nom qu'il donna à l'endroit de son exil, "Terre Verte", est clairement un cas de publicité mensongère, compte tenu du fait que 80% du Groenland sont couverts de neige et glace éternelles. Néanmoins, il a eu du succès, car une petite communauté Viking a commencé à s'installer au sud-ouest du Groenland. C'est de là qu'est parti quelques années plus tard Leif, le fils d'Erik, à la découverte de Vinland ("Terre du vin", encore un nom prometteur), que nous connaissons sous le nom d'Amérique. La communauté Viking s'est éteinte quelques 500 ans plus tard, probablement à cause du refroidissement climatique au début du petit âge glaciaire.

La colonisation européenne a repris au début du 18^e siècle avec des chasseurs de phoques et d'autres marchands de peaux et de fourrures. La recherche sur le Groenland a commencé réellement à l'aube de notre siècle. Ces débuts sont liés, entre autres, aux noms de Nansen, Amundsen, de Quervain et Wegener. Le Groenland fait aujourd'hui partie du royaume du Danemark et jouit d'une large autonomie interne.

Contrairement au Groenland, l'Antarctique n'a jamais été habitée. Les légendes de l'existence d'une *Terra Australis Incognita* ont commencé à éveiller l'intérêt des navigateurs à partir du 17^e siècle. D'abord furent découvertes quelques îles dans l'océan austral comme les Kerguelen ou l'île de Bouvet, avant que Cook ne réussisse à faire le tour de l'Antarctique entre 1772 et 1775.

²Il existe tout de même une différence entre ces deux types d'anticyclones. Elle est due à l'écoulement le long des pentes de la calotte qui induit une perte de masse dans la troposphère moyenne. Ceci crée une dépression troposphérique au dessus de la calotte [*James*, 1989].

La chasse aux baleines a également mené à la découverte de certaines régions Antarctiques, mais ces découvertes ne furent pas toujours révélées au grand jour pour garder un avantage stratégique sur la concurrence. Néanmoins, la présence de la banquise rendit l'accès au continent impossible pendant longtemps. Il est possible que les premiers hommes à avoir aperçu l'Antarctique ou même mis les pieds sur son sol aient été des chasseurs de phoques ou de baleines inconnus, mais l'histoire officielle retient les noms de Edward Bransfield (Janvier 1820) et Nathaniel Palmer (Novembre 1820).

Les grands découvreurs officiels du début du 19^e siècle portent des noms comme Bellinghausen, Weddell, Ross, Biscoe, Dumont d'Urville ou Wilkes. Les vides sur la carte de l'Antarctique ne se sont remplis que très lentement. A partir du début de ce siècle, les premières grandes expéditions à l'intérieur du continent furent entreprises par des hommes comme Scott, Shackleton, Davis, et Amundsen. Les efforts de recherche entrepris pendant l'année géophysique internationale 1957–1958 ont contribué de façon substantielle à rendre les cartes de l'Antarctique moins vagues.

Aujourd'hui, les revendications territoriales sur l'Antarctique ont été gelées par le traité international sur l'Antarctique, en vigueur depuis 1961. Ce traité, avec des protocoles adjoints, interdit également des activités minières ou militaires.

1.5 Objectifs et plan de ce travail

Le problème qui se pose aux scientifiques qui étudient le climat est qu'il n'est pas possible d'expérimenter avec le système climatique — ou, du moins, qu'une seule expérience à la fois peut être entreprise à l'échelle globale. Nous sommes donc contraints de nous tourner vers d'autres méthodes pour essayer de comprendre son fonctionnement. Parmi ces approches, on peut citer, entre autres, la reconstitution des paléoclimats pour trouver des analogues au climat actuel et aux changements que nous lui faisons subir, la modélisation du climat actuel et de sa sensibilité à des forçages divers et variés, la modélisation des paléoclimats et des changements climatiques ou l'étude des processus physiques agissant dans les différentes composantes du système climatique. Plusieurs de ces approches sont employées dans ce travail qui est ciblé sur l'interaction entre deux des composantes du système climatique, la cryosphère et l'atmosphère.

Le but de ce travail est une contribution à une meilleure compréhension du climat des calottes de glace et de leur rôle dans le système climatique à l'aide de simulations numériques. Les outils utilisés dans ce travail sont les modèles de circulation générale, dont une description sera donnée dans le chapitre suivant.

L'étude de climats régionaux à l'aide de MCG est limitée par la résolution spatiale de ces modèles. Dans ce travail, nous avons utilisé le MCG à grille variable dénommé LMDz. Il permet d'augmenter la résolution spatiale sur la région d'intérêt afin d'obtenir une bonne simulation du climat régional à un coût numérique modéré. Nous avons adapté ce modèle au climat des régions polaires (voir chapitre 3). Puis le modèle a été validé pour le climat actuel à la surface de l'Antarctique (voir le chapitre 4). Une question importante liée aux changements climatiques attendus sur les calottes de glace dans le futur proche est évidemment celle de la montée du niveau des mers, intimement liée au bilan de masse des calottes de glace. Par conséquent, les précipitations simulées ont été analysées de façon assez détaillée.

L'utilisation d'une grille variable a été justifiée par l'analyse de la dynamique de l'atmosphère à l'extérieur de la région ciblée (voir le chapitre 5).

Ensuite, ce modèle a été utilisé pour des simulations du climat du Groenland et de l'Antarctique pendant le Dernier Maximum Glaciaire. Le but de ces simulations était double.

Premièrement, la validation des simulations paléoclimatiques à l'aide des données obtenues à partir des carottes de glace (voir chapitre 6) permet de démontrer la capacité du modèle à simuler des états climatiques différents de l'actuel. Ceci est important pour estimer la crédibilité des prédictions de changements climatiques qui pourront être entreprises à l'aide de ce modèle.

Deuxièmement, les simulations peuvent fournir des estimations de certains paramètres du paléoclimat que nous ne pouvons pas déduire de l'étude des carottes de glace. Parfois, la connaissance de ces paramètres est même nécessaire pour une interprétation correcte des archives glaciaires. Ainsi, l'étude décrite dans le chapitre 7 montre comment des changements de paramètres du climat de surface entre le DMG et aujourd'hui peuvent expliquer des problèmes manifestes dans la reconstruction des paléotempératures de surface au centre du Groenland.

De même, pour pouvoir déduire l'altitude de formation de la glace carottée (et donc la paléo-altitude de la calotte) en utilisant la quantité d'air inclus dans la glace, il est nécessaire de connaître des paramètres climatiques comme la pression atmosphérique ou l'intensité des vents de surface. Les MCG fournissent ces informations, mais il n'est pas assuré que les champs simulés par les MCG correspondent à la réalité paléoclimatique. Par conséquent, le climat de surface du DMG, simulé par plusieurs MCG dans le cadre du projet PMIP (Paleoclimate Modelling Intercomparison Programme) [Joussaume et Taylor, 1995], est analysé dans le chapitre 8 dans le but de fournir des estimations fiables de ces paramètres.

Chapitre 2

Modèles de climat

2.1 Généralités

Le climat est un système couplé extrêmement complexe. Pour l'étude de ce système, on a donc recours à des modèles, c'est à dire des représentations mathématiques, qui sont le plus souvent beaucoup trop compliqués pour être intégrés autrement que par ordinateur. Selon les processus et l'échelle temporelle à étudier, il faut choisir le type de modèle approprié. Il n'existe pas de modèle utilisable pour tous les problèmes que l'étude du système climatique nous pose.

Quelques caractéristiques communes à tous les modèles sont :

- **Ajustement sur le climat actuel ("Tuning").** Chaque modèle contient un certain nombre de paramètres plus ou moins librement ajustables (dans la limite du physiquement raisonnable, si le paramètre a une interprétation physique). Ces paramètres sont d'habitude réglés de façon à ce que le modèle donne une représentation satisfaisante du climat actuel.
- **Extrapolation.** Le but ultime des travaux de simulation du climat est presque toujours d'aider à éclaircir certaines sensibilités du système climatique en vue de pouvoir mieux prévoir des changements climatiques futurs. Le modèle ayant été calibré pour le climat actuel (ou, parfois, sur l'histoire climatique), il s'agit ici d'une extrapolation temporelle.

2.2 Un aperçu historique

L'un des premiers modèles mathématiques était un modèle du bilan d'énergie de la surface à 0 dimensions¹. A l'aide de ce modèle, *Arrhenius* [1896] a déduit, à la fin du 19^e siècle, un réchauffement global de 2°C résultant d'un doublement du CO₂ atmosphérique. *Bjerknes* [1904] a donné la première description des processus physiques dont la prise en compte est nécessaire à la modélisation de l'atmosphère, et *Richardson* [1922] a entrepris une analyse des équations nécessaires à la prévision des mouvements atmosphériques à court terme. Cette analyse contenait certains problèmes à cause desquels il ne pouvait pas obtenir

¹Cette description suit essentiellement celle donnée par *Kiehl* [1992].

des résultats satisfaisants dans une prévision à deux points de grille. A peu près à la même époque, les composantes du bilan énergétique du système climatique ont été décrites quantitativement dans *Dines* [1917] et *Dines* [1929]. La stabilité du système climatique a été le sujet du travail de *Simpson* [1928], qui a ainsi posé les fondements de la science de la dynamique du climat. Finalement, depuis l'avènement des ordinateurs, les modèles ont pu devenir de plus en plus complexes et complets.

2.3 Modèles simplifiés

- **Modèles de bilan d'énergie.** Les modèles de bilan d'énergie (energy balance models, EBM) sont, comme leur nom l'indique, basés sur le premier principe de la thermodynamique. Généralement, les EBM ne calculent que peu de champs climatiques et leurs interactions. Les variables choisies doivent évidemment être pertinentes pour le climat moyen de la terre, et on choisit en général par exemple la température moyenne de surface de la terre, le volume ou la superficie de glace continentale ou encore la température des couches profondes des océans. Ils ne simulent pas de façon explicite la circulation atmosphérique ou océanique, et les transports d'énergie, d'humidité etc. devront être prescrits ou paramétrés s'ils sont pris en compte. Dans le premier cas, le modèle sera biaisé vers l'état actuel, et dans le deuxième cas, notre compréhension imparfaite de ces processus limite la fiabilité du modèle. Compte tenu des simplifications appliquées, les résultats obtenus sont généralement bons [*Crowley et North*, 1991].

Comme les transports atmosphériques et océaniques ne sont pas explicitement simulés, il est possible de réduire le nombre de dimensions traitées, pour en conserver deux (latitude et altitude ou, plus rarement, longitude et latitude), une seule (latitude)², ou même aucune. Ce dernier genre de modèles a été utilisé par exemple par *Ghil et Le Treut* [1981] ou *Ghil* [1994]. Malgré leur simplicité, les EBM du climat global peuvent fournir des simulations relativement réalistes de la dynamique du climat et permettre de comprendre des interactions élémentaires entre les composantes individuelles du système climatique.

Sur des échelles spatiales plus petites, les EBM peuvent être fort utiles pour illustrer les rétroactions diverses et leur importance relative dans un sous-système climatique très limité, comme par exemple l'interaction entre la glace de mer, sa couverture neigeuse, l'eau à sa base et l'air à la surface [par exemple, *Maykut*, 1978 ; *Shapiro Ledley*, 1991 ; *Eicken et al.*, 1995]. Ce genre de modèles d'un processus précis peut aider à développer des modèles plus complexes, et il peut aider à l'interprétation des résultats obtenus à l'aide de modèles plus complexes.

Les modèles de bilan d'énergie sont évidemment très économiques, et l'interprétation des résultats obtenus est en général relativement aisée. Par contre, surtout dans le cas des EBM 0d du système climatique entier, les processus physiques ne peuvent être pris

²Le mot *climat* a la même origine étymologique grecque que le mot *inclinaison* (du soleil). Les savants de l'antiquité hellénique comme Ptolémé ont défini des zones géographiques en fonction de la déclinaison maximale du soleil.

en compte que de façon caricaturale à cause de la simplicité du modèle. Un danger lors de la conception de ce genre de modèles est la tentation d'introduire trop de paramètres librement ajustables. Pour un nombre de paramètres libres suffisamment grand, on arrive toujours à trouver un système d'équations justifiable dont la solution présente le comportement temporel souhaité.

- **Modèles de rayonnement/convection.** Ces modèles sont bien connus sous leur acronyme anglais RCM (radiative-convective model). Leur but est l'évaluation du profil d'équilibre vertical de la température à un point donné. Comme leur nom l'indique, les RCM prennent en compte le rayonnement et les ajustements convectifs, et ils sont par exemple utilisés pour étudier les effets primaires des gaz à effet de serre et des nuages et aérosols. Les paramétrisations développées pour les RCM peuvent souvent être reprises pour l'utilisation dans les modèles plus complexes.
- **Modèles de circulation axisymétriques.** Les caractéristiques physiques de l'atmosphère et de l'océan varient le plus vite dans la verticale. Comme le gros de la masse de l'atmosphère est concentré dans les basses couches jusqu'à 10 km ou, en comptant large, 50 km, ce sont ces couches qui ont la plus grande importance pour la compréhension du climat. Ainsi, l'altitude est la deuxième dimension généralement considérée dans les modèles de climat. La première est, bien sûr, la latitude à cause du caractère zonal des régions climatiques. Habituellement, la tropo- et la stratosphère sont prises en compte.

Les modèles de circulation axisymétriques sont donc symétriques par rapport à l'axe de la terre : ils simulent l'état du système climatique dans une coupe latitude/altitude, en négligeant la longitude. Contrairement aux EBM, les composantes axisymétriques des mouvements de l'atmosphère ou de l'océan sont simulées explicitement dans ce genre de modèles. Ils se trouvent donc à mi-chemin entre les EBM et les GCM (general circulation models, ou MCG, modèles de circulation générale). Ils ne reproduisent évidemment pas les effets liés aux ondes atmosphériques et/ou océaniques, et ces effets doivent être prescrits ou paramétrés ; les remarques faites sur la paramétrisation ou la prescription des flux d'énergie dans les EBM sont valables aussi dans ce cas.

En ce qui concerne les composantes du système climatique pris en compte, la variabilité entre les modèles est grande : atmosphère³, atmosphère et océan superficiel, atmosphère et océan entier, atmosphère et océan et cryosphère, etc. Ce choix est principalement fonction des échelles temporelles considérées.

Ces modèles sont encore suffisamment économiques pour permettre des simulations climatiques sur des périodes très longues, par exemple des cycles climatiques de 100 ka [Berger *et al.*, 1990]. Ils représentent donc un outil très puissant pour l'étude de la variabilité du climat à long terme, du moins tant que les ressources informatiques disponibles ne sont pas suffisantes pour des simulations très longues avec des modèles à 3 dimensions.

³Les modèles d'atmosphère comprennent en effet presque toujours les échanges d'énergie et d'humidité entre l'atmosphère et sa limite inférieure, i.e. la surface de l'océan et le sol. Ainsi, l'évolution de l'humidité et de la température du sol jusqu'à une certaine profondeur seront simulées dans la plupart de ces modèles.

De plus, il est possible de coupler ce genre de modèles à des modèles à trois dimensions d'une composante du système climatique, par exemple à un modèle d'écoulement des calottes.

2.4 Modèles de circulation générale

2.4.1 Remarques générales

Les modèles de circulation générale sont, par définition, les modèles les plus complets du climat, ou, pour être plus exact, des composantes du système climatique considérées. Comme leur nom l'indique, ces modèles simulent explicitement la circulation atmosphérique et/ou océanique à partir d'une certaine échelle spatiale donnée par la résolution du modèle. La résolution des MCG de l'atmosphère (MCGA) est habituellement de l'ordre de quelques centaines de kilomètres. L'approche choisie est donc de simuler les mouvements atmosphériques et océaniques dans le détail afin de ne pas devoir paramétrer leur effet sur le climat. En particulier, les transports d'énergie et d'humidité (ou de salinité pour l'océan) par les ondes atmosphériques sont représentés dans les MCG⁴. Le gros inconvénient est que l'échelle temporelle de ces mouvements est de l'ordre de la journée. Le pas de temps des MCG est donc déjà pour cette raison beaucoup plus petit que l'échelle temporelle à partir de laquelle on peut parler de "climat". Celle-ci est de l'ordre de quelques années au moins. En pratique, le pas de temps des MCG est encore bien plus petit pour deux raisons. Premièrement, pour garantir la stabilité numérique du modèle, le critère Courant-Friedrich-Lewy impose un pas de temps de l'ordre de quelques minutes à une heure selon la résolution et la formulation informatique du modèle. Deuxièmement, des processus à petite échelle, paramétrés dans les MCGA, ont lieu à des échelles de temps inférieures, en partie à cause du cycle diurne de l'ensoleillement. Les MCG sont ainsi chers du point de vue de la consommation en temps de calcul, et il est pour l'heure, et pour un certain temps encore, impossible de concevoir de simulations régulières du climat à très long terme. De façon plutôt exceptionnelle, quelques simulations avec des MCGA/MCGO (MCG de l'océan) couplés ont été réalisées sur plus de 1000 ans [Manabe et Stouffer, 1996; von Storch et al., 1997; Tett et al., 1997].

Selon l'échelle temporelle considérée, il faudra utiliser des modèles couplés de plus en plus complexes. Pour des simulations portant sur quelques années, des MCGA peuvent être utilisés seuls en imposant les températures de surface de l'océan et sa couverture de glace comme conditions aux limites inférieures. Pour l'échelle jusqu'à la centaine d'années, les modèles couplés MCGA/MCGO s'imposent. Les MCGA couplés à un modèle des couches supérieures de l'océan ("slab ocean") représentent une solution intermédiaire. Pour des simulations encore plus longues, les rétroactions entre toutes les composantes du système climatique deviennent non négligeables, comme la réponse de la biosphère et des calottes de glace au forçage atmosphérique.

Une solution intermédiaire consiste à exécuter des simulations paléoclimatiques "in-

⁴Ceci n'est pas tout à fait vrai pour les modèles de circulation générale de l'océan : dans l'eau, le rayon de déformation de Rossby, qui définit l'échelle de grandeur des ondes baroclines, est beaucoup plus petit que dans l'air. Par conséquent, ces ondes, qui effectuent une grande partie des transports d'énergie, ne sont reproduits que par les MCG océaniques à très haute résolution ("eddy-resolving models")

stantanées”, i.e. des simulations relativement courtes de la circulation atmosphérique et/ou océanique pour une période climatique différente de la nôtre. Ceci n’aura de sens que si les conditions aux limites — pour les MCGA, l’extension des calottes glaciaires, la concentration atmosphérique des gaz à effet de serre, les températures de surface de l’océan etc. — sont suffisamment bien connues et s’il existe des données paléoclimatiques fiables concernant l’état de l’atmosphère, par exemple les températures ou les précipitations. Ceci est à peu près le cas pour le Dernier Maximum Glaciaire (DMG) il y a 21 ka. La réponse de l’atmosphère à ce forçage différent peut donc être examinée et les simulations peuvent être confrontées aux connaissances que nous avons du climat de cette période. L’intérêt de ce genre d’expériences est multiple. Premièrement, elles peuvent nous fournir des renseignements sur le fonctionnement du système climatique; deuxièmement, elles peuvent aider à mettre en évidence certains problèmes des modèles; troisièmement, si les résultats sont satisfaisants, elles permettent d’établir un “deuxième point d’étalonnage” du modèle, le premier étant, bien sur, le climat actuel sur lequel le modèle a été ajusté. En plus, les simulations paléoclimatiques peuvent nous aider à l’interprétation des données paléoclimatiques. Les extrapolations vers un état climatique inconnu, par exemple des expériences de doublement de CO₂, deviennent ainsi plus fiables.

2.4.2 Bref historique

L’application des MCGA aux études climatiques a ses origines dans les premières utilisations d’ordinateurs pour la prévision météorologique à court terme par *Charney et al.* [1950]⁵. Il s’agissait là d’un modèle barotrope, et le premier modèle barocline, capable de simuler la croissance et la dissipation des systèmes cycloniques des moyennes latitudes, a suivi assez rapidement [*Charney et Phillips*, 1953]. Dès 1955, l’application de modèles numériques à l’étude de la circulation générale a été sérieusement considérée par des pionniers comme von Neumann, Charney, Phillips, Smagorinsky et autres [*Pfeffer*, 1960]. En 1956, le premier article décrivant des simulations de la circulation générale de l’atmosphère a été publié [*Phillips*, 1956]. Le modèle de Phillips était basé sur l’approximation quasi-géostrophique. La résolution verticale, avec deux niveaux, était minimale, et les gains et pertes radiatifs étaient prescrits en fonction de la latitude.

La montée en puissance des ordinateurs et des progrès des techniques de modélisation permettaient ensuite des améliorations considérables. En particulier, les modèles ont été basés sur les équations primitives (voir section 2.4.5), plus complètes. Des avancées importantes dans les paramétrisations physiques sont liées, entre autres, aux noms de *Smagorinsky et al.* [1965], *Mintz* [1965], ou encore *Manabe et Bryan* [1969]. Dans la première moitié des années 1970, une dizaine de MCGA existait dans le monde, parmi lesquels figurait aussi le premier modèle du LMD [*Sadourny*, 1975]. La première description de simulations paléoclimatiques se trouve dans *Williams et al.* [1974].

Aujourd’hui, la communauté scientifique travaillant sur les MCGA est toujours grandissante, et des programmes internationaux d’intercomparaison de MCGA comme AMIP (Atmospheric Modelling Intercomparison Project) [*Gates*, 1992] et PMIP sont en cours. Ils permettent d’analyser les différences entre les modèles des groupes participants, pour en tirer des conclusions à la fois sur les approches de modélisation du climat et sur le système

⁵Cette section est largement inspirée de la description donnée par *Simmons et Bengtsson* [1988].

climatique lui-même.

2.4.3 Les processus pris en compte

- Rayonnement. L'énergie solaire incidente sur la terre est le moteur du système climatique. Les autres sources d'énergie, comme par exemple le flux géothermique, sont négligeables par rapport au flux d'énergie solaire. La terre perd l'énergie reçue du soleil par rayonnement thermique infrarouge émis vers l'espace.
- Circulation atmosphérique à grande échelle. Le rayonnement solaire chauffe plus les basses latitudes. La circulation atmosphérique à grande échelle, essentiellement forcée par le gradient du chauffage solaire, assure la moitié des transports d'énergie de ces latitudes vers les pôles, l'autre étant assurée par les océans.
- Processus de surface et couche limite atmosphérique. La plus grande partie du rayonnement solaire n'est pas interceptée par l'atmosphère, mais par la surface de la terre. La surface peut ensuite transmettre cette énergie à l'atmosphère par des flux de chaleur sensible et latente et par son rayonnement infrarouge, en grande partie intercepté par l'atmosphère. La libération de chaleur latente est essentiellement associée à la convection tropicale. Un autre effet important est la friction de l'air au sol. Les échanges de quantité de mouvement à la surface de la terre influencent, évidemment, la force des vents de surface et, plus généralement, le bilan de moment angulaire de l'atmosphère. Les caractéristiques de la surface — son albédo, sa couverture végétale, sa rugosité, son humidité etc. — sont ainsi d'une importance primordiale dans le fonctionnement de l'atmosphère.
- Convection. Comme indiqué plus haut, c'est surtout la convection humide qui joue un rôle important dans le bilan énergétique de l'atmosphère grâce aux flux de chaleur latente associés. En plus, la convection humide génère des précipitations importantes, et son influence sur la couverture nuageuse est loin d'être négligeable. La couverture nuageuse, en revanche, intervient évidemment dans la détermination des flux radiatifs. La convection sèche est généralement aussi prise en compte. Elle influence la distribution verticale de la température atmosphérique.
- Condensation à grande échelle. Elle génère la plus grande partie des précipitations aux moyennes et hautes latitudes. Comme dans le cas de la convection humide, la couverture nuageuse associée à la condensation à grande échelle détermine en partie le bilan radiatif atmosphérique. La libération de chaleur latente lors de ce processus influence sensiblement le comportement des systèmes météorologiques extratropicaux.
- Autres. Quelques modèles prennent en compte les effets d'aérosols et de poussières atmosphériques sur la formation des nuages et sur le bilan radiatif. Ces processus peuvent être importants pour certains scénarios de changement climatique [Harvey, 1988; Boucher, 1995]. En outre, de plus en plus de modèles prennent en compte la propagation verticale d'ondes de gravité, qui influe sur la quantité de mouvement atmosphérique.

2.4.4 Les régions polaires dans les MCG

Pour plusieurs raisons, les régions polaires et leurs particularités ont souvent été négligées dans le développement et dans la validation des MCG.

Premièrement, les régions polaires ne constituent qu'une petite partie de la planète : seulement à peu près 10% de la surface de la terre se trouvent au-delà des cercles polaires. Deuxièmement, les régions polaires sont essentiellement inhabitées ; les calottes le sont totalement. Des études du climat polaire ne concernent donc que très peu de personnes directement. Par conséquent, les régions polaires sont des endroits à faible densité de données météorologiques, et les mesures existantes ne sont pas toujours très fiables. Le résultat est que les performances des MCG sont habituellement plutôt modestes dans les régions polaires [par exemple, *Chen et al.*, 1995].

L'un des objectifs de ce travail est donc une contribution, modeste, à une meilleure prise en compte des spécificités du climat des régions polaires dans les MCG.

2.4.5 Les équations primitives

Les MCGA utilisent pour le calcul des écoulements atmosphériques, un ensemble d'équations de base connu sous le nom d'"équations primitives". Elles sont déduites des équations plus générales de l'hydrodynamique moyennant quelques simplifications importantes :

- Approximation des gaz parfaits. La chaleur massique de l'air ne varie que très faiblement en présence de vapeur d'eau.
- Approximation hydrostatique. Elle est permise car dans les écoulements atmosphériques à grande échelle spatiale, l'accélération verticale est négligeable par rapport à l'accélération horizontale. A très haute résolution horizontale ($\Delta x \leq 10$ km), cette approximation ne sera pas toujours valable.
- Approximation de couche mince. Elle revient à négliger les variations relatives de la distance au centre de la terre lors des mouvements atmosphériques verticaux, ce qui est parfaitement justifié compte tenu du rayon de la terre de 6370 km et de l'échelle de hauteur de l'atmosphère de l'ordre de 10 km.

Dans un système de coordonnées isobares, les équations primitives prennent la forme suivante :

- Moment cinétique :

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \nabla_p \Phi = D_M \quad (2.1)$$

- Equation thermodynamique :

$$c_p \frac{DT}{Dt} - \omega \alpha = Q + D_T \quad (2.2)$$

- Conservation de l'humidité :

$$\frac{Dq}{Dt} = S + D_q \quad (2.3)$$

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} + \nabla_p \mathbf{v} = 0 \quad (2.4)$$

- Equation hydrostatique :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} + \alpha = 0 \quad (2.5)$$

- Equation d'état :

$$p\alpha - RT = 0 \quad (2.6)$$

Les variables représentent les grandeurs suivantes : \mathbf{v} : vitesse horizontale du vent ; Ω : vitesse angulaire de rotation de la terre ; Φ : géopotential ; ∇_p : gradient isobare ; D_M, D_T, D_q : tendances respectives de la quantité de mouvement, de la température et de l'humidité dues au lissage explicite appliqué dans les MCG pour diminuer le bruit numérique à petite échelle et aux différents termes source/puits de la quantité de mouvement ; c_p : chaleur spécifique à pression constante ; T : température ; $\omega = \frac{Dp}{Dt}$: tendance de pression en suivant la particule ; α : volume spécifique ; Q : termes du réchauffement/refroidissement diabatique ; q : rapport de mélange de vapeur d'eau ; S : termes source/puits de vapeur d'eau ; R : constante de gaz de l'air sec.

Dans la notation donnée ci-dessus, les dérivées temporelles sont faites en suivant la particule dans son déplacement ; dans un repère fixe par rapport à la surface de la terre, utilisé dans les MCG, ce terme devient :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \quad (2.7)$$

En pratique, les MCG ne sont pas écrits entièrement en coordonnées isobares. Au moins pour les calculs relevant de l'hydrodynamique pure, on utilise plutôt la pression normalisée par la pression de surface, $\sigma = p/p_s$, ou des coordonnées "hybrides", qui sont essentiellement des coordonnées sigma en bas et isobares en haut de l'atmosphère. Ce genre de coordonnées verticales a l'avantage de faciliter les conditions à la limite inférieure, car au sol, $\sigma = 1$ et $\partial_t \sigma = 0$.

2.4.6 Quelques remarques sur l'implantation numérique

Classiquement, on sépare le code informatique des MCG en deux grandes parties, appelées "dynamique" et "physique".

La "dynamique" comprend l'évaluation des mouvements atmosphériques à grande échelle. Il y a essentiellement quatre méthodes numériques appliquées pour cela : les

différences finies, les méthodes spectrale et semi-lagrangienne, et, beaucoup moins commune, les éléments finis.

La méthode aux différences finies est la plus intuitive : les variables dépendantes sont définies sur un ensemble discret de points de grille et ensuite évaluées sur cette grille. Les dérivées sont calculées comme différences de ces variables sur des intervalles de temps et d'espace finis, d'où le nom de cette méthode. Elle est discutée dans bon nombre d'ouvrages, dont celui d'*Arakawa* [1988].

La méthode spectrale consiste généralement à représenter les variables dynamiques par les harmoniques sphériques orthogonales. *Bourke* [1988] en donne une description claire. Cette approche a été favorisée dans un passé récent essentiellement pour son efficacité numérique. Par contre, l'évaluation des termes diabatiques (la "physique") se fera sur une grille horizontale discrète. Ainsi, la méthode spectrale nécessite un grand nombre de transformations de Fourier (directes et inverses) pour lier ces deux parties du modèle, et ces transformations deviennent très coûteuses quand le nombre de points de grille augmente. L'avantage de l'efficacité de la méthode spectrale s'estompera donc avec l'avènement d'ordinateurs de plus en plus puissants.

La "physique" comprend la prise en compte des processus aux échelles non résolues du modèle. Ces processus ont une influence importante sur l'état de l'atmosphère aux échelles résolues de l'ordre de quelques centaines de kilomètres. La "physique" comprend donc le rayonnement, la convection, les changements de phase de l'eau, les processus de surface et la couche limite atmosphérique. Ayant lieu à des échelles spatiales non résolues, ces processus sont *paramétrés* : Ils sont simulés à partir de l'état de l'atmosphère à grande échelle et on s'intéresse à leur contribution statistique à l'évolution temporelle des champs aux échelles spatiales résolues. La "physique" ne prend en compte que les interactions verticales entre les boîtes du modèle. Elle ne simule donc pas d'échanges horizontaux.

Un cas particulier est la paramétrisation de la dissipation des plus petits mouvements résolus, souvent nécessaire pour garantir la stabilité numérique du modèle. Elle peut être vue comme la prise en compte des interactions entre les mouvements à l'échelle de la maille et ceux à l'échelle sous-maille. Comme son évaluation nécessite la prise en compte des mouvements résolus sur plusieurs points de grille du modèle, sa place informatique est plutôt dans la dynamique, même s'il s'agit d'une paramétrisation d'effets sous-maille.

2.5 Le rôle de la résolution spatiale

2.5.1 Généralités

Un problème numérique en hydrodynamique est consistant si, en augmentant la résolution spatiale, le résultat ne change pas de façon sensible. De ce point de vue, l'étude du climat à l'aide de MCGA est un problème inconsistant : de très nombreuses études ont mis en évidence la dépendance des résultats des simulations de climat de la résolution spatiale pour des résolutions variant entre quelques 50 et 800 km [par exemple, *Manabe et al.*, 1970; *Wellck et al.*, 1971; *Dyson*, 1985; *Sharma et Sadourny*, 1985; *Rind*, 1988; *Boer et Lazare*, 1988; *Tibaldi et al.*, 1990; *Eliassen et L. Larsen*, 1990; *Boville*, 1991; *Kristjánsson*, 1991; *Kiehl et Williamson*, 1991; *Held et Phillipps*, 1993; *Chen et Tribbia*, 1994; *Sperber et al.*, 1994; *Déqué et al.*, 1994; *Genthon et al.*, 1994; *Senior*, 1995; *Déqué et Piedelièvre*, 1995; *Boer et Denis*, 1997; *Hasegawa et al.*, 1997; *Marshall et al.*, 1997].

Dans la grande majorité des cas, l'augmentation de la résolution horizontale entraîne une amélioration de la qualité des simulations, mais les détails des résultats dépendent fortement du modèle considéré. Généralement, la physique et la dynamique d'un MCG sont toutes deux sensibles à la distance des points de grille.

L'influence de la résolution spatiale sur la dynamique d'un MCG est en principe facile à concevoir. Il est évidemment désirable de résoudre les mouvements atmosphériques en détail. Il est difficile de donner un chiffre quant à la résolution spatiale nécessaire pour une bonne simulation du climat, d'autant plus que ce chiffre dépendra des aspects climatiques étudiés. Utilisant un MCG essentiellement sans physique (un forçage des températures remplace la plupart des paramétrisations des processus diabatiques) et sans topographie, *Boer et Denis* [1997] ont étudié la sensibilité de la dynamique "pure" d'un modèle à la résolution horizontale. Ils suggèrent que la dynamique atmosphérique à grande échelle est correctement représentée dans un MCG à partir d'une résolution d'à peu près 400 km (T31), et qu'au-delà, la représentation de la dynamique atmosphérique à grande échelle ne varie plus beaucoup en fonction de la résolution horizontale. Néanmoins, la sensibilité de la représentation du relief à la résolution spatiale complique l'interprétation de ces résultats. A basse résolution spatiale, les chaînes de montagne ne peuvent pas être bien résolues par les MCG. Pourtant, l'interaction entre le relief terrestre et l'écoulement de l'air est importante pour la génération des ondes atmosphériques. La représentation de la dynamique atmosphérique dépendra donc de la résolution spatiale aussi pour des résolutions plus fines que 400 km. Par exemple, en se basant sur l'analyse des échanges d'énergie simulé par un MCG, *Hasegawa et al.* [1997] estiment qu'une résolution minimale de 280 km (T42) est nécessaire pour simuler correctement la circulation générale de l'atmosphère.

De toutes façons, pour l'étude de climats régionaux, il est indispensable d'utiliser une résolution spatiale plus élevée, d'autant plus que la topographie ou des changements de couverture végétale etc. peuvent donner lieu à des circulations à plus petite échelle qui sont difficiles à paramétrer dans les MCG et qui influencent fortement le climat régional. De plus, l'impact de changements climatiques globaux peut être très variable à l'échelle régionale.

L'impact de la résolution spatiale sur la physique d'un MCG est encore moins évident. Les paramétrisations physiques sont généralement optimisées (un euphémisme pour la pratique du "Tuning") pour une résolution spatiale particulière (celle qui a été utilisée lors du développement du modèle). Par exemple, la plupart des paramétrisations du rayonnement, de la convection ou de la condensation à grande échelle prennent en compte une distribution non uniforme de l'humidité atmosphérique à l'échelle sous-maille. Le problème est que la forme de cette distribution (par exemple, sa largeur) peut évidemment dépendre de la résolution spatiale. Une augmentation de celle-ci n'entraînera donc pas forcément une amélioration du comportement de toutes les paramétrisations physiques. *Dyson* [1985] donne un exemple de ce genre de problème. Un re-réglage de certaines paramétrisations physiques peut donc être nécessaire lors d'un changement de résolution du modèle [par exemple, *Kristjánsson*, 1991 ; *Phillips et al.*, 1995].

2.5.2 Le cas des calottes polaires

Le climat des calottes polaires est fortement influencé par leur orographie : la température, l'intensité du vent, la précipitation etc. sont tous directement ou indirectement liés à

l'altitude du point considéré [Fortuin, 1992]. Au bord des calottes de glace, l'altitude diminue rapidement jusqu'au niveau de la mer. Ceci entraîne des gradients horizontaux très forts des paramètres climatiques dépendants de la topographie. Pour représenter correctement le climat des calottes polaires, il est donc nécessaire de disposer d'un modèle à résolution spatiale suffisamment élevée. Le chapitre 4, une comparaison de simulations du climat de l'Antarctique à moyenne et haute résolution, met en évidence cette dépendance de la qualité de la simulation de la résolution spatiale.

Une autre spécificité des calottes de glace est la rétroaction entre topographie et climat. Le bilan de masse en surface est influencé par la topographie, partiellement par l'intermédiaire de la température. Genthon *et al.* [1994] ont montré l'importance de la résolution spatiale pour la prise en compte du relief dans les MCG et, par conséquent, pour la qualité des simulations. Le bilan de masse en surface est évidemment un paramètre important du bilan de masse total de la calotte. La compréhension du système couplé atmosphère/cryosphère est ainsi importante pour la compréhension du système climatique entier. La modélisation de ce système couplé doit se faire au moins à l'échelle spatiale des variations d'altitude des calottes polaires, de l'ordre de 50 km ou moins. Une résolution spatiale élevée dans la modélisation numérique de la partie atmosphérique de ce système couplé est donc souhaitable. Des travaux de forçage d'un modèle d'écoulement d'une calotte de glace [Ritz *et al.*, 1997] par le MCG LMDz, adapté pour le climat polaire, sont prévus au LGGE.

Les forages profonds dans la glace du Groenland et de l'Antarctique nous fournissent de précieuses informations sur le paléoclimat et sur le paléoenvironnement de l'endroit où la glace s'est formée. Nécessitant une logistique très lourde, ces forages sont chers et donc rares. La faible couverture spatiale des données paléoclimatiques sur les calottes polaires pose la question de savoir si les données tirées des forages sont représentatives pour les changements climatiques à grande échelle ou plutôt pour des changements locaux. Le chapitre 7, une étude de l'influence des changements de paramètres climatiques locaux sur le signal isotopique retrouvé dans la glace des forages, illustre l'utilité d'une résolution spatiale élevée dans l'étude de ce genre de problème.

2.5.3 Haute résolution spatiale : approches possibles

Une fois que l'on a décidé d'exécuter des simulations de climat à haute résolution spatiale, le choix de l'approche numérique s'impose. Ce choix n'est pas évident, car il existe différentes approches.

- **Simulations à haute résolution globale.** C'est la méthode la plus directe : Il suffit d'augmenter le nombre de points de grille du MCG, d'éventuellement re-régler les paramétrisations physiques, et de disposer de ressources informatiques impressionnantes. C'est pourquoi cette approche est tentante, mais peu utilisée. De façon plutôt exceptionnelle, des simulations de climat avec une résolution globale de 100 km ont été entreprises, et certains auteurs ont analysé des aspects du climat des régions polaires dans ces simulations [par exemple, Ohmura *et al.*, 1996 ; van den Broeke *et al.*, 1997]. L'intercomparaison de simulations du climat actuel à une résolution de 100 km est le sujet du programme européen HIRETYCS [par exemple, Piedelièvre *et Déqué*, 1997 ; Stratton *et Pope*, 1997]. Néanmoins, des simulations à une telle résolution globale

resteront exceptionnelles dans les années à venir.

- **Modèles à domaine limité.** Cette approche consiste à simuler le climat de la région d'intérêt uniquement. Le climat du reste du globe n'étant pas simulé, les ressources informatiques libérées peuvent être utilisées pour augmenter la résolution spatiale dans la région d'intérêt. Cette approche est populaire (pour gagner un aperçu des activités dans ce domaine jusqu'en 1991, lire l'article de *Giorgi et Mearns* [1991]; une étude récente d'intercomparaison de plusieurs modèles à domaine limité est donnée dans *Christensen et al.* [1997]). Néanmoins, des simulations de *climat* (c'est à dire, simulation d'au moins quelques années) avec des modèles à domaine limité sont rares, et pour l'instant, aucune simulation à long terme du climat des régions polaires n'a été entreprise.

Ces modèles ont besoin de données météorologiques au bord de leur domaine de calcul à une fréquence temporelle assez élevée (de l'ordre de 6 heures), et pour des simulations longues, la gestion de ces données (typiquement des analyses météorologiques, par exemple du CEPMMT⁶) devient lourde.

Ce besoin de données météorologiques au bord du domaine de calcul représente également un obstacle pour des simulations paléoclimatiques ou du type doublement de CO₂ avec ce genre de modèles, car des analyses météorologiques n'existent évidemment pas pour ces climats. Il devient donc nécessaire de forcer le modèle par les données issues d'un MCG. Ce MCG n'aura généralement pas la même sensibilité climatique que le modèle régional, et la simulation risque ainsi de devenir incohérente.

Par conséquent, l'utilisation des modèles à domaine limité sur les régions polaires est pour l'instant restreinte à des simulations courtes, avec des conditions aux limites actuelles ou idéalisées. Ces travaux sont souvent ciblés sur l'étude de certains processus météorologiques [par exemple, *Parish et Bromwich*, 1991; *Gallée et Duynkerke*, 1997; *Gallée*, 1997; *Heinemann*, 1997].

Néanmoins, des études plus générales du climat polaire, mais aussi sur des durées courtes (typiquement de l'ordre d'un mois), ont été entreprises [par exemple, *Hines et al.*, 1995; *Lynch et al.*, 1995; *Walsh et McGregor*, 1996; *Hines et al.*, 1997].

- **Modèles à grille variable.** Cette approche consiste à augmenter localement la résolution spatiale dans un modèle global.

L'avantage par rapport à la simulation du climat à haute résolution globale est évidemment le moindre coût numérique : la plupart des points de grille du modèle seront concentrés sur la région d'intérêt.

Néanmoins, des problèmes numériques peuvent être causés par le gradient de résolution au bord de la région d'intérêt (voir le chapitre 5). De même, l'étirement de

⁶Quelques centres de recherche ou de prévision météorologique comme le CEPMMT (Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme, Reading, Royaume Uni) produisent ces analyses météorologiques. Il s'agit de sorties d'un modèle de prévision du temps qui tourne quasiment en continu et qui est forcé par les observations disponibles. Ce modèle fournit ainsi une extrapolation physique des observations météorologiques. On dispose donc de jeux de données à couverture globale de l'état de l'atmosphère à tout instant.

la grille peut être limitée par la nécessité de conserver une représentation cohérente de la physique du modèle. Des paramètres physiques du modèle, comme par exemple ceux prescrits pour les nuages, sont généralement calibrés pour une résolution spatiale donnée. Il est donc en effet souhaitable d'introduire une dépendance de ces paramètres de la résolution spatiale, variable dans le modèle. Les paramétrisations physiques même, par contre, sont généralement utilisables pour une gamme assez large de résolutions spatiales, jusqu'à quelques dizaines de kilomètres. Au delà de cette résolution, certaines paramétrisations comme la représentation de la convection humide devront probablement être reformulées. Une autre contrainte concerne le rapport d'aspect entre les résolutions verticale et horizontale, Dz/Dx . A haute résolution horizontale, la résolution verticale, du moins dans les bas niveaux du modèle, fortement influencés par la topographie, doit également augmenter [par exemple, *Arakawa*, 1988] pour garantir la stabilité numérique du modèle. L'étirement de la grille est donc limité par la grille verticale du modèle, généralement unique pour tous les points de grille.

Le principal avantage des modèles à grille variable par rapport aux modèles à domaine limité est que le modèle reste global. On n'a donc pas besoin d'un forçage atmosphérique extérieur au bord de la région d'intérêt. Des simulations paléoclimatiques cohérentes deviennent donc possibles. Dans ce travail, cette possibilité a été exploitée.

Malgré les avantages que présente cette approche, elle a été peu utilisée jusqu'à présent. Le Laboratoire de Météorologie Dynamique est l'un des pionniers de cette approche. *Sharma et Sadourny* [1985] et *Sharma et al.* [1987] ont utilisé des versions modifiées du MCG du LMD pour l'étude de la mousson indienne dans des simulations assez courtes. Les résultats étaient prometteurs, mais malheureusement, ces travaux n'ont pas été poursuivis. Néanmoins, les premiers travaux avec un modèle à grille variable ont été entrepris par *Staniforth et Mitchell* [1978] dans le cadre de la prévision météorologique sur le Canada. Là non plus, le modèle n'a pas été utilisé pour des simulations de climat proprement dites. Le modèle ARPEGE de Météo-France peut être utilisé avec une grille variable [*Courtier et Geleyn*, 1988], et des simulations de climat sur 10 ans avec une grille localement raffinée sur l'Europe ont été entreprises [*Déqué et Piedelièvre*, 1995]. La première application d'un modèle à grille variable à des simulations du climat polaire est présentée dans ce travail. Notons que dans la modélisation du climat à méso-échelle, des transitions brutales du maillage avec utilisation de filtres numériques adaptés ont été préférées à l'approche de grille variable [*Pielke*, 1984] à cause de difficultés rencontrées avec cette dernière approche (voir aussi le chapitre 5). Néanmoins, les modèles à grille variable globaux sont en train de devenir populaires, et dans plusieurs groupes de modélisation du climat, d'autres projets de mise en œuvre de ce genre de modèle existent [*I. James*, communication personnelle; *R. Oglesby*, communication personnelle; *McGregor*, communication personnelle] ou ont même déjà abouti [*Leslie et Fraedrich*, 1997].

Ces approches sont évidemment complémentaires, et en fonction de l'étude prévue, chaque approche présente des avantages et des inconvénients. Comme mentionné ci-dessus, des études de changements climatiques sont faisables de façon très aisée avec un modèle à grille variable, tandis que des modèles à domaine limité, forcés par des analyses

météorologiques, sont bien adaptés pour des études de processus. Par contre, des études de l'influence de changements climatiques locaux sur le climat global par exemple nécessiteront plutôt un modèle à haute résolution globale.

2.5.4 La grille variable de LMDz

Le modèle LMDz nous permet donc d'augmenter localement la résolution spatiale sur une région d'intérêt. La façon de procéder est assez simple. A chaque point (i, j) dans l'espace de la grille correspond un couple de coordonnées réelles $f(i), g(j)$, exprimé en radian, où $f(i)$ détermine la longitude ϕ et $g(j)$, la latitude λ . Pour une grille régulière, $f(i)$ prend des valeurs régulièrement distribuées entre $-\pi$ et $+\pi$ pour des indices i variant entre $i = 1$ et $i = i_{max} + 1$ (les valeurs à $\pm\pi$ pour $i = 1$ et $i = i_{max} + 1$ sont identiques pour des raisons de confort informatique) et $g(j)$ prend des valeurs entre $+\pi/2$ et $-\pi/2$ entre $j = 1$ et $j = j_{max}$. La distribution horizontale des variables du modèle sur la grille est présentée dans la figure 2.1. Il s'agit d'une grille du type Arakawa C [Arakawa et Lamb, 1977]. Les vents (symbolisés

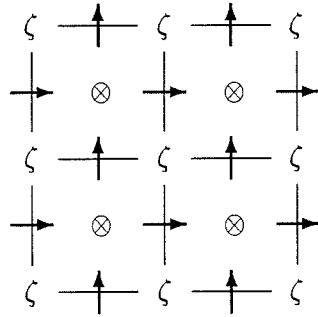


Figure 2.1: Une grille du type Arakawa C.

par des vecteurs) sont calculés aux limites des boîtes, tandis que les variables 'scalaires' (humidité, enthalpie, géopotentiel etc.) sont définies au centre des boîtes. La vorticité ζ est calculée dans les coins.

La fonction originale $g(j)$ de déformation méridionale de la grille était peu adéquate pour une simulation ciblée sur une région polaire (l'augmentation de la résolution sur un pôle entraînait l'augmentation simultanée de la résolution sur l'autre pôle). Nous avons donc choisi la fonction suivante pour la distribution méridionale des points de grille :

$$g(j) = f_1(a(\bar{j} - b)^c + \bar{j}) + f_2 \quad (2.8)$$

où \bar{j} est la fonction affine de l'indice de point de grille j qui vaut 0 au pôle Nord ($j = 1$) et 1 au pôle Sud ($j = j_{max}$). Le choix des paramètres a, b , et c est libre (il faut néanmoins faire attention à ce que la fonction $g(j)$ soit monotone et lisse), tandis que f_1 et f_2 sont calculés automatiquement pour que $g : j \mapsto g(j)$ soit une bijection de $[1; j_{max}]$ vers $[+\pi/2; -\pi/2]$. Le cas $a = 0$ décrit une grille régulière. Nous n'avons pas changé la fonction $f(i)$, qui est

une fonction périodique à 2π , et qui se lit essentiellement comme

$$f(i) = f_{reg}(i) + \alpha_x \sin(f_{reg}(i) + x_0) \quad (2.9)$$

où α_x détermine l'intensité de la déformation de la grille (α_x est le rapport entre la résolution zonale maximale dans la région ciblée et la résolution zonale pour le même nombre de points dans une grille régulière) et x_0 définit la position du maximum de résolution en longitude. x_0 est calculé à partir de c_{lon} , qui est la longitude (en degrés) du maximum de résolution. $f_{reg}(i)$ est la fonction affine qui décrit la grille régulière et qui vaut $-\pi$ pour $i = 1$ et $+\pi$ pour $i = i_{max} + 1$.

Pour les simulations ciblées sur l'Antarctique, nous avons choisi $a = 3.2$, $b = 0.825$, et $c = 3$. Comme l'Antarctique se situe sur le Pôle Sud et les méridiens convergent vers le pôle, la distribution zonale des points de grille est régulière, c'est à dire, $\alpha_x = 0$. Avec $i_{max} = 64$ et $j_{max} = 72$, nous obtenons ainsi une résolution spatiale⁷ de 100 km sur une grande partie de l'Antarctique. La figure 2.2 montre la résolution méridionale en fonction de la latitude pour $j_{max} = 72$, et la figure 2.3 est l'image de la Terre dans l'espace de la grille pour ce cas. On voit qu'à peu près la moitié des points de grille se trouve dans la région Antarctique.

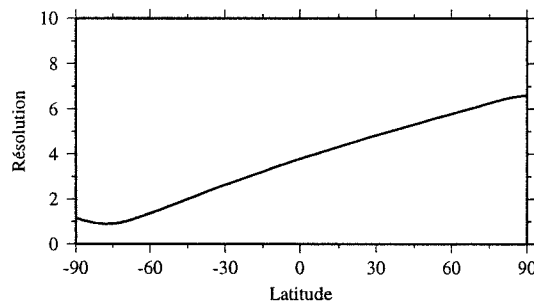


Figure 2.2: Résolution méridionale du modèle en degrés dans le cas du raffinement de la grille sur l'Antarctique décrit dans le texte.

Il est intéressant de noter que malgré le fait que la grille ne soit pas déformée en longitude ($\alpha_x = 0$), la résolution zonale effective dans le cas d'une simulation ciblée sur l'Antarctique est plus élevée que celle d'une simulation en grille régulière avec le même nombre de points de grille. Ceci est dû au fait que pour des raisons de stabilité numérique, un filtre longitudinal est actif près du pôle où l'espacement zonal des points de grille tend vers 0 à cause de la convergence des méridiens. Ce filtre diminue la résolution zonale δx

⁷ Pielke [1991] fait remarquer que la résolution spatiale de la partie dynamique d'un modèle numérique de l'atmosphère est en fait moins élevée que le fait penser la distance des points de grille. Pour effectivement résoudre une structure météorologique, il faut qu'elle s'étende sur plusieurs points de grille. Ainsi, un modèle avec une distance des points de grille de 100 km n'a qu'une résolution proprement dite de ≈ 400 km. Néanmoins, dans ce travail, nous utilisons l'expression "résolution" dans le sens de "distance des points de grille" par commodité.

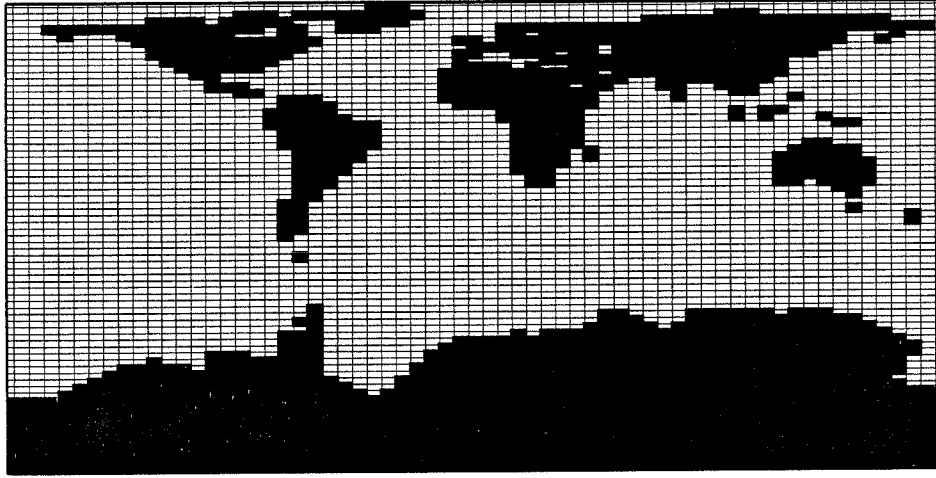


Figure 2.3: Masque terre-océan dans l'espace de la grille dans le cas du raffinement de la grille sur l'Antarctique décrit dans le texte.

du modèle à une valeur qui permet de satisfaire le critère CFL :

$$\delta t < \frac{\delta x}{c} \quad (2.10)$$

où δt est le pas de temps du modèle et c est la vitesse des ondes les plus rapides simulées. Comme, à cause de la résolution méridionale plus élevée, le pas de temps dans des simulations ciblées sur l'Antarctique doit être plus faible que celui d'une simulation à grille régulière, le filtre longitudinal est activé plus tard (c'est à dire, plus près du pôle), et la résolution zonale effective dans une grande partie de l'Antarctique est donc assez bonne.

Le même raisonnement vaut évidemment dans le cas d'une simulation ciblée sur une autre région dans les hautes latitudes, par exemple le Groenland. Dans ce cas, les paramètres choisis pour la grille sont $i_{max} = 72$, $j_{max} = 72$, $a = 3.7$, $b = 0.23$, $c = 3$, $\alpha_x = 0.5$ et $c_{lon} = -45$. La déformation zonale de la grille est relativement faible, car la résolution zonale augmente automatiquement vers le pôle. De plus, dans les régions polaires, les valeurs extrêmes de résolution zonale ne sont pas très éloignées l'une de l'autre ; le minimum de résolution zonale n'est donc pas loin de la région d'intérêt. Avec une déformation trop forte de la grille, on obtient ainsi l'effet inverse de celui recherché. La résolution zonale en fonction de la longitude et la résolution méridionale en fonction de la latitude sont montrées dans la figure 2.4. La figure 2.5 est l'équivalent de la figure 2.3 pour les simulations ciblées sur le Groenland.

Il a été mentionné qu'une augmentation de la résolution horizontale doit être accompagnée d'une augmentation parallèle de la finesse de la discrétisation verticale [Arakawa,

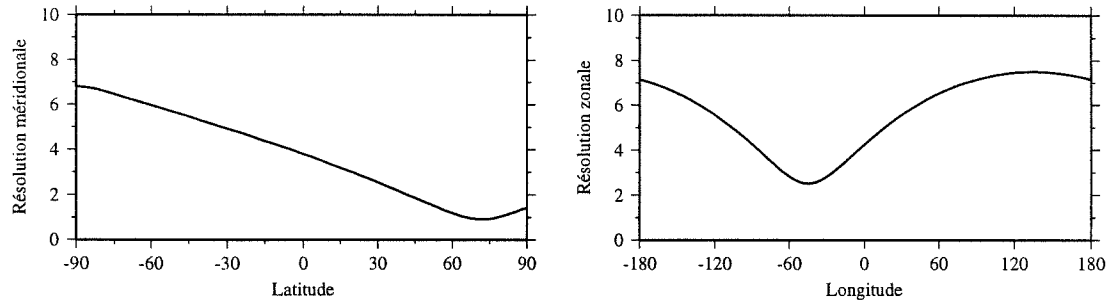


Figure 2.4: Résolution méridionale (à gauche) et zonale (à droite) du modèle en degrés dans le cas du raffinement de la grille sur le Groenland décrit dans le texte.

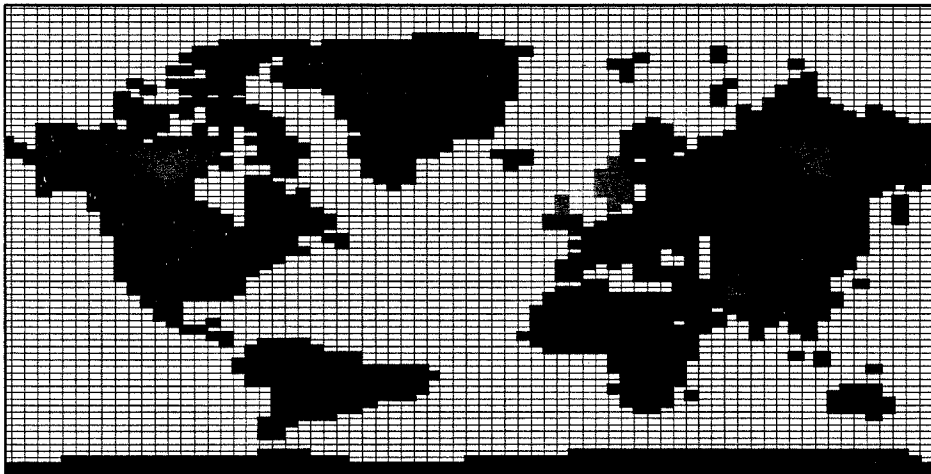


Figure 2.5: Masque terre-océan dans l'espace de la grille dans le cas du raffinement de la grille sur le Groenland décrit dans le texte.

1988]. Les petites structures que l'on commence à voir en augmentant la résolution sont en grande partie causées par l'interaction entre le flux à grande échelle et la topographie. Elles sont généralement limitées dans leur étendue verticale. Par conséquent, il est raisonnable d'augmenter la résolution verticale de préférence dans la partie inférieure de la troposphère lors d'un "zoom" horizontal, surtout quand on s'intéresse essentiellement à cette partie de l'atmosphère, comme c'est le cas dans cette étude. Pour les simulations à 100 km de résolution horizontale, nous avons donc choisi une discrétisation verticale à 15 niveaux avec les premiers niveaux à $\sigma = 0.999, 0.995, 0.988, 0.972, 0.944$, et 0.897 , correspondant à des hauteurs de 10, 50, 118, 286, 582, et 1085 mètres au-dessus de la surface⁸. A titre de comparaison, la discrétisation typique choisie dans les modèles du LMD pour une résolution horizontale de 450 km prescrit 11 niveaux atmosphériques, dont le premier se trouve à 70 m. Par rapport à cette disposition des niveaux verticaux, nous avons changé le nombre de niveaux verticaux et quelques paramètres de la formule qui détermine leurs hauteurs. Dans le chapitre suivant, une deuxième raison pour le choix de la discrétisation verticale plus fine dans les bas niveaux de l'atmosphère sera donnée.

⁸Ces hauteurs sont en effet valables pour une température ambiante de $\approx 20^\circ\text{C}$. Dans LMDz, la coordonnée verticale est la pression normalisée σ . Un petit calcul montre que l'épaisseur d'un niveau σ est proportionnelle à la température. Dans les régions polaires, les niveaux σ sont donc moins épais. A Vostok, où la température moyenne annuelle est -56°C , ces niveaux atmosphériques pour la discrétisation décrite se trouvent en effet vers 7, 32, 75, 184, 381, et 721 mètres.

Chapitre 3

Modifications apportées au modèle LMDz

Il a été mentionné dans le chapitre précédent que les régions polaires ne sont généralement pas le principal souci des développeurs de MCG. Le centre d'intérêt du Laboratoire de Météorologie Dynamique est plutôt situé dans les régions tropicales, qui représentent, bien sûr, de loin la plus grande partie de la surface du globe. Par conséquent, les réglages de certaines paramétrisations n'étaient pas optimisées pour l'application du modèle à des études du climat polaire. Nous avons donc apporté quelques modifications simples au code original de LMDz pour permettre une meilleure simulation du climat des hautes latitudes¹.

3.1 Intégration temporelle

Dans la section 2.4.6, la séparation des MCG en deux parties, appelées respectivement la “physique” et la “dynamique”, a été explicitée. Il a été indiqué dans le même chapitre que le pas de temps de la “dynamique” δt_Δ est déterminé par la résolution spatiale du modèle. Il vaut 90 secondes pour une résolution spatiale de 100 km. Par contre, la “physique” du modèle ne traite pas les interactions entre les points de grille voisins dans un plan horizontal (elle ne traite que des échanges verticaux entre les éléments de grille² du modèle). Par conséquent, son pas de temps n'est pas directement déterminé par la résolution spatiale, mais plutôt par la nature des processus physiques pris en compte (qui peut par contre varier en fonction de l'échelle spatiale considérée). Dans LMDz, le pas de temps de la “physique”, δt_Φ , est de 30 (ou même 60) minutes. Le MCG est donc organisé de la façon suivante : A chaque pas de temps “physique”, les tendances $(\partial_t X)_\Phi$ (X représente les variables pronostiques du modèle comme par exemple le vent ou l'enthalpie potentielle) sont calculées, et les variables sont mises à jour à la fin de ce pas de temps : $X \mapsto X + (\partial_t X)_\Phi \delta t_\Phi$. Ensuite, la “dynamique” est appelée plusieurs fois et les variables sont mises à jour de la même façon à la fin de chaque pas de temps “dynamique” : $X \mapsto X + (\partial_t X)_\Delta \delta t_\Delta$,

¹Ce chapitre est essentiellement une reprise et extension de la première partie de l'article “Studies of the Antarctic climate with a stretched-grid general circulation model”, paru dans le Journal of Geophysical Research [*Krinner et al.*, 1997b].

²Nous utiliserons, dans la suite, parfois le mot “boîte” au lieu d’“élément de grille”.

jusqu'à ce que la "physique" soit appelée une nouvelle fois. Le problème tient au fait que les incréments physiques $(\partial_t X)_\Phi \delta t_\Phi$ peuvent être très grandes par rapport aux incréments dynamiques $(\partial_t X)_\Delta \delta t_\Delta$, surtout à haute résolution spatiale, quand $\delta t_\Phi \gg \delta t_\Delta$.

Le résultat est parfois un comportement temporel peu naturel des variables pronostiques. Prenons par exemple les vents de surface au bord de la calotte Antarctique. La vitesse du vent catabatique résulte essentiellement d'un équilibre entre deux processus : l'air froid près de la surface est accéléré le long de la pente et dévié par la force de Coriolis (il s'agit ici d'un processus "dynamique"), et ralenti par la friction avec la surface (qui est un processus "physique"). Autrement dit, dans le modèle, l'air est accéléré petit à petit pendant 30 minutes par la "dynamique", puis freiné brutalement par la friction à la surface qui est calculé à ce pas de temps. Par conséquent, la vitesse du vent de surface simulée en Antarctique a un comportement temporel en dents de scie (figure 3.1). Après l'ajout des incréments physiques, le vent katabatique s'est transformé en un vent anabatique.

Une façon de régler ce problème serait de diminuer considérablement le pas de temps de la "physique", mais ceci présente l'inconvénient d'un coût numérique plus élevé. Une autre façon, plus économique, est de calculer la "physique" toujours au même pas de temps δt_Φ , mais d'ajouter des incréments physiques à chaque pas de temps "dynamique" : $X \mapsto X + (\partial_t X)_\Phi \delta t_\Delta$. Nous avons choisi cette méthode. Le résultat pour le vent de surface au bord de la calotte Antarctique (figure 3.1) est un comportement temporel homogène, et une vitesse moyenne considérablement plus élevée.

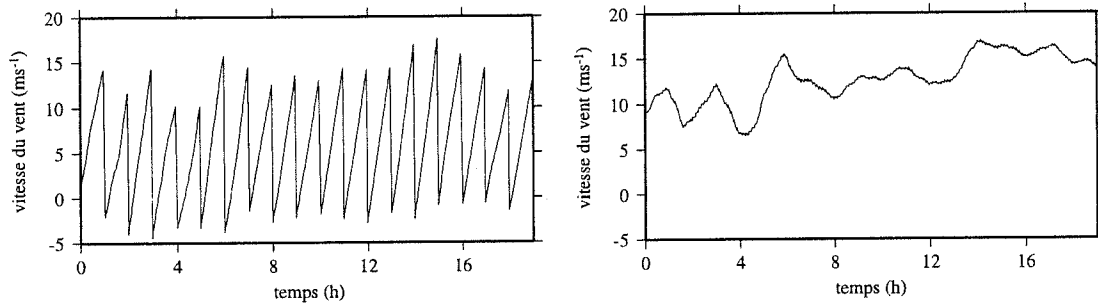


Figure 3.1: Composante méridienne du vent de surface en fonction du temps, simulée à un point près de la côte en Antarctique de l'Est. A gauche : avec l'intégration temporelle originale ; à droite : avec l'intégration temporelle modifiée.

Notons qu'un des problèmes de cette approche tient au fait que les tendances physiques, calculées une fois toutes les 30 minutes, mais ajoutées petit à petit à chaque pas de dynamique, ne seront pas forcément cohérentes avec les champs auxquelles elles sont ajoutées. La raison est que ces derniers évoluent dynamiquement entre deux pas de physique. Ceci peut par exemple poser des problèmes pour la simulation des traceurs atmosphériques, où des valeurs négatives de la concentration du traceur peuvent apparaître quand la tendance physique $(\partial_t X)_\Phi$ est négative tandis que la "dynamique" a déjà vidé la boîte de ce traceur au préalable. Néanmoins, dans nos simulations, ce problème ne s'est manifesté que très rarement. Typiquement, sur une simulation d'un an, une ou deux boîtes affichent des concentrations négatives d'eau pendant quelques pas de temps ; elles sont corrigées

par un pompage vertical de l'eau atmosphérique. De même, pour des simulations d'autres traceurs comme les poussières désertiques, ce problème reste très peu marqué [K. Andersen, communication personnelle].

3.2 Couche limite atmosphérique et processus de surface

3.2.1 Les flux verticaux turbulents dans une couche limite stable

Surtout pendant la longue nuit polaire, la surface des calottes polaires est plus froide que l'air en altitude. La figure 3.2 montre le profil vertical moyen de température pour Vostok en hiver [Schwerdtfeger, 1984]. L'*inversion thermique* est de quelques 20°C , et la température est maximale vers 600 mètres au-dessus du sol. Cette situation est évidemment due à l'absence de rayonnement solaire pendant cette période : la surface se refroidit plus efficacement que l'atmosphère par rayonnement infrarouge. La couche limite atmosphérique est ainsi en *stratification stable* ; une particule d'air déplacée dans la verticale aura tendance à revenir à son altitude de départ. Ainsi, cette stratification stable amortit des mouvements turbulents à petite échelle qui donnent lieu à l'essentiel du flux vertical de chaleur sensible et latente dans la couche limite atmosphérique. Par conséquent, l'air relativement chaud ne communique pas efficacement sa chaleur, apportée des basses latitudes, vers le sol.

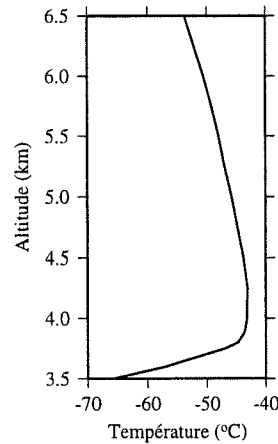


Figure 3.2: Profil moyen vertical de température, observé à Vostok (3488 m) en hiver.

Les calottes polaires ne sont pas les seuls endroits où l'on peut rencontrer une couche limite stable : dans les autres régions aussi, le sol se refroidit la nuit, et la couche limite nocturne est généralement stable. Néanmoins, la couche limite stable dans les régions polaires se distingue de la couche limite nocturne dans plusieurs points [King, 1993 ; Yagüe et Redondo, 1995] :

- la stratification stable plus significative de la troposphère inférieure ;
- la baroclinicité induite par la pente de la surface ;

- les effets dus aux ondes de gravité.

Les paramétrisations des flux turbulents développées pour une couche limite nocturne ne sont donc pas forcément applicables pour les conditions polaires.

D'une manière générale, le bilan d'énergie cinétique turbulente s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial E_{cin,turbulent}}{\partial t} = S_m + S_f + S_p - \epsilon \quad (3.1)$$

Les différents termes source/puits de l'énergie cinétique turbulente $E_{cin,turbulent}$ sont :

- S_m , la production mécanique. A l'intérieur de la couche limite, ce terme représente l'instabilité due au cisaillement vertical du vent. A l'interface sol/atmosphère, ce terme représente classiquement la création de turbulence par les éléments rugueux de la surface.
- S_f , la production ou la perte due à la flottabilité de la masse d'air. Dans une couche limite stable, il s'agit d'un terme puits, car la définition même de la stabilité de la couche limite est qu'une petite masse d'air déplacée verticalement de sa position d'équilibre a tendance à revenir à cette position.
- S_p , la redistribution horizontale par transport ou par les forces de pression. Ces forces de pression sont importantes pour l'interaction entre l'écoulement à grande échelle et les éléments de topographie, par exemple des collines, menant à un ralentissement du vent à grande échelle. Il s'agit d'un terme source.
- ϵ , la dissipation visqueuse des mouvements turbulents à petite échelle. Ce terme est toujours positif et constitue donc un puits de $E_{cin,turbulent}$.

3.2.1.1 Flux turbulents de surface

Dans une couche limite stable, la turbulence, et donc un flux turbulent de chaleur vers la surface, ne peut exister que si la production mécanique est suffisamment grande pour contrebalancer l'amortissement de la turbulence due à la dissipation et à la stratification stable. Dans la théorie de similarité Monin-Obukhov [Monin et Obukhov, 1954; Monin et Zilitinkzvitch, 1974], cette condition est mesurée par le *Nombre de Richardson des flux* :

$$Ri_f = -\frac{S_f}{S_m} \quad (3.2)$$

Dans les MCG, on ne peut pas directement calculer Ri_f . On se sert du *nombre de Richardson des gradients* :

$$Ri_g = \frac{g \delta z \delta \Theta}{\Theta (\delta u)^2} \quad (3.3)$$

où Θ est la température potentielle dans la couche de surface, $\delta \Theta$ la différence de température potentielle entre le premier niveau atmosphérique et la surface, δz l'altitude du premier niveau du modèle, et δu la vitesse du vent dans ce niveau. Ri_g est une approximation valable de Ri_f dans certaines conditions, mais pas dans des conditions fortement

stables [Kondo *et al.*, 1978]. La paramétrisation des flux turbulents de surface se fait en fonction de ce nombre :

$$F = \rho f(Ri_g) C_{dn} v \quad (3.4)$$

Ici, F est le flux cherché, v est la vitesse du vent, et C_{dn} est le coefficient de friction (*drag coefficient*) neutre,

$$C_{dn} = \left(\frac{\kappa}{\ln \frac{z}{z_0}} \right)^2 \quad (3.5)$$

avec $\kappa \approx 0.4$ (nombre de von Kármán), z , l'altitude du premier niveau atmosphérique, et z_0 , la rugosité de surface. $f(Ri_g)$ est une fonction adimensionnelle qui modifie C_d . C'est cette fonction $f(Ri_g)$ qui prend en compte l'influence de la stabilité de la couche limite sur les flux turbulents. Malheureusement, elle est mal connue pour des conditions stables. La plupart des rares travaux sur la couche limite stable, et en tout cas ceux qui ont été pris en compte pour le développement de LMDz, suggèrent que la condition pour le maintien d'un flux turbulent est que $Ri_f \leq 0.22$ (à peu près) [par exemple, *Businger et al.*, 1970; *Yamada*, 1975; *Louis*, 1979]. Ceci veut dire que $f(Ri_g)$, et donc les flux turbulents paramétrés, deviendrait nul pour des valeurs de Ri_f supérieures à ce seuil, appelé nombre de Richardson critique Ri_c [Okamoto *et Webb*, 1970]. Par contre, *Kondo et al.* [1978] ont observé de la turbulence intermittente dans des conditions de stratification très stable ($Ri_c < Ri < 2$). Plus spécifiquement, [Einaudi *et Finnigan*, 1993] ont publié une étude sur les flux turbulents de surface qui indique que dans des conditions de stratification très stable, l'activité d'ondes de gravité piégées dans la couche limite peut représenter un terme source d'énergie turbulente. Ils concluent que dans ce cas, le nombre de Richardson devient un paramètre inutile même si *Yagüe et Redondo* [1995] soutiennent que Ri reste un paramètre pertinent pour la description de la couche limite stable.

En tout cas, suffisamment près de la surface, il est probable que le flux turbulent n'est pas nul, car l'un des termes source de $E_{cin,turbulent}$ est le cisaillement vertical du vent. Comme à la surface, la vitesse de vent est 0, ce cisaillement devient toujours suffisamment grand pour maintenir la turbulence. Par contre, cette couche turbulente de surface — appelée couche de flux constants — peut devenir très mince, de l'ordre de 10 mètres. Ce problème apparaît évident quand on regarde la formule (3.3). Ri_g est proportionnel à la hauteur du premier niveau, δz . Dans un travail sur la couche limite stable hivernale en Antarctique, *King* [1990] a montré que, à cause de la faible profondeur de la couche limite, les profils verticaux de température, humidité et vent ne seront que très mal décrits par la théorie de similarité de la couche de surface de Monin-Obukhov si le premier niveau atmosphérique d'un MCG se situe au-dessus de quelques mètres. Par conséquent, il suggère un premier niveau atmosphérique assez bas, de l'ordre de 10 m au maximum, pour résoudre cette couche de flux constants et ainsi simuler correctement les flux turbulents de surface.

Il y a donc un certain nombre de raisons pour lesquelles on peut s'attendre à rencontrer des problèmes dans la simulation des flux de surface dans une situation stable dans un MCG. Avec la version originale de LMDz, la situation rencontrée était la suivante : la température de surface en hiver pouvait atteindre les -100°C au centre de l'Antarctique, tandis que celle du premier niveau à ≈ 70 m était de -50°C . Ce découplage thermique entre la surface et l'atmosphère était dû à une rétroaction positive. Lors d'une inversion thermique, les flux de surface turbulents simulés diminuent. La surface se refroidit par ray-

onnement thermique et l'inversion devient plus forte. Les flux turbulents diminuent encore et Ri_g atteint le seuil critique au dessus duquel les flux turbulents cessent entièrement. La surface continuera donc à se refroidir pour atteindre de températures non raisonnables.

Ce problème est donc lié à deux faits : premièrement, la hauteur du premier niveau et, deuxièmement, la non-prise en compte de la turbulence intermittente dans des conditions de forte stabilité même à une certaine hauteur. Par conséquent, deux mesures sont envisageables :

- Un premier niveau atmosphérique très bas, de l'ordre de 10 mètres au dessus de la surface.
- Introduction d'une valeur minimale de $f(Ri_f)$. La conséquence de cette mesure est que les flux turbulents de surface sont nuls uniquement si le vent horizontal est nul.

Des tests avec LMDz³ ont montré qu'à partir du moment où le premier niveau atmosphérique du modèle est effectivement suffisamment près du sol, les problèmes de découplage thermique entre sol et atmosphère disparaissent. Dans le cas contraire, une valeur minimale de $f(Ri_f)$ de l'ordre de 0.15 est nécessaire pour limiter la dérive de la température du sol. Avec le premier niveau à 10 mètres, l'introduction d'un seuil minimal de $f(Ri_f)$ n'a presque pas de conséquence sur le climat simulé ; ceci indique que dans ce cas, Ri_f est généralement inférieur au nombre de Richardson critique de 0.22. Ainsi, une valeur minimale de $f(Ri_f)$ a été imposée dans le modèle, et une discrétisation verticale prescrivant le premier niveau atmosphérique à 10 mètres de hauteur a été adoptée. La figure 3.3 montre la différence de température entre le bas de l'atmosphère et la surface dans deux simulations d'un mois de Juillet en Antarctique. Ces simulations ont été faites avec 15 niveaux verticaux et à une très basse résolution horizontale de l'ordre de 800 km. Dans le premier cas, la discrétisation verticale est la discrétisation originale utilisée par LMDz, avec le premier niveau atmosphérique à 50 mètres environ. Pour cette simulation, la partie gauche de la figure 3.3 montre la différence de température entre ce premier niveau et la surface. Cette différence atteint les 45°C en moyenne mensuelle. Dans le deuxième cas, une discrétisation verticale alternative, décrite déjà dans le chapitre précédent, a été choisie. Ses deux premiers niveaux sont à 10 et 50 mètres. Pour cette simulation, la partie droite de la figure 3.3 montre la différence de température entre le deuxième niveau et la surface. Elle est de quelques °C. Dans cette simulation utilisant la discrétisation verticale modifiée, la différence entre les températures atmosphériques et de surface semble même un peu trop faible, comparée aux valeurs données par *Schwerdtfeger* [1984], qui indiquent des écarts de température $T_{32m} - T_{surface}$ de l'ordre de 10°C à Vostok. Effectivement, sur la ligne de crête en Antarctique de l'Est, $T_{50m} - T_{surface}$ devient très proche des observations lors de simulations à plus haute résolution spatiale, car la zone de divergence des vents, dans laquelle se trouve Vostok, est mieux résolue. La divergence des vents de surface entraîne des vitesses de vent assez faibles et par conséquent des flux turbulents de surface faibles, et ainsi des inversions particulièrement fortes. De même, à haute résolution spatiale, l'écoulement catabatique sur les côtes étant mieux rendu, la subsidence au dessus de la calotte de glace est plus forte. Ceci entraîne également des inversions plus fortes.

³Ce travail a été effectué en grande partie lors d'un stage d'approfondissement par Vincent Lagneau et Nicolas Tauveron, deux élèves de l'Ecole Polytechnique, que j'ai eu le plaisir d'encadrer.

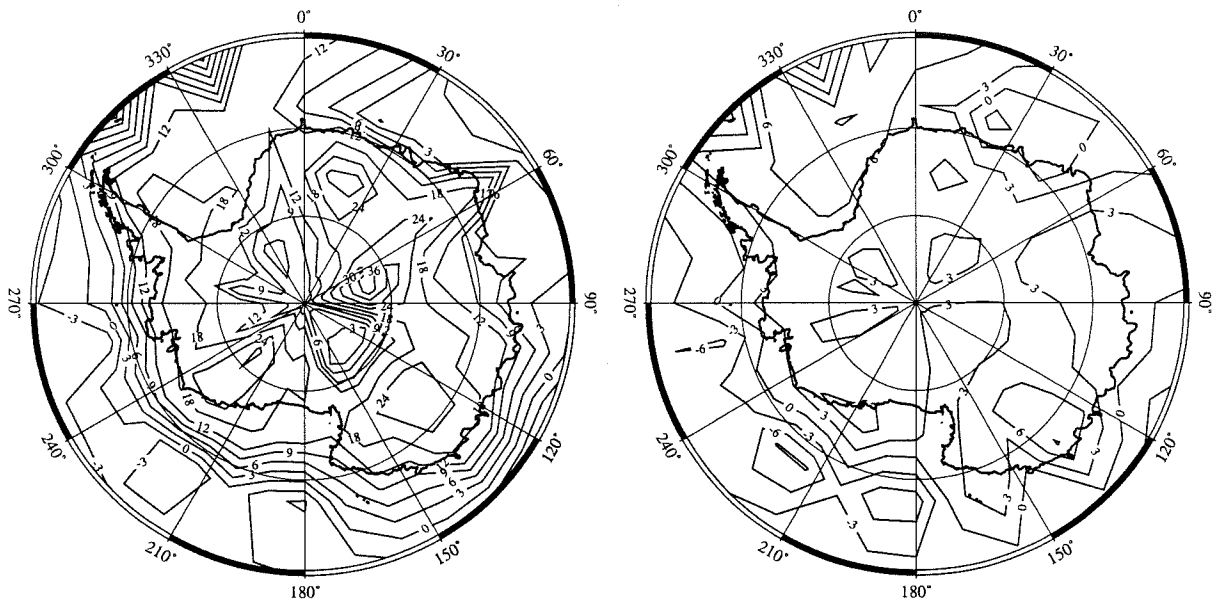


Figure 3.3: $T_{50m} - T_{surface}$ en °C. A gauche : avec la discrétisation verticale originale et avec 15 niveaux verticaux. Le premier niveau atmosphérique se trouve à 50 m au-dessus du sol. A droite : avec la discrétisation verticale modifiée et avec 15 niveaux verticaux. Le premier niveau atmosphérique se trouve à 10 m au-dessus du sol.

3.2.1.2 Les flux turbulents atmosphériques dans la couche limite

Pour essentiellement les mêmes raisons que pour les flux turbulents de surface, les flux turbulents atmosphériques diminuent avec une stabilité croissante de l’atmosphère. Néanmoins, même pour une stabilité très élevée, ces flux ne tombent pas à zéro, encore partiellement pour les mêmes raisons que pour les flux turbulents de surface. Dans une couche limite atmosphérique stable, les flux turbulents de chaleur sensible limitent l’intensité de l’inversion dans les basses couches, dont l’origine est la forte différence entre la température de l’air advecté des latitudes plus basses et celle de la surface, qui se refroidit par son rayonnement thermique en absence de rayonnement solaire. Le fait que les flux atmosphériques turbulents ne tombent pas à 0, même lors d’une inversion forte, est pris en compte dans la version originale de LMDz de la façon suivante. Les flux turbulents sont déterminés à travers la relation

$$F_X = -\rho k \frac{\partial X}{\partial z} \quad (3.6)$$

où k est un coefficient d’échange, ρ est la densité de l’air, et X est la quantité dont le flux turbulent est à calculer (typiquement, la chaleur sensible ou latente ou la quantité de mouvement). Les coefficients d’échange, calculés en fonction de l’altitude, du cisaillement du vent, et de la stabilité de la couche limite, sont limités à une valeur minimale de $k_{min} = 0.001$ pour garantir un flux turbulent minimal lors d’une stratification stable. Cette valeur minimale était manifestement trop élevé dans la version originale de LMDz. La figure 3.4 montre un profil vertical des températures atmosphériques de Juillet sur un point de grille situé sur le plateau Antarctique, obtenu avec les coefficients originaux, et un profil au même endroit obtenu en diminuant k_{min} d’un facteur 10. La simulation a été faite à basse résolution horizontale (800 km) et avec la discrétisation verticale modifiée à 15 niveaux. Dans le premier cas, l’inversion est presque inexistante, tandis que le deuxième cas montre une inversion bien développée. Elle est un peu plus faible que les 20°C attendus sur le plateau Antarctique en hiver [Phillpot et Zillman, 1970], mais là encore, la simulation s’améliore avec l’augmentation de la résolution horizontale.

La diminution d’un facteur 10 d’un paramètre du modèle peut paraître assez radicale. Néanmoins, il est important de noter que très peu de travaux ont été faits sur les flux turbulents atmosphériques dans une couche limite stable, de sorte que les réglages des paramétrisations sont très mal contraints.⁴

3.2.2 Rugosité orographique

La figure 3.5 montre le relief d’Europe à une résolution d’à peu près 500 km, ce qui représente une résolution de MCG moyenne. Il est évident qu’il s’agit ici d’une caricature du vieux continent. Les chaînes montagneuses sont invisibles. Pourtant, une chaîne de montagnes comme les Alpes ou les Pyrénées exerce une forte influence sur l’écoulement atmosphérique. Par exemple, elle force l’air à des mouvements verticaux à grande échelle. Pour mieux représenter ce premier effet, des orographies “enveloppe”, plus élevées que le

⁴Notons que la valeur minimale théorique de k est donnée par la viscosité de l’air ($1.35 \cdot 10^{-5}$). Une telle valeur de k supposerait l’absence totale de turbulence. Comme montré ci-dessus (section 3.2.1.1), des observations indiquent que même dans le cas d’une couche limite très stable, des événements épisodiques de turbulence existent. Il est donc justifiable de prendre une valeur k_{min} plus élevée.

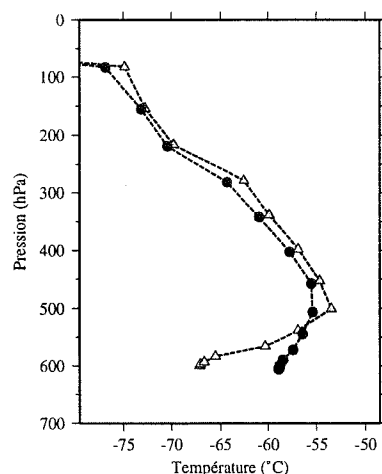


Figure 3.4: Profils de température verticaux en hiver à un point de grille situé sur le plateau Antarctique. Cercles : $k_{min} = 0.001$; Triangles : $k_{min} = 0.0001$.

relief moyen, ont été introduites dans un certain nombre de modèles [par exemple, *Wallace et al.*, 1983].

Un autre effet d'une chaîne de montagnes est un ralentissement considérable de l'écoulement à cause du relief accidenté. Ce ralentissement se produit par la génération d'ondes de gravité en situation stable (la direction de propagation de l'énergie de ces ondes a une composante verticale) et par les forces de pression dans la couche limite elle-même, pour des raisons évidentes. Ce deuxième effet est souvent pris en compte par l'introduction d'une "rugosité orographique" en plus de la rugosité de surface classique. On introduit une rugosité effective $z_{0,eff}$ qui sera une fonction de la rugosité de surface z_0 (1 cm pour une surface neigeuse) et de la rugosité orographique $z_{0,oro}$. Nous nous concentrerons sur le problème de la rugosité orographique $z_{0,oro}$ ⁵.

Les travaux sur ce problème ont généralement été restreints à l'étude de la couche limite neutre [par exemple, *Wood et Mason*, 1993] et des formulations diverses de $z_{0,oro}$ ont été développées pour ce cas [par exemple, *Mason*, 1985].

Pour l'étude du climat des calottes polaires à l'aide de LMDz, trois problèmes se posent maintenant concernant la rugosité orographique :

- La formulation de $z_{0,oro}$ dans le modèle LMDz est assez simple : $z_{0,oro}$ est prise comme proportionnelle à la déviation standard du relief réel à l'intérieur de l'élément de grille considéré. Le facteur de proportionnalité est ajusté pour que la valeur maximale de $z_{0,oro}$ dans le modèle soit égale à 20 m. Ceci donne globalement des valeurs de $z_{0,oro}$ raisonnables (i.e. semblables aux valeurs obtenues à l'aide de formulations plus élaborées), mais malheureusement aberrantes sur les calottes polaires. La partie gauche de la figure 3.6 montre $z_{0,oro}$ sur l'Antarctique, telle qu'elle est calculée dans la version originale de LMDz dans la grille ciblée sur l'Antarctique. On remarque

⁵Un travail de prise en compte de la génération des ondes de gravité est en cours au LMD.

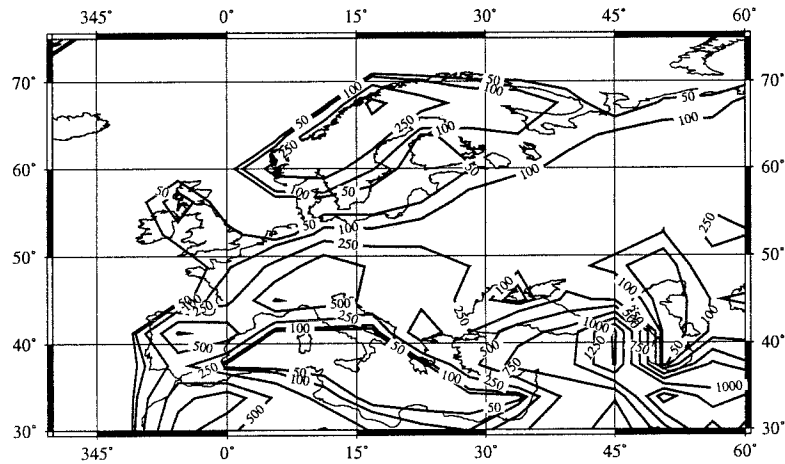


Figure 3.5: Orographie de l'Europe dans le MCG à 500 km de résolution. Les lignes isohypses correspondent à 50, 100, 250, 500, 750, 1000, 1250, et 1500 m d'altitude.

des valeurs élevées de $z_{0,oro}$ le long de l'escarpement de la calotte. Ces valeurs sont faciles à comprendre. La figure 3.7 montre schématiquement une coupe horizontale à travers l'escarpement d'une calotte et à travers une région montagneuse. Sur une distance d'une centaine de kilomètres, la topographie de la calotte varie de façon considérable : la déviation standard du relief réel à l'intérieur de la boîte du modèle est donc effectivement élevée, aussi élevée que la déviation standard dans une région montagneuse, et la rugosité orographique calculée est donc élevée. Ceci est aberrant, car il est évident qu'une pente neigeuse régulière n'oppose pas la même résistance au vent qu'une chaîne de montagnes. Par contre, la formulation de la rugosité orographique du CEPMMT [Mason, 1985] donne des valeurs élevées uniquement dans les régions montagneuses (partie droite de la figure 3.6), même après interpolation sur la grille de LMDz.

- Le concept de rugosité orographique a été développé pour mieux prendre en compte le ralentissement du vent sur les montagnes. Ce ralentissement est causé par la force de pression qui est générée par l'interaction entre le flux atmosphérique et le relief local. Très peu de travail a été fait sur l'effet du relief sur les flux turbulents des chaleurs sensible et latente. *Hewer et Wood* [soumis] suggèrent qu'au moins pour des pentes modérées, $z_{0,eff}$ reste très proche de z_0 dans une couche limite neutre. Par conséquent, $z_{0,oro}$ n'est généralement pas appliqué aux flux de surface turbulents de chaleur et d'humidité, mais uniquement aux flux de quantité de mouvement. Néanmoins, dans le modèle LMDz, la rugosité orographique est aussi appliquée aux flux de chaleur et d'humidité. Ceci peut être justifié par le fait que la réalité physique n'est pas claire.
- Le concept de rugosité orographique a été développé pour une couche limite neutre. Il n'est pas sûr si ce concept est applicable dans le cas d'une couche limite stable. En effet, dans une couche limite stable, l'air a tendance à contourner les obstacles. *P. Mason* [communication personnelle] suggère de réduire considérablement la rugosité

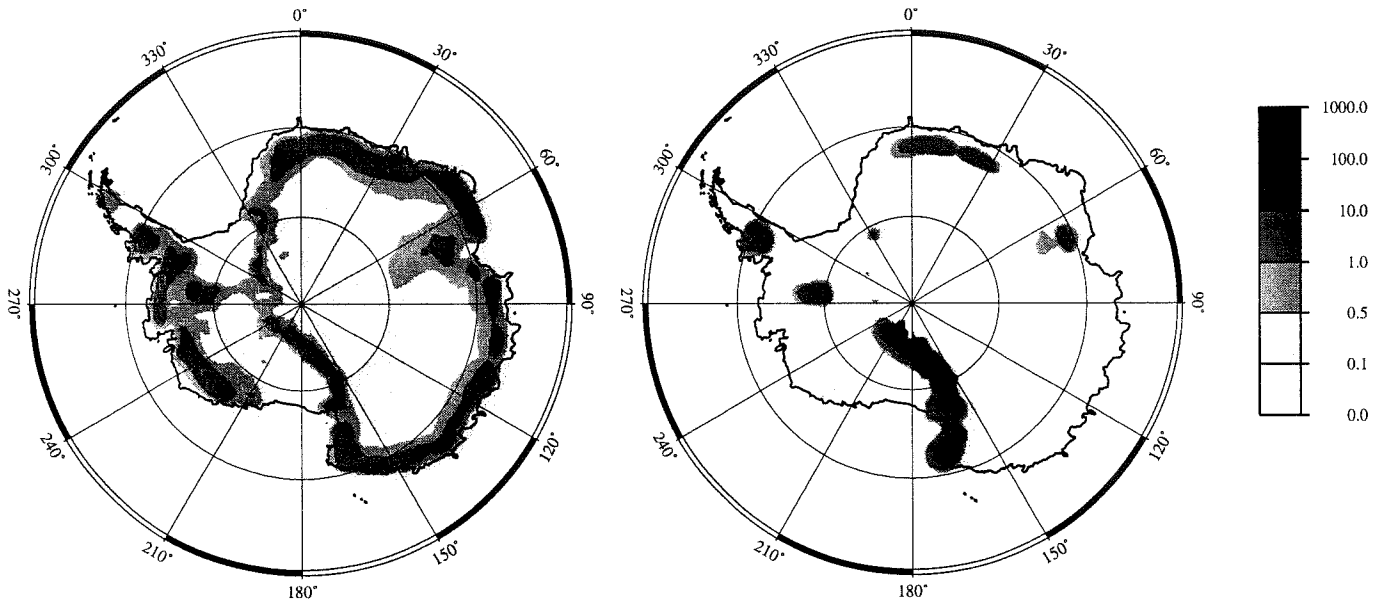


Figure 3.6: A gauche : $z_{0,oro}$ en m selon la formulation originale de LMDz ; à droite : $z_{0,oro}$ en m selon la formulation du CEPMMT.

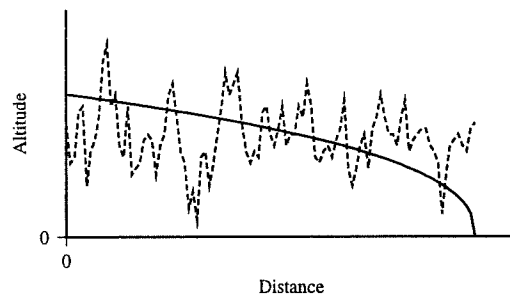


Figure 3.7: Coupe à travers une calotte (trait plein) et à travers une région montagneuse (trait interrompu) sur une centaine de kilomètres.

orographique en situation stable.

Dans ce travail, la réduction de la rugosité orographique en situation stable n'a pas été examinée, car il s'agit d'un travail en cours ailleurs. Par contre, deux études de sensibilité ont été menées pour déterminer l'impact des deux premiers problèmes évoqués sur le climat simulé.

La première expérience consistait à remplacer la rugosité orographique du LMD par celle du CEPMMT.⁶ Cette expérience était motivée par le fait que les vents de surface près des côtes de l'Antarctique étaient trop faibles dans la version originale de LMDz. Il semblait souhaitable d'examiner le rôle des valeurs aberrantes de $z_{0,oro}$ dans ce problème.

La figure 3.8 montre la vitesse moyenne du vent à 10 mètres ($|\bar{v}| = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$) pour un mois de Juillet avec les deux formulations de la rugosité orographique. Les simulations ont été exécutées avec une résolution de 100 km sur l'Antarctique, car à basse résolution, une telle expérience serait peu significative. Il est évident que les valeurs sensiblement plus faibles de $z_{0,oro}$ induisent des vents de surface beaucoup plus forts et plus près de la réalité. En Terre Adélie, $|\bar{v}|$ atteint 18 et 11 m s⁻¹ dans les deux simulations, tandis qu'en réalité, des vitesses de vent moyennes d'hiver jusqu'à 24 m s⁻¹ ont été rapportées à certains endroits [Wendler et al., 1997], avec une variabilité spatiale assez élevée à cause de l'importance du relief local pour la vitesse du vent.

La deuxième expérience était également motivée par le constat d'un problème dans le modèle original. Le modèle simulait une évaporation très forte sur quelques régions à rugosité orographique élevée, par exemple, la Chaîne Transantarctique, les montagnes dans la Terre de la Reine Maud ou le Glacier de Lambert. Cette évaporation était parfois tellement forte que, sans fonte, le bilan de masse de surface dans ces régions était négatif. Sur les chaînes de montagnes, ceci n'est pas un problème inquiétant pour deux raisons. Premièrement, le modèle ne peut pas bien représenter les effets orographiques conduisant à la précipitation dans ces régions à cause de sa résolution spatiale insuffisante. Le bilan de masse de surface simulé sur les chaînes de montagnes n'est donc pas très crédible. Deuxièmement, il n'existe que très peu de mesures de terrain sur les chaînes de montagne en Antarctique. Par contre, le problème est différent sur des régions comme le bassin du Glacier de Lambert : des mesures fiables existent, et le bilan de masse de surface dans cette région semble être de l'ordre de 7 à 15 cm a⁻¹ [Allison et al., 1997]. Il n'est donc certainement pas négatif, du moins pas sur une si grande région. En effet, de la glace bleue existe dans cette région à proximité de quelques nunataks, tout comme en Terre de la Reine Maud [par exemple, van den Broeke et Bintanja, 1995]. Mais dans les deux cas, il s'agit d'endroits isolés.

Nous avons donc testé l'influence de la prise en compte de la rugosité orographique dans le calcul des flux de surface de la chaleur sensible et latente. La simulation a été faite à 100 km de résolution, car à basse résolution, le bilan de masse simulé n'est pas suffisamment

⁶En fait, la rugosité orographique originale du CEPMMT dépassait 1000 m sur quelques régions montagneuses, notamment la Chaîne Transantarctique. Ceci est problématique pour deux raisons. Premièrement, dans le cas d'une stratification stable, la profondeur de la couche limite est très faible. Deuxièmement, d'un point de vue théorique, le vent devrait être nul à l'altitude $h = z_{0,oro}$. Nous avons donc limité $z_{0,oro}$ à un maximum de 10 m. Ceci n'est pas vraiment satisfaisant d'un point de vue théorique, car le premier niveau atmosphérique du modèle est également à peu près à cette hauteur, mais il ne semble pas entraîner des problèmes notables.

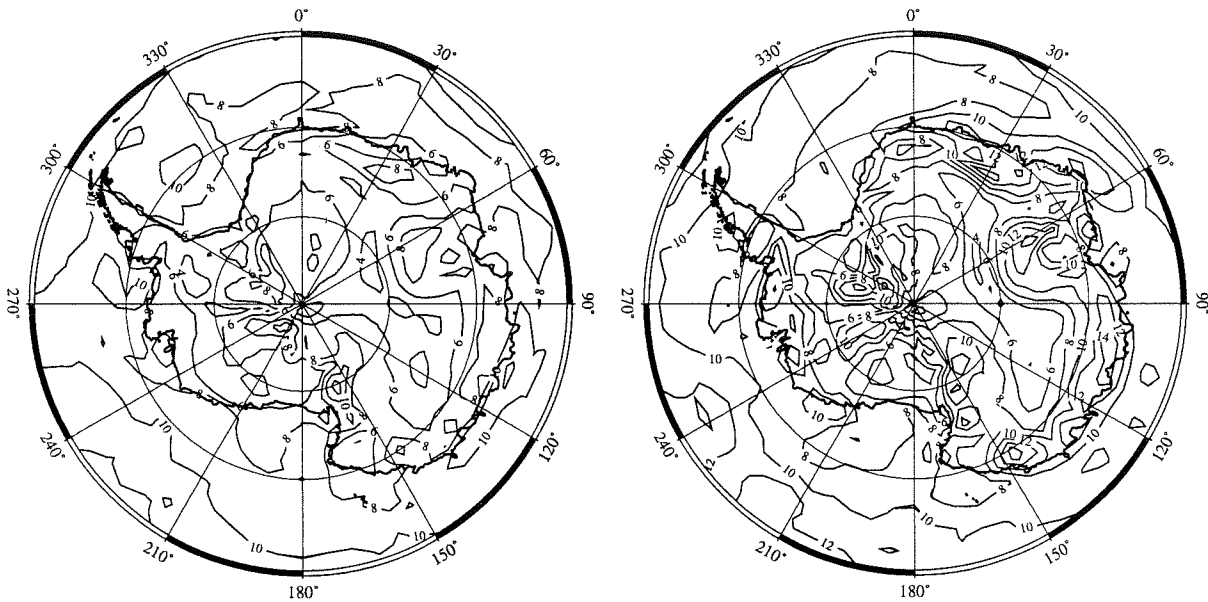


Figure 3.8: Vitesse moyenne du vent de surface simulée pour un mois de Juillet. A gauche : avec la formulation originale de $z_{0,oro}$; à droite : avec $z_{0,oro}$ du CEPMMT, limitée à 10 m.

détaillé. La partie gauche de la figure 3.9 présente le bilan de masse en surface b_m simulé sur 5 ans avec la prise en compte de $z_{0,oro}$ dans le calcul des flux de surface de chaleur latente et sensible⁷. Les régions avec un bilan de masse en surface négatif sont bien visibles et assez étendues. Dans une simulation sur un an sans prise en compte de $z_{0,oro}$ pour les flux turbulents de chaleur sensible et latente, ces régions disparaissent presque entièrement (partie droite de la figure 3.9), tandis que sur le reste du continent, le bilan de masse en surface reste essentiellement inchangé. Surtout après cette modification, LMDz fournit une simulation de b_m en Antarctique qui est très proche des observations [Giovinetto et Bentley, 1985]. De même, l'analyse d'autres paramètres climatiques importants (par exemple, la température, les vitesses du vent etc.) montre que ce changement de la formulation du modèle n'a pas d'influences importantes hormis une amélioration sensible de la simulation de l'évaporation sur les régions mentionnées.

3.2.3 Glace de mer

3.2.3.1 Glace de mer fractionnaire

3.2.3.1.1 Motivation. Dans la version originale du modèle LMDz, la description de la glace de mer est très simpliste. Il s'agit d'un schéma "tout ou rien", i.e., une boîte océanique est ou bien totalement libre de glace, ou bien totalement couverte. Pourtant, de nombreux travaux [par exemple, Simmonds et Budd, 1990; Simmonds et Budd, 1991;

⁷Il s'agit ici de la simulation de contrôle de l'expérience de modélisation du climat du DMG à haute résolution spatiale (voir les chapitres 6, 7, et 8).

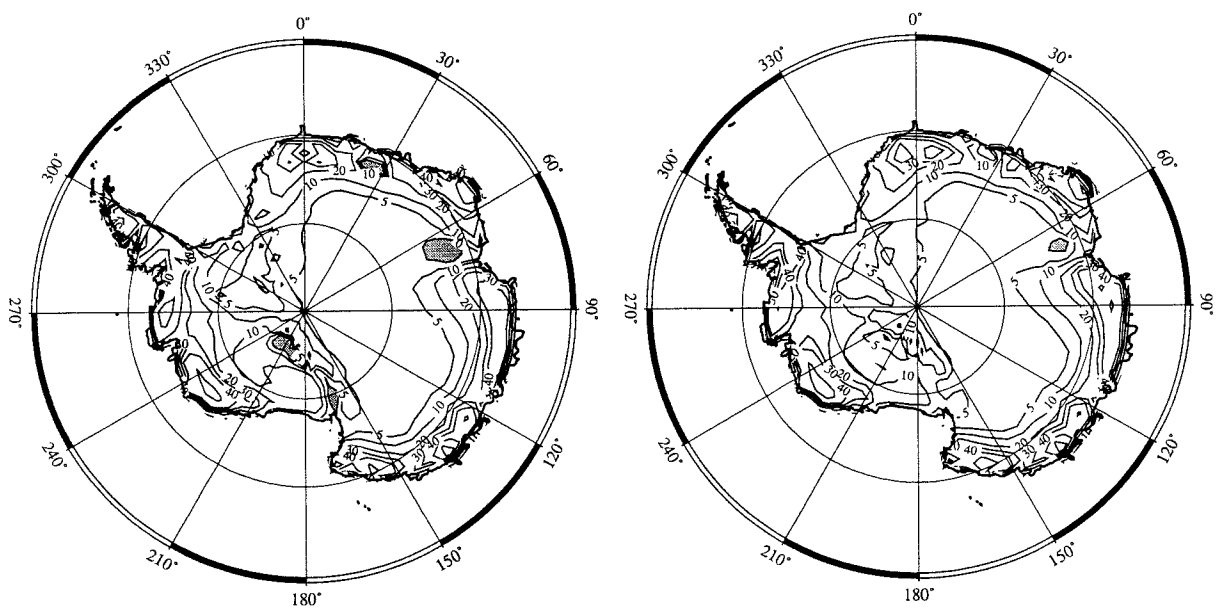


Figure 3.9: Bilan de masse en surface simulé. A gauche : *sans* prise en compte de $z_{0,oro}$ dans le calcul des flux de surface de chaleur latente et sensible ; à droite : *avec* prise en compte de $z_{0,oro}$ dans le calcul des flux de surface de chaleur latente et sensible. Unité : cm a^{-1} . Contours à 0, 5, 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, et 140 cm a^{-1} .

Murray et Simmonds, 1995; *Grötzner et al.*, 1996] ont montré l'importance de la prise en compte des chenaux d'eau libre dans la banquise. A travers ces chenaux, des échanges considérables de chaleur sensible et latente entre l'atmosphère et l'océan sont possibles. L'eau libre dans ces chenaux étant toujours à une température proche de 0°C, ces flux sont particulièrement élevés au coeur de l'hiver, quand la température de l'air près de la surface est particulièrement basse. Des observations hivernales [*Smith et al.*, 1990] indiquent des flux de chaleur sensible et/ou latente de l'ordre de quelques centaines de $W m^{-2}$ aussi bien en Arctique qu'en Antarctique. Par contre, comme la température de la glace de mer n'est pas limitée vers le bas par le point de fusion, la différence entre les températures de l'air en surface et de la glace de mer est généralement assez faible, et le flux de chaleur sensible est donc beaucoup plus faible. De même, il est évident que les flux de chaleur latente seront beaucoup plus élevés sur une surface d'eau que sur une surface glacée. Ainsi, surtout quand la température de l'air est basse et la glace n'est pas très mince, la plus grande partie des flux de surface a lieu à travers les chenaux d'eau libre, même quand leur fraction de couverture spatiale est assez faible [*Worby et Allison*, 1994].

Simmonds et Wu [1993] ont examiné l'influence d'une diminution de la concentration de la glace de mer en particulier sur le comportement des cyclones hivernaux en Antarctique. Ils ont observé une augmentation du nombre de cyclones ainsi qu'une intensification de la cyclogenèse surtout près du continent. Par contre, l'intensité des cyclones individuels n'est pas très sensible aux changements de concentration de la glace de mer. Une étude similaire sur l'Arctique [*Murray et Simmonds*, 1995] a montré que la réponse de cette région à un tel forçage n'est pas la même que celle de l'Antarctique. Dans l'Arctique, les foyers de l'activité cyclonique ne se déplacent pas sensiblement lors d'une diminution de la concentration de la glace de mer, et la densité de systèmes cycloniques ne montre pas de changements notables. Par contre, l'intensité des systèmes cycloniques diminue de façon significative.

Une étude menée par *Grötzner et al.* [1996] met en évidence l'importance de la prise en compte des flux à travers les chenaux d'eau libre surtout pour la partie de la troposphère en dessous du niveau 700 hPa (à peu près 3 kilomètres d'altitude). Leur étude montre un réchauffement assez sensible de la température dans ces niveaux, mais aussi un effet important sur l'activité cyclonique dans l'Atlantique Nord. Par contre, ils ne trouvent pas d'impact notable au-dessus de 3 km d'altitude.

Compte tenu des résultats de ces études, il semblait souhaitable d'introduire la prise en compte des chenaux d'eau libre dans LMDz, en particulier pour l'étude du climat des calottes glaciaires. Même si les calottes de glace ont une altitude typique de 3000 mètres et les effets de ce genre de modification sont surtout sensibles en dessous de cette altitude d'après *Grötzner et al.* [1996], il est important de bien modéliser le climat des régions océaniques entourant les calottes.

3.2.3.1.2 Les données de fraction spatiale de la glace. Des données de la couverture fractionnaire de glace de mer sont disponibles pour les années après 1973 grâce aux satellites américains SSM/R et SSM/I [*National Snow and Ice Data Center*, 1994]. Il a été nécessaire de corriger quelques problèmes évidents dans ces données. Dans certaines parties de l'Atlantique Nord — comme le Golfe de Biscaye — et du Pacifique Nord, des phénomènes atmosphériques comme des nuages peuvent être faussement interprétés comme glace de mer. De même, les données suggèrent souvent la présence de glace de mer près

des côtes, même aux moyennes latitudes.

Après avoir entrepris ces corrections, des fichiers de couverture fractionnaire de glace ont été construits pour les années 1979 à 1993. Ces mêmes fichiers contiennent aussi la couverture spatiale de la glace continentale, qui n'est pas tout à fait correcte dans le fichier original de glace continentale du LMD. Par exemple, ce fichier ne prescrit pas de glace continentale sur le Groenland⁸. Outre dans le Groenland, ces fichiers prescrivent la présence de glace continentale au Svalbard, dans certaines régions de l'Islande, des îles arctiques Canadiennes et Sibériennes, dans la région de l'Hielo Continental Sur en Patagonie et, bien sûr, en Antarctique.

3.2.3.1.3 Implantation numérique. L'échelle spatiale, à laquelle nous nous intéressons ici, est largement inférieure à celle de la grille du MCG. Nous cherchons à modéliser l'effet de chenaux d'eau libre d'une largeur d'une dizaine de mètres à un kilomètre dans la banquise. Les profils atmosphériques de température, humidité etc. seront les mêmes au-dessus de la glace et au-dessus de l'eau libre à partir d'une certaine altitude à cause des mouvements atmosphériques qui mélangeront les masses d'air considérées. Cette altitude sera fonction de la taille des hétérogénéités X_i . Ce concept de hauteur de mélange ("blending height") a été introduit par *Wieringa* [1986]. Cette hauteur de mélange h_m est typiquement très inférieure à la taille des hétérogénéités X_i . *Mason* [1988] propose un rapport $X_i/h_m \approx 200$. Par conséquent, il faut surtout chercher à modéliser les flux d'énergie et d'humidité en surface au-dessus de la surface hétérogène. A priori, deux approches sont possibles [*Grötzner et al.*, 1996] :

- Premièrement, il est possible de déterminer des propriétés moyennes pondérées de la surface : albédo moyen, rugosité moyenne, etc., et de calculer les flux turbulents en utilisant ces propriétés moyennes.
- Deuxièmement, il est possible de calculer séparément les flux d'énergie sur les différentes sortes de surface, et de moyenniser ces flux après.

Grötzner et al. [1996] montrent que la deuxième méthode donne des résultats bien meilleurs à ceux obtenus avec la première méthode, surtout à cause de la forte non linéarité des lois physiques gouvernant ces échanges d'énergie et d'humidité. C'est donc cette approche qui est généralement choisie pour la prise en compte du caractère fractionnaire de la glace de mer, et elle a aussi été utilisée dans ce travail.

En pratique, les routines de calcul des flux turbulents dans la couche limite et des processus de sol sont appelées deux fois à chaque pas de temps "physique". Les arguments d'entrée sont les propriétés respectives des deux sortes de surface dans l'élément de grille (océan libre et glace de mer) et les profils verticaux atmosphériques de vent, température et humidité. Lors du premier appel, la glace de mer est traitée comme une banquise continue, avec un albédo élevé, une rugosité appropriée, une capacité calorifique typique etc. L'écart entre les profils verticaux moyens de température et d'humidité à grande échelle et ceux sur la glace ainsi que l'écart entre la température de la glace et la température de surface moyenne de la boîte, calculés lors du pas précédent, sont pris en compte.

⁸Cette erreur a déjà été remarquée par *C. Genthon* [communication personnelle] il y a plusieurs années.

Lors du deuxième appel, les points de grille couverts de glace de mer sont traités comme un océan libre de glace, à une température de 0°C, un albédo faible etc. Le traitement des profils verticaux de température et d'humidité est fait de la même façon que pour la glace.

Les flux radiatifs visible et infrarouge en surface, arguments d'entrée des routines de couche limite, ne sont pas les mêmes pour les deux types de surface. Les flux radiatifs pour chacun des deux types doivent donc être calculés à partir des flux moyens \bar{F} sur la boîte entière (\bar{X} dénote la valeur moyenne d'une grandeur quelconque X sur la boîte) : le flux radiatif infrarouge montant $F_{IR\uparrow}$ est calculé en fonction de l'écart ΔT de température du type de surface considérée (glace de mer ou eau libre) à la température moyenne :

$$F_{IR\uparrow} = \bar{F}_{IR\uparrow} + 4\sigma T^3 \Delta T \quad (3.7)$$

Le flux radiatif visible F_{VIS} dépend surtout de l'albédo α du type de surface considéré :

$$F_{VIS} = \bar{F}_{VIS} \frac{1 - \alpha}{1 - \bar{\alpha}} \quad (3.8)$$

Les tendances de température, vent et humidité, obtenues lors des deux passages, sont ensuite moyennées (il s'agit évidemment d'une moyenne pondérée avec la fraction spatiale respective des deux sortes de surface). Ainsi, le reste du modèle ne "voit" que les profils verticaux moyens. Les écarts entre les profils moyens et les profils individuels sur la glace et sur la mer peuvent évoluer à l'intérieur des routines de calcul des flux turbulents, et les écarts calculés au pas t seront donc ajoutés au profil moyen au début du pas $t + \delta t$. Ces écarts par rapport au profil moyen doivent tomber à 0 à la hauteur de mélange h_m . A la fin de chaque pas de temps "physique", ils sont donc multipliés avec un facteur de relaxation r ($0 \leq r \leq 1$) dépendant de l'altitude. Le facteur r vaudra 1 à la surface et 0 dans les niveaux atmosphériques au-dessus de la hauteur de mélange, avec une dépendance linéaire de r avec l'altitude entre ces deux niveaux.

La hauteur de mélange est limitée par la taille des hétérogénéités, comme cela a été expliqué plus haut. Néanmoins, il semble raisonnable de supposer qu'elle devrait être d'autant plus basse que la vitesse du vent de surface est grande, car un vent de surface fort favorisera le mélange des colonnes d'air voisines. Ceci a été pris en compte en posant ad hoc

$$h_m = \min(h_{m,max}, A/v) \quad (3.9)$$

où A est choisi tel qu'à partir d'une vitesse de vent $v > 5 \text{ m s}^{-1}$, la hauteur de mélange h_m est effectivement déterminée par la vitesse du vent. Dans cette étude, $h_{m,max}$ est de l'ordre de 15 m à cause de la petite taille des hétérogénéités considérées. Typiquement, la relaxation des profils séparés vers le profil moyen est donc telle que l'écart entre la température sur la glace et celle sur l'océan libre au premier niveau vertical du modèle à 10 mètres est de l'ordre de 1°C. Le deuxième niveau atmosphérique du modèle à 50 m se situe déjà bien au-dessus de la hauteur de mélange, et les profils sont donc confondus. Par conséquent, la prise en compte de profils atmosphériques partiellement séparés n'a pas beaucoup d'influence sur le climat simulé. Par contre, la prise en compte de profils atmosphériques séparés peut avoir une forte influence si l'on considère des hétérogénéités de surface plus grandes [*H. Grenier*, communication personnelle]. Une incohérence est à noter dans le traitement du flux radiatif infrarouge : le flux descendant $F_{IR\downarrow}$ est en particulier une fonction non linéaire

et non triviale du profil vertical de température et d'humidité. Or, ce flux est calculé dans les routines de rayonnement uniquement pour le profil moyen. Notons que, à cause de la hauteur de mélange faible, les profils verticaux de température et d'humidité sur la glace et sur l'océan libre ne sont pas très différents des profils moyens, et les erreurs commises dans l'appréciation du flux radiatif "terrestre" descendant sont donc petites. Notons aussi que les non-linéarités présentes dans le calcul du flux radiatif "terrestre" sont beaucoup plus faibles que celles provenant du calcul des flux turbulents [Gallée, 1996].

3.2.3.2 Épaisseur variable de la glace de mer

La version originale de LMDz impose une valeur unique de l'épaisseur de la glace de mer : 3 m. Pourtant, l'épaisseur de la glace de mer est variable à la fois dans l'espace et dans le temps. Elle est déterminée à la fois par les processus physiques locaux - précipitation, bilan d'énergie - et par les courants océaniques qui transportent la glace en général du lieu de sa formation vers des latitudes plus basses. Cette exportation de glace revient à un transport d'énergie vers le pôle.

Schématiquement, l'épaisseur de la glace de mer est de quelques centimètres pour la glace très jeune en formation, à peu près 50 cm à 1 m pour la glace annuelle, et jusqu'à 6 ou 7 m pour une glace pluriannuelle et comprimée par les courants marins.

Les données de l'épaisseur de glace de mer sont rares ; leurs couvertures spatiale et temporelle présentent des lacunes importantes. Contrairement à sa concentration spatiale, l'épaisseur de la glace de mer ne peut pas être déterminée à l'aide de satellites. Néanmoins, sa distribution approximative est connue. Presque partout autour de l'Antarctique, la glace de mer se forme et disparaît chaque année. Par conséquent, la glace de mer autour de l'Antarctique est généralement plutôt mince : son épaisseur est autour de 40 cm au printemps [Allison *et al.*, 1993]. Dans la mer de Weddell, où les courants marins la font circuler "sur place" à l'Est de la Péninsule Antarctique au lieu de l'exporter vers des latitudes plus basses, la banquise est plus épaisse car il s'agit de glace pluriannuelle [Thorndike *et al.*, 1975 ; Flato, 1995 ; Eicken *et al.*, 1995]. Dans l'océan Arctique, la glace est généralement plus épaisse : il s'agit essentiellement de glace pluriannuelle qui dérive à l'intérieur du bassin Arctique. Pendant ce temps, elle est souvent comprimée et peut atteindre des épaisseurs considérables. Elle est exportée vers les latitudes plus basses à travers le détroit du Fram.

En conclusion, les paramètres essentiels pour la détermination de l'épaisseur de la banquise sont : son âge, la saison, et son histoire de compression/transport. Parmi ces trois paramètres, les deux premiers peuvent grossièrement être pris en compte à l'aide des données de fraction de glace de mer.

Le raisonnement est le suivant : aux endroits où il y a une couverture de glace substantielle toute l'année, il s'agira probablement de glace pluriannuelle et donc épaisse. Par contre, aux endroits où la glace de mer disparaît totalement en été, la glace de mer hivernale sera probablement jeune et donc mince. La fraction minimale dans l'année de glace de mer f_{min} est ainsi un premier paramètre utile. Pour déterminer le cycle saisonnier de l'épaisseur, la comparaison entre f_{min} et la fraction instantanée f est utile. Il semble raisonnable de supposer que l'épaisseur de glace sera une fonction monotone et croissante de sa couverture spatiale. Ainsi, une paramétrisation simple de l'épaisseur de la glace de

mer est la suivante :

$$h(\text{m}) = (0.2 + 3.8(f_{min}^2))(1 + 2(f - f_{min})) \quad (3.10)$$

où $f(x, y, t)$ est la fraction de glace de mer (entre 0 et 1), $f_{min}(x, y)$ est la fraction minimale dans l'année au point de grille en question, et h est l'épaisseur en mètres. La figure 3.10 présente l'épaisseur de glace hivernale paramétrée dans les deux régions polaires.

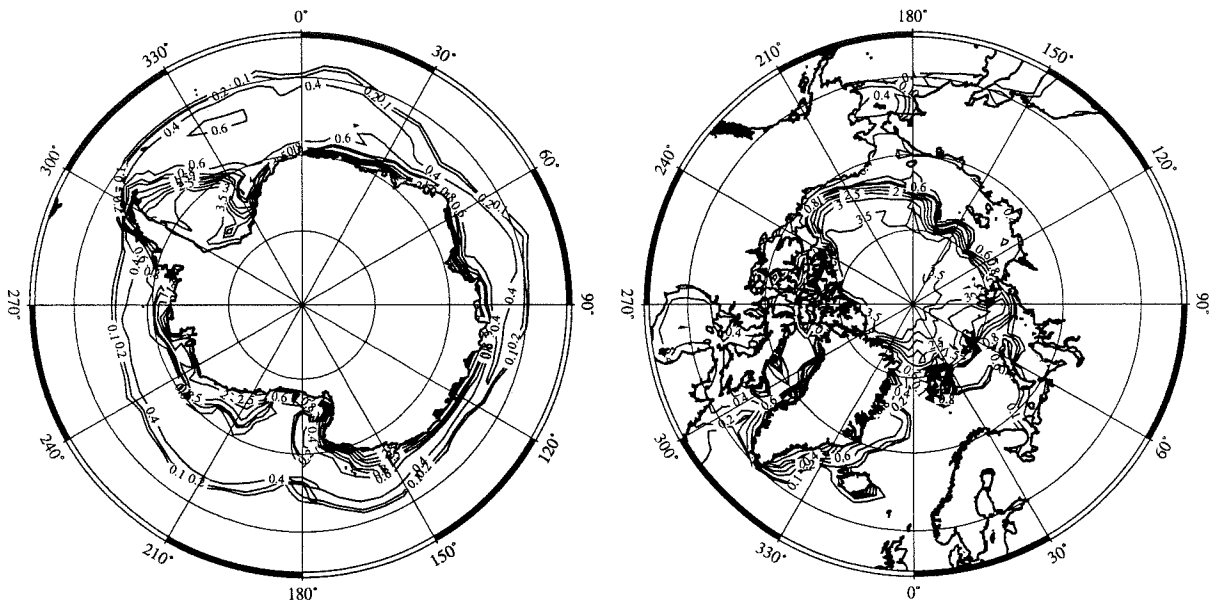


Figure 3.10: Epaisseur de la glace de mer hivernale paramétrée (en m). A gauche : dans l'hémisphère sud ; à droite : dans l'hémisphère nord.

Malheureusement, nous ne connaissons pas de cartes hémisphériques de l'épaisseur de la glace de mer observée pour valider l'épaisseur de glace paramétrée à grande échelle. Néanmoins, compte tenu de la simplicité de la paramétrisation, l'épaisseur calculée semble, d'une manière générale, satisfaisante, même si des écarts entre l'épaisseur paramétrée et les observations sont évidents dans des régions de forte compression de la glace par les courants marins, par exemple au nord du Canada. Dans cette région, les observations indiquent une épaisseur de 6 ou 7 mètres [Flato, 1995], tandis que la paramétrisation donne 3.5 mètres. Ce problème n'est pas étonnant compte tenu du fait que les mouvements marins ne sont pas pris en compte dans la paramétrisation et que, de toutes façons, des valeurs supérieures à 4 mètres d'épaisseur ne peuvent pas être obtenues avec (3.10). Par contre, l'épaisseur de glace paramétrée dans la mer de Weddell, de l'ordre de 3.5 m, paraît trop élevée par rapport à certaines observations. Eicken *et al.* [1995] rapportent plutôt des valeurs proches de 2 m. Néanmoins, on peut noter que pour les flux de chaleur à travers la glace, la différence entre une glace de mer épaisse de 2 m et une glace de mer épaisse de 3 m n'est pas très importante, car les flux sont déjà très faibles. Comparée aux estimations de Budd [1991] pour le mois de Septembre, l'épaisseur de glace hivernale paramétrée en Antarctique semble très réaliste,

surtout en ce qui concerne sa structure spatiale. L'épaisseur prescrite est probablement un peu faible comparée aux estimations, mais il ne faut pas oublier qu'elle est plus importante à la fin de l'hiver — donc en Septembre — qu'au cœur de l'hiver. Néanmoins, il est clair qu'équation 3.10 ne permet pas de prescrire des épaisseurs de glace au-delà de 0.6 m à des endroits où celle-ci disparaît en été. Notons également que les simulations de glace de mer de *Wu et al.* [1997] suggèrent des épaisseurs de glace de mer généralement proches de celles prescrites ici sur de grandes régions.

Il serait probablement possible de paramétrer les courants marins de surface pour prendre en compte la compression de la glace de mer et l'épaississement conséquent. Mais ceci serait très onéreux et certainement inutile compte tenu de la sensibilité plutôt faible du climat simulé à l'épaisseur de la glace de mer, surtout pour des épaisseurs au-delà d'un mètre. Il est possible que cette sensibilité est assez faible à cause de la prise en compte simultanée des chenaux d'eau libre dans la glace de mer. L'effet d'un amincissement de la banquise sur le climat simulé serait probablement beaucoup plus fort si les flux de surface élevés sur l'eau libre des chenaux n'étaient pas calculés dans le modèle.

De même, il aurait été possible de prescrire une épaisseur de glace de mer plus correcte dans les régions où la formule (3.10) donne des valeurs erronées, mais il est souhaitable de disposer d'une paramétrisation facilement utilisable pour la simulation d'autres conditions climatiques.

3.2.3.3 Prise en compte de l'effet isolant de la neige sur la glace de mer

Shapiro Ledley [1991] et *Eicken et al.* [1995] ont montré que les effets d'une couverture neigeuse sur la glace de mer sont multiples. Le premier effet est dû au fait que la neige est un bon isolant. Ainsi, elle ralentit l'épaississement de la banquise en hiver. Cet effet n'est pas important pour nous, car l'épaisseur de la glace de mer est prescrite dans LMDz. Par contre, la prise en compte de la diminution du flux de chaleur conductif à travers la banquise couverte de neige peut être important dans le MCG dans le cas où la banquise est mince. En effet, *Worby et Allison* [1994] ont montré que le flux de chaleur conductif à travers la glace mince (de l'ordre de 40 cm) peut être de l'ordre de 60 W m^{-2} .

Comme dans la version originale de LMDz, l'épaisseur de la glace de mer prescrite est de 3 m, la prise en compte de cet effet n'est pas nécessaire. Par contre, dans la version modifiée, la glace de mer surtout en Antarctique peut être assez mince (voir la section 3.2.3.2). Nous avons donc modifié le calcul du flux diffusif à travers la glace pour prendre en compte l'effet isolant de la neige. Le paramètre à modifier dans ce cas est le temps de relaxation de la glace de mer τ_{glace} , qui est proportionnel à l'épaisseur de la glace de mer (il vaut 30 jours pour une glace épaisse de 3 m). Nous avons remplacé τ_{glace} par $\tau_{\text{tot}} = \tau_{\text{glace}} + \tau_{\text{neige}}$, où τ_{neige} est proportionnel à la hauteur de neige. D'après *Shapiro Ledley* [1991], une densité typique de la neige sur la banquise est de l'ordre de 330 kg m^{-3} et le rapport des conductivités de la glace et une neige de cette densité est de l'ordre de 7. Le calcul de τ_{neige} pour une couverture de neige en équivalent d'eau donnée se fait donc par une simple règle de trois.

3.2.3.4 Impact du nouveau schéma de glace de mer

L'impact des modifications au schéma de glace de mer a été examiné dans un ensemble de deux simulations du climat antarctique hivernal. Il s'agit de deux simulations de Juillet

“perpétuel” à 100 km de résolution. Les conditions aux limites, i.e., l'état de la surface océanique, le flux radiatif solaire au sommet de l'atmosphère etc., sont celles du 1^{er} Juillet 1986).

La première simulation a été exécutée avec le schéma original de glace de mer. Elle constitue donc la simulation de contrôle (CONT). Le schéma original de glace de mer n'est pas fractionnaire. Par conséquent, dans la simulation CONT, un point de grille océanique est déclaré totalement couvert de glace de mer si la fraction spatiale de celle-ci est supérieure à 50%, et totalement libre de glace dans le cas contraire. La deuxième simulation, appelée FRAC, utilise le schéma modifié.

L'impact le plus évident est une augmentation sensible des températures de surface au-dessus de la glace de mer (voir figure 3.11). Le réchauffement dépasse 10°C sur de grandes parties de la banquise. Il est largement significatif. Dans la mer de Weddell, le changement est plus faible, en particulier sur la côte Est de la péninsule. Ceci est cohérent avec les conditions de glace particulières dans cette région (voir la section 3.2.3.2). La Péninsule se refroidit légèrement, mais ceci n'est pas significatif car la variabilité des températures sur les 6 mois de simulation est de l'ordre de 3°C dans cette région. L'impact du nouveau schéma est essentiellement insignifiant sur le continent.

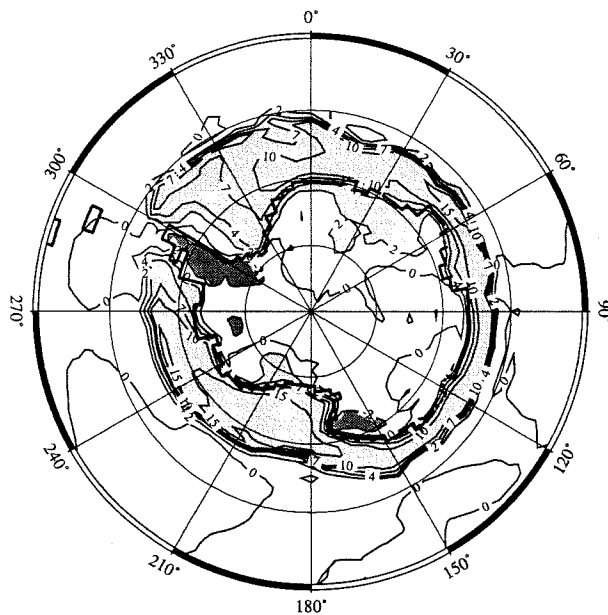


Figure 3.11: Changement des températures de l'air à 2 m (en °C) après introduction du nouveau schéma de glace de mer. Les isothermes tracées sont les suivantes : -4°C, -2°C, 0 °C, 2°C, 4°C, 7°C, 10°C, 15°C, 20°C, 25°C, et 30°C. Les valeurs en dessous de -2°C sont en gris foncé, celles au-dessus de 2°C en gris clair.

Une coupe longitude/altitude à 70°S (figure 3.12) montre que le réchauffement au-dessus de la glace de mer est limité au premier kilomètre de la colonne atmosphérique. Ainsi, le signal de réchauffement ne peut pas se propager à l'intérieur du continent car la topographie est trop élevée.

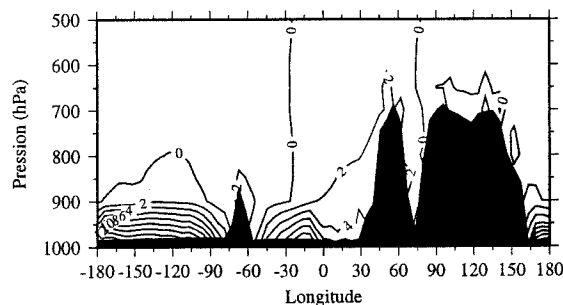


Figure 3.12: Changement des températures atmosphériques (en °C) après introduction du nouveau schéma de glace de mer. Coupe longitude/pression à 70°S. La Péninsule Antarctique est visible vers 60°W, tandis que l'Antarctique de l'Est se trouve entre 30°E et 165°E. La brèche à 75°E est la vallée du Glacier de Lambert. L'intervalle des isothermes est 2°C.

Les températures de surface obtenues dans FRAC sont comparées aux mesures satellitaires de Juillet 1979 [Comiso, 1994] dans la figure 3.13. Deux remarques s'imposent : premièrement, les mesures satellitaires sont celles d'un seul mois de Juillet. Or, la variabilité interannuelle des conditions de glace de mer est importante [par exemple, Carleton, 1989; Flato, 1995]. Ainsi, il n'est pas possible de comparer les températures simulées et observées dans tous les détails. Deuxièmement, les températures données par Comiso [1994] ne sont pas valables sur l'océan libre, car l'algorithme utilisé pour déduire les températures de surface a été calibré pour des surfaces englacées.⁹ Par conséquent, on peut aussi s'attendre à ce que les températures de Comiso [1994] soient fausses sur la glace de mer aux endroits où la fraction de glace est faible, c'est à dire, typiquement près du bord de la banquise. En effet, la figure 3.13 montre un désaccord marqué entre le modèle et les mesures satellitaires justement le long de cette limite.

Par contre, à l'intérieur de la banquise et sur le continent, l'accord entre le modèle et les observations est généralement bon, si l'on prend en compte les faits que les observations ne représentent qu'une seule année (1979) et que la variabilité interannuelle des températures est élevée. L'introduction du nouveau schéma de glace de mer a ainsi éliminé un biais négatif systématique des températures de surface sur la glace de mer. A cause de la variabilité interannuelle élevée, l'erreur admissible locale, surtout sur la glace de mer, peut donc atteindre 10°C, tant que le modèle ne montre pas de biais systématique.

L'impact du nouveau schéma de glace de mer sur les précipitations en Antarctique semble être déterminé par l'impact sur les températures. Les précipitations sont plus faibles sur la Péninsule, et plus fortes dans les régions côtières qui montrent un réchauffement. A l'intérieur, les changements sont mineurs. A cause de la haute variabilité des précipitations entre les 6 mois individuels de la simulation, ces changements ne sont pas très significatifs.

De même, l'impact de la prise en compte de la glace de mer fractionnaire sur les pressions atmosphériques est très faible et non significatif.

La circulation catabatique ne semble pas être affectée de façon uniforme par

⁹Ceci est clairement visible dans la figure 4.4, qui montre des températures de surface de l'océan de l'ordre de -10°C.

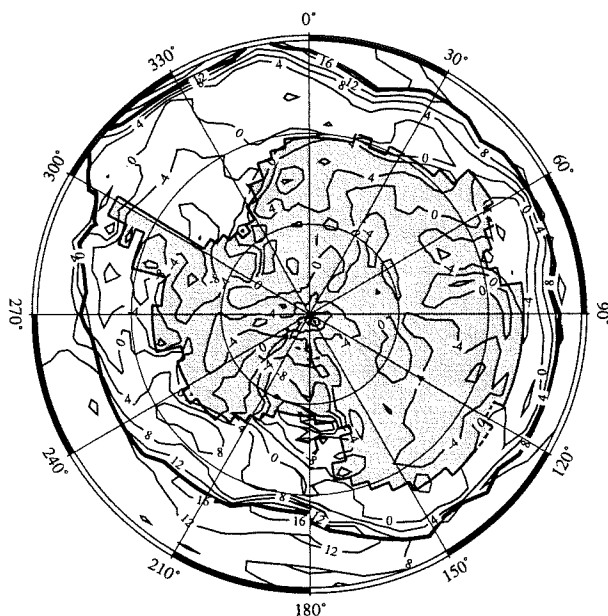


Figure 3.13: Différence de températures entre le modèle et les mesures. La limite de la banquise est tracée en trait épais.

l'introduction du nouveau schéma : dans certaines régions, par exemple en Terre Adélie, le nouveau schéma se traduit en un affaiblissement des vents catabatiques de quelques 3 m s^{-1} , tandis que plus à l'ouest, le vent de surface se renforce.

3.2.4 Albédo des surfaces enneigées

3.2.4.1 Albédo de la neige

L'albédo des calottes polaires est très élevé. A cause du froid intense à l'intérieur, le métamorphisme de la neige se déroule très lentement, et la pollution par des particules de suie et de poussière naturelles ou d'origine humaine est faible. *Grenfell et al.* [1994] rapportent des valeurs de l'ordre de 83% pour l'albédo de la surface à l'intérieur de l'Antarctique. Il s'agit ici de l'albédo intégré sur le spectre solaire, i.e., visible et proche infrarouge. En réalité, l'albédo de la neige est plutôt de l'ordre de 97% dans le visible et 50 à 60% dans le proche infrarouge, mais dans LMDz comme dans d'autres MCG (voir, par exemple, la liste donnée par *Chalita* [1992], page 61), on utilise l'albédo intégré sur le spectre solaire. Ceci n'a pas été modifié, même si ce serait facile à faire et souhaitable compte tenu de la sensibilité très marquée de l'albédo spectral à la longueur d'onde de la lumière incidente. Dans la version originale de LMDz, le vieillissement de la neige est pris en compte par une dépendance de l'albédo de la neige à son âge [*Chalita*, 1992] :

$$\alpha = \alpha_{\infty} + \delta\alpha \exp\left(-\frac{a}{\tau}\right) \quad (3.11)$$

Ici, α est l'albédo de la neige et $\alpha_\infty = 55\%$ est l'albédo de la neige très vieille. L'albédo de la neige fraîche, $\alpha_\infty + \delta\alpha$, est de 85%. L'âge de la neige en jours est représenté par la variable a , et τ une constante de temps qui vaut 5 jours.

Lors d'une chute de neige, l'âge de la neige est diminué en fonction de la quantité de neige fraîche pour prendre en compte le renouvellement de la surface du manteau neigeux.

Cette paramétrisation a été élaborée et validée pour la neige saisonnière des moyennes latitudes, et les résultats sont satisfaisants [Chalita, 1992; Chalita et Le Treut, 1994]. Par contre, dans les régions polaires, elle n'est guère satisfaisante pour trois raisons principales.

Premièrement, le métamorphisme du manteau neigeux est beaucoup plus lent dans les régions polaires que dans les régions tempérées à cause des températures extrêmes [Marbouty, 1980].

Deuxièmement, la pollution atmosphérique par les particules de suie et de poussière est très faible, voire inexistante, dans ces régions. Même une neige très vieille est donc généralement propre, au moins à l'intérieur des calottes. Il faut noter ici que ceci n'est pas nécessairement vrai pour certaines parties des calottes du Dernier Maximum Glaciaire. Selon certaines spéculations, des événements de dépôt massif de poussières — l'atmosphère semble avoir été bien plus chargée en particules de poussière à cette époque [Petit et al., 1981] — auraient pu avoir une influence climatique importante en diminuant l'albédo des calottes de glace [Overpeck et al., 1996]. Cet effet n'a pas été inclus dans les simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire à cause du manque de données fiables.

En plus, l'occurrence fréquente de neige soufflée dans les régions sous l'influence des vents catabatiques tend à faire diminuer la taille des grains en surface, car les grains soulevés s'évaporent partiellement avant de retomber par terre [Grenfell et al., 1994]. L'albédo de grains augmente quand leur taille diminue. Une exception est une décroissance de l'albédo observée après des chutes de neige sous l'influence du vent qui casse les cristaux, réduisant ainsi leur dendricité [Wendler et Kelley, 1988].

Le problème est que la neige de surface dans les régions polaires est souvent assez vieille à cause des précipitations faibles. La paramétrisation originale de LMDz donne ainsi des valeurs d'albédo trop faibles dans les régions polaires. Ceci est problématique car, à cause de l'albédo élevé de la neige polaire, le flux solaire absorbé S_{abs} est particulièrement sensible aux variations d'albédo. Un petit calcul montre que

$$\frac{\delta S_{abs}}{S_{abs}} = \frac{1}{1 - \alpha} \delta\alpha \quad (3.12)$$

Autrement dit, pour un albédo autour de 83%, une sous-estimation absolue de 10% de cette valeur — une valeur largement atteinte par la paramétrisation originale — donne une erreur relative de 60% sur le flux solaire absorbé à la surface.

La solution la plus simple aurait été d'imposer $\alpha = 83\%$ sur les calottes de glace (et sur la glace de mer en présence d'une couverture neigeuse). Cette solution n'a pas été retenue, car il était souhaitable de garder une certaine interaction entre le climat et l'albédo de la neige dans les régions polaires.

Une autre solution relativement simple est de ralentir le vieillissement de la neige sur les calottes et sur la glace de mer en fonction de la température de surface T_s : plus il fait froid, plus le vieillissement de la neige est ralenti. La paramétrisation adaptée est la

suivante :

$$\delta a_{\text{effectif}} = \delta a_{\text{orig}} \frac{1}{1 + \left(\frac{-T_s}{10^\circ\text{C}}\right)^4} \quad (3.13)$$

Ici, δa_{orig} est le vieillissement de la neige sans prise en compte de l'effet de la température tel qu'il est prescrit dans la version originale de LMDz [Rind et Kukla, 1989; Chalita, 1992]. La paramétrisation du rajeunissement du manteau neigeux lors d'une chute de neige n'a pas été changée.

La figure 3.14 montre les valeurs diurnes de l'albédo de la neige à Dôme C telles qu'elles sont simulées par le modèle à haute résolution pour l'année 1990 après la modification. Les valeurs d'albédo obtenues en été sont proches de 83%, et donc en bon accord avec les observations. A titre de comparaison, cette figure montre aussi les valeurs d'albédo que donne la formulation forcée par les mêmes températures et précipitations diurnes. Les valeurs sont clairement trop basses. Evidemment, il aurait été souhaitable de tester la formulation modifiée en "stand-alone" avec des valeurs observées. Malheureusement, les observations des précipitations sur les régions centrales des calottes de glace sont rares, et surtout peu crédibles, car les mesures sont très délicates à cause des quantités minimales de précipitation [Bromwich, 1988].

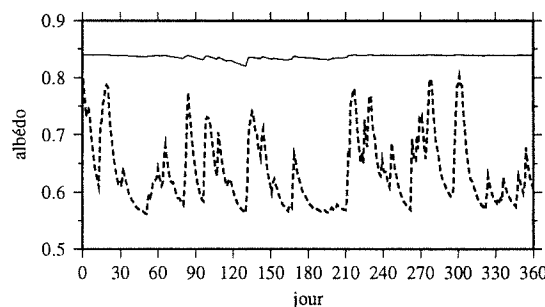


Figure 3.14: Albédo simulé à Dôme C pour 1990 après modification de la formulation du vieillissement de la neige (trait plein), et albédo obtenu pour les mêmes températures et précipitations avec l'ancienne formulation (trait interrompu).

L'impact de ce changement sur les températures d'été est assez fort. Le refroidissement au mois de Janvier atteint des valeurs de 10°C en Antarctique de l'Est (figure 3.15). Néanmoins, il est évident qu'une telle paramétrisation simple de l'albédo n'est qu'une caricature de la réalité. Il semble souhaitable d'implanter, dans des versions ultérieures de ce modèle, une formulation physique de l'albédo de la neige, et, en même temps, du métamorphisme du manteau neigeux, comme par exemple dans Marshall et Oglesby [1994], Loth et Graf [1993], ou Lynch-Stieglitz [1994].

3.2.4.2 Effet masquant des éléments de rugosité

Une modification mineure concerne l'effet des éléments de rugosité de la surface - essentiellement la végétation - sur l'albédo. Il est évident que par exemple dans une forêt, le sol est masqué par les arbres. L'albédo de la forêt est donc relativement faible même si

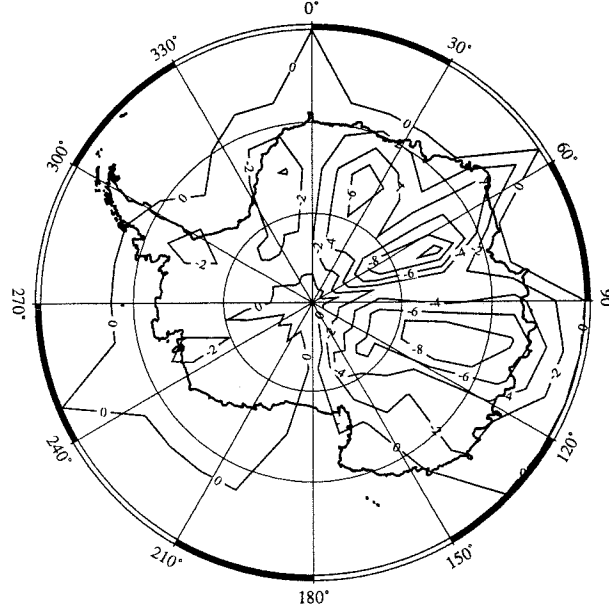


Figure 3.15: Différence des températures du sol de Janvier entre deux simulations avec et sans modification de la formulation de l'albédo de la neige. Les simulations ont été faites à basse résolution spatiale.

le sol est couvert de neige. Cet effet est pris en compte dans LMDz en introduisant une couverture fractionnaire de neige :

$$\alpha_{total} = f\alpha_{neige} + (1 - f)\alpha_0 \quad (3.14)$$

où α_0 est l'albédo du sol sous-jacent, et

$$f = \frac{h_{neige}}{h_{neige} + h_{masque}} \quad (3.15)$$

Dans la version originale, h_{neige} est donnée en mm d'équivalent d'eau, et h_{masque} vaut 10 mm. En absence de végétation, cette valeur de h_{masque} semble trop importante. *Marshall et Oglesby* [1994] proposent une paramétrisation légèrement différente de la fraction de couverture neigeuse qui consiste à identifier h_{masque} à la longueur de rugosité de surface $z_{0,surface}$. Cette démarche a été adoptée pour les calottes de glace et pour la glace de mer, mais pas pour le reste du globe pour rester le plus près possible du code original (même s'il serait probablement souhaitable d'utiliser cette paramétrisation partout). Sur la glace, avec $z_{0,surface}$ d'à peu près 1 mm, ceci revient à diminuer h_{masque} . Il est évident que cette modification n'a d'importance qu'aux endroits où la hauteur de neige est faible, donc certainement pas sur les calottes de glace. Néanmoins, même sur la glace de mer, cette modification a un effet assez faible. Elle a été retenue néanmoins parce qu'elle semble être plus près de la réalité physique que la formulation originale.

3.3 Conclusion

Presque toutes les modifications apportées à la formulation de LMDz portent sur les processus de surface et de la couche limite. Nous nous y intéressons particulièrement parce que les archives glaciaires nous donnent surtout des informations sur le climat de surface de calottes. Néanmoins, il est clair que ce travail n'est pas fini : des aspects importants du climat des régions polaires, par exemple les propriétés radiatives des nuages de glace, généralement mal représentées dans les modèles à grande échelle [*Curry et al.*, 1996], n'ont même pas été abordés dans ce travail.

Néanmoins, les chapitres suivants montrent que les simulations faites après les modifications décrites dans ce chapitre sont très réalistes.

Chapitre 4

Validation du modèle : le climat de l'Antarctique

Une grande partie des modifications décrites dans le chapitre précédent a été utilisée pour des simulations du climat de l'Antarctique pour valider le modèle.

Les simulations analysées ici n'utilisent pas la formulation de la rugosité orographique du CEPMMT décrite dans le chapitre précédent, mais une modification de la formulation originale du LMD, qui transforme $z_{0,oro}$ de la façon suivante :

$$z_{0,oro} \mapsto z'_{0,oro} = z_{0,oro} \exp \left(- \left(\frac{4}{z_{0,oro}} \right)^4 \right) \quad (4.1)$$

Cette transformation assure des valeurs très basses de $z'_{0,oro}$ là où $z_{0,oro}$ est inférieure à 4 m, tandis que $z'_{0,oro}$ reste près de $z_{0,oro}$ dans les autres régions. Elle donne ainsi des valeurs assez basses de $z'_{0,oro}$ dans les régions côtières, et relativement élevées dans les régions montagneuses. Elle est donc assez proche de la formulation du CEPMMT, adoptée plus tard.

Dans les simulations décrites ici, la rugosité orographique est prise en compte dans le calcul des flux turbulents de surface. Il a été mentionné dans la section 3.2.2 que cette prise en compte influence l'évaporation simulée par le modèle, mais très peu les autres propriétés climatiques¹.

4.1 Les Simulations

Ce chapitre décrit les résultats d'une simulation de 5 ans ciblée sur l'Antarctique (AA). Elle est comparée à une simulation de contrôle en grille régulière (REG). Les seules différences entre les deux simulations sont la distribution méridionale des points de grille (voir la figure 2.2), le pas de temps et le réglage de la dissipation horizontale, qui est une fonction de la

¹Ce chapitre est une reprise et extension de grandes parties des deux articles "Studies of the Antarctic climate with a stretched-grid general circulation model", paru dans le Journal of Geophysical Research [Krinner *et al.*, 1997b], et "The Antarctic surface mass balance in a stretched-grid GCM", sous presse dans les Annals of Glaciology [Krinner *et Genthon*, 1997].

résolution spatiale. A part ceci, le nombre de points de grille (64 longitudes \times 72 latitudes), les discrétisations zonale et verticale, et le code dynamique et physique du modèle sont les mêmes. Les deux simulations partent du même état de démarrage - une analyse fournie par le CEPMMT - et utilisent les mêmes conditions aux limites (outre les données de surface AMIP, la couverture de glace de mer est déduite de mesures de satellite SSM/I [National Snow and Ice Data Center, 1994] pour tous les mois entre 1986 et 1991. Les simulations couvrent la période du premier Juin 1986 jusqu'au 30 Septembre 1991. Les trois premiers mois des deux simulations constituent le "spinup" et ne sont pas analysés, ce qui laisse 5 ans entiers pour l'étude. Le coût numérique se chiffre à 3.6 heures de CPU en REG et à 6.8 heures de CPU en AA sur un Cray 90 (monoprocasseur, par une puissance effective de 420 mflops avec le code LMDz). Le coût d'une année de simulation serait de 19 heures de CPU avec une résolution méridionale uniforme de 0.9° (c.à.d., 200 points de grille en latitude) et plus de 100 heures de CPU pour une grille globale de $1^\circ \times 1^\circ$.

4.2 Les Températures

Pour les deux simulations, les températures de surface T_s en moyenne annuelle (figure 4.1) sont en bon accord avec les estimations rapportées par *Giovinetto et al.* [1990] (figure 4.2), même si elles semblent trop chaudes d'environ 4°C au cœur de l'Antarctique.

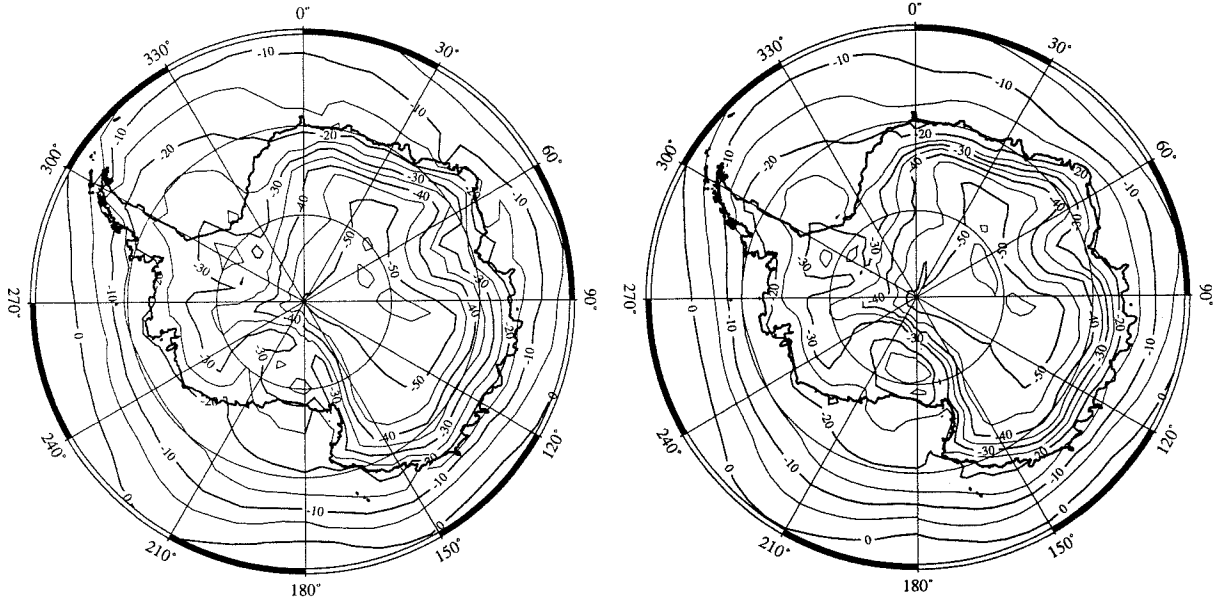


Figure 4.1: T_s en moyenne annuelle (en $^\circ\text{C}$). A gauche : dans la simulation REG ; à droite : dans la simulation AA.

Notons que les simulations sont en meilleur accord avec les températures moyennes données par *Radok et al.* [1987], déduites des températures du névé à 10 m de profondeur. L'erreur dans le centre du continent est donc probablement inférieure à 2°C dans les deux

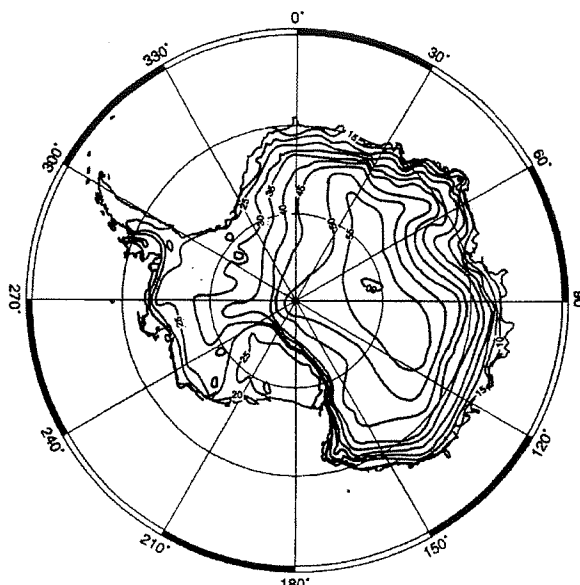


Figure 4.2: T_s moyenne annuelle (en °C négatifs) observée (pris de *Giovinetto et al.* [1990]).

simulations.

Par contre, les deux simulations donnent des températures trop basses sur les deux grandes plate-formes glaciaires. Ces erreurs sont dues à une sous-estimation des températures hivernales (figure 4.3) par rapport aux mesures satellitaires données par *Comiso* [1994] (figure 4.4).

Des observations satellitaires [*Comiso*, 1994] montrent en effet des minima de température locaux sur les plate-formes glaciaires en hiver, mais ils sont moins marqués que dans le modèle. Ce minimum n'était pas très fort en Juillet 1979 (4.4), mais bien développé pendant les mois de Juillet d'autres années.

Ce biais froid hivernal pourrait être dû à une pénétration insuffisante des vents catabatiques sur ces régions. Des vents forts peuvent induire des flux turbulents de chaleur sensible plus élevés et donc des températures de surface plus chaudes. Sur le Ross Ice Shelf, par exemple, *Bromwich* [1989] a identifié des vents catabatiques soufflant le long des pentes des immenses glaciers traversant la Chaîne Transantarctique à l'aide de leur signal chaud de température de surface dans le canal infrarouge d'images satellitaires.²

Ces vents catabatiques — ou plutôt leur pénétration sur l'intérieur de la plate-forme — pourraient être trop faibles dans LMDz à cause de l'utilisation de la rugosité orographique dans les régions montagneuses.³ Celle-ci ralentit le vent sur ce genre de terrain. Comme indiqué dans la section 3.2.2, l'utilisation de cette rugosité orographique n'est probablement pas justifiable dans une couche limite stable. Du fait d'incertitudes sur le fondement

²En fait, ces vents advectent de l'air froid du Plateau Antarctique vers la plate-forme glaciaire. Leur signature thermique *dans l'atmosphère* est donc froid. Par contre, leur signal thermique *en surface* est chaud parce qu'ils induisent des flux turbulents de chaleur sensible plus élevés, ce qui diminue l'intensité de l'inversion de surface.

³Notons que la résolution spatiale du modèle n'est pas suffisante pour "voir" la Chaîne Transantarctique. La canalisation du flux dans les grandes vallées glaciaires ne peut donc pas être simulée par le modèle.

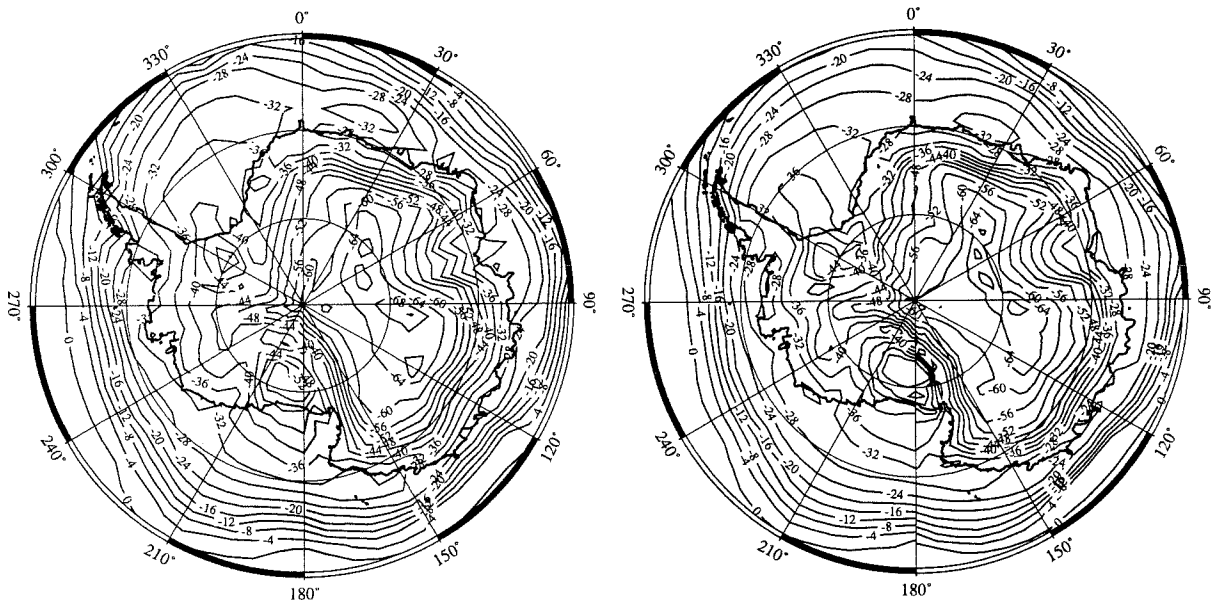


Figure 4.3: T_s pour le mois de Juillet (en $^{\circ}\text{C}$). A gauche : dans la simulation REG ; à droite : dans la simulation AA.

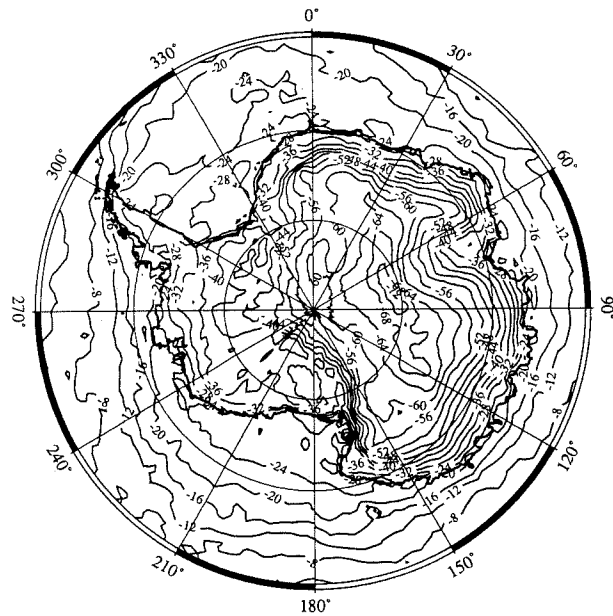


Figure 4.4: Mesures de T_s (en $^{\circ}\text{C}$) pour le mois de Juillet 1979 [Comiso, 1994].

théorique et de manque de temps, nous n'avons pas encore testé l'hypothèse selon laquelle ce biais froid pourrait être corrigé si l'on n'utilisait pas la rugosité orographique dans une couche limite stable.

Notons toutefois que dans une version préliminaire de LMDz, qui ne comprenait pas de formulation de rugosité orographique, le biais froid sur le Ross Ice Shelf était bien plus faible (mais il y a aussi d'autres différences entre cette version préliminaire et celle utilisée maintenant).

Néanmoins, ces vents catabatiques au pied de la Chaîne Transantarctique sont simulés par le modèle (voir aussi la section 4.3). Le réchauffement local qu'ils induisent est visible dans la simulation AA.

Cette bande peut aussi être identifiée dans les observations, même si elle y est plus faible (ceci serait cohérent avec une simulation insuffisante de l'écoulement vers l'intérieur de la plate-forme évoqué plus haut).

Les températures de Juillet sur le Plateau de l'Antarctique de l'Est sont très proches des observations. La forte variabilité interannuelle de la température moyenne du mois de Juillet, qui est évidente dans les observations [Comiso, 1994], semble être reproduite par le modèle, mais une simulation de 5 ans est trop courte pour une étude de la variabilité interannuelle.

Les températures de surface de Janvier dans les deux simulations (figure 4.5) se comparent favorablement aux observations de Comiso [1994] (figure 4.6). Sur les plate-formes glaciaires également, les températures estivales sont un peu trop élevées. Comme les températures de surface hivernales y sont sous-estimées, l'amplitude du cycle annuel de la température de surface est surestimée.

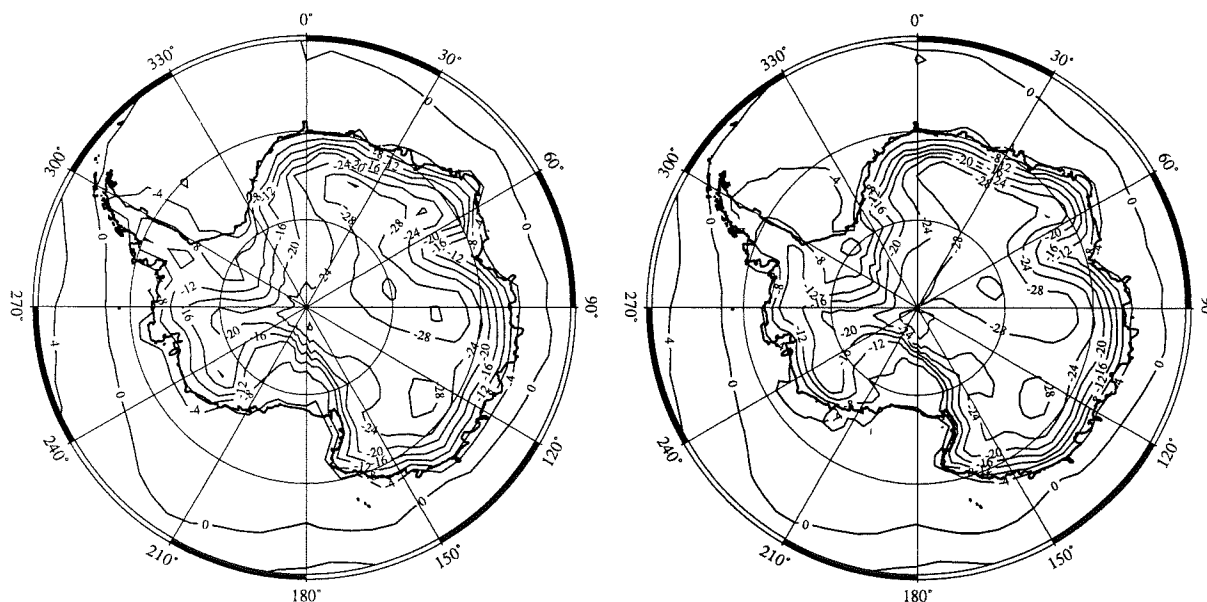


Figure 4.5: T_s pour le mois de Janvier (en $^{\circ}\text{C}$). A gauche : dans la simulation REG ; à droite : dans la simulation AA.

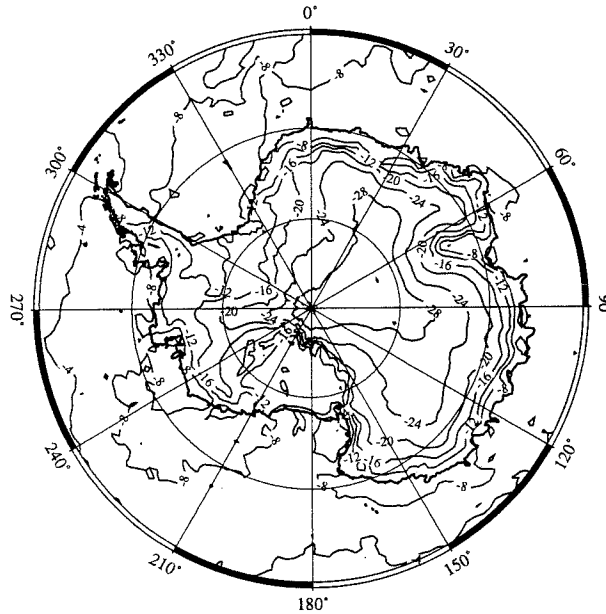


Figure 4.6: Mesures de T_s (en °C) pour le mois de Janvier 1979 [Comiso, 1994].

Globalement, les températures de surface estivales sont assez bien représentées même par REG. Dans les deux simulations, la forme de l'isotherme -28°C est mal représentée par le modèle. Par contre, la résolution plus élevée de AA permet de simuler des gradients de température spatiaux bien plus forts et plus réalistes.

Notons que LMDz est probablement le seul MCG qui simule correctement la distribution spatiale des températures dans l'intérieur des Terres de la Reine Maud et Coates. Ceci n'est pas dû à la résolution spatiale, car même REG se comporte mieux dans ce contexte que des modèles à résolution plus élevée [Genthon et al., 1994; Ohmura et al., 1996]. En fait, la plupart des MCG simulent des gradients de température très forts dans cette région, bien qu'ils n'arrivent pas à simuler des gradients suffisamment forts dans d'autres régions côtières. La cause n'est généralement pas un problème intrinsèque aux MCG, mais plutôt une mauvaise représentation de la topographie de cette région. A nos connaissances, LMDz dans sa version LGGE est le seul MCG qui utilise une topographie relativement récente, et surtout correcte, de l'Antarctique [British Antarctic Survey et al., 1993].

La figure 4.7 montre les séries temporelles des valeurs journalières de la température de surface du point de grille qui représente Dôme C sur le Plateau de l'Antarctique. En réalité, Dôme C se trouve à 74.5°S et 123.0°E . Le centre du point de grille correspondant se trouve à 74.6°S et 123.7°E dans la simulation AA et à 75.0°S et 123.7°E dans la simulation REG. Une série temporelle de mesures obtenues à l'aide d'une station météorologique automatique (Automatic Weather Station, AWS), à Dôme C [Keller et al., 1991] est montrée dans la figure 4.8.

Les températures d'hiver atteignent relativement vite des températures proches du minimum annuel. Pendant les mois suivants, les températures moyennes mensuelles ne varient plus beaucoup. Ceci reflète ce que l'on appelle généralement l'hiver "sans noyau".

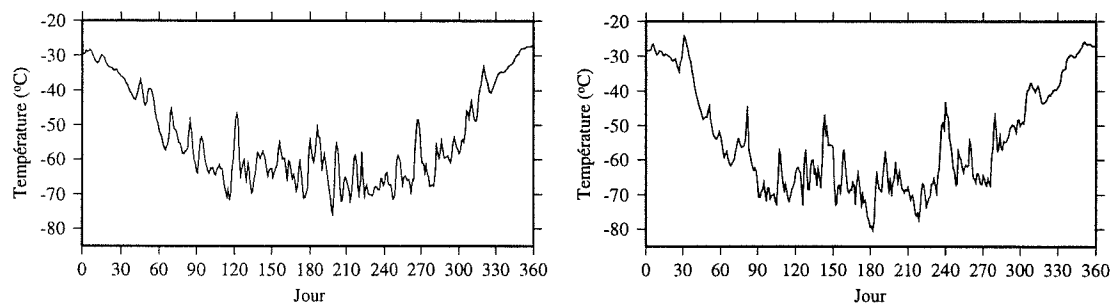


Figure 4.7: T_s (en °C) à Dôme C en 1990. A gauche : dans la simulation REG ; à droite : dans la simulation AA.

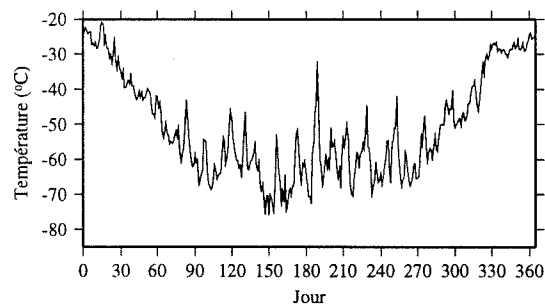


Figure 4.8: T_s (en °C) à Dôme C en 1990. Mesures d'AWS.

Les mesures montrent une variabilité à court terme très élevée en hiver. Cette variabilité est reproduite par le modèle, mais l'amplitude des oscillations est sous-estimée. Les observations et le modèle montrent que l'amplitude diminue graduellement d'hiver en été. Dans le modèle, les oscillations sont très faibles en été, ce qui est cohérent avec le fait que leur amplitude simulée est trop faible en hiver. L'amplitude des oscillations est légèrement plus faible dans REG que dans AA qui semble donc fournir une meilleure estimation de la variabilité des températures à court terme. Le fait que l'amplitude des variations de température est la plus élevée dans les observations et la plus faible dans REG pourrait être lié à l'étendue horizontale que les valeurs respectives sont censées représenter. L'AWS fournit la température à un seul point, tandis que le MCG simule la moyenne spatiale de la température dans une boîte de grille d'une taille de l'ordre de quelques $100 \times 100 \text{ km}^{-2}$, ce qui introduit un certain lissage. Le même raisonnement vaut pour la comparaison entre AA et REG. Une raison supplémentaire pour expliquer le fait que AA simule mieux que REG l'amplitude de la variabilité à court terme pourrait être la meilleure représentation de la dynamique atmosphérique circumpolaire (voir section 4.4), ce qui mène à une meilleure simulation de l'influence des perturbations cycloniques au large du continent.

L'intensité de l'inversion de température en hiver sur le plateau Antarctique est généralement de l'ordre de 20°C . Ceci est en accord avec les valeurs présentées par *Phillpot et Zillman* [1970]. Le maximum de température se trouve typiquement à une altitude de 600 m, ce qui est aussi confirmé par *Phillpot et Zillman* [1970].

4.3 Les vents de surface

La figure 4.9 montre la magnitude du vent de surface moyen ($|\bar{v}|$) simulée en Juillet. Notons que la vitesse du vent de surface moyen $|\bar{v}|$, présentée ici, est plus faible que la vitesse moyenne du vent $\overline{|v|}$, surtout dans les régions où la topographie n'induit pas de direction préférentielle du vent. Néanmoins, nous nous concentrons ici sur les vents côtiers, où la direction du vent est très peu variable [*Parish*, 1988], et où $|\bar{v}|$ est donc une bonne approximation de $\overline{|v|}$. Dans ces régions, $|\bar{v}|$ est typiquement 1 à 2 m s^{-1} plus faible que $\overline{|v|}$. Comme il n'y a pas de climatologie quantitative fiable des vents de surface à l'échelle du continent, la simulation méso-échelle sur 48 heures par *Parish et Bromwich* [1991] est souvent utilisée comme référence. Néanmoins, les auteurs de cette étude font remarquer que leurs vitesses de vent simulées sont plutôt représentatives d'un épisode de vents catabatiques forts que l'écoulement moyen d'un mois de Juillet.

De fait, les vitesses de vent simulées dans AA sont un peu moins élevées que celles suggérées par *Parish et Bromwich* [1991]. Par contre, la structure générale est très similaire dans AA, REG, et *Parish et Bromwich* [1991]. La vitesse de vent moyenne en Juillet atteint presque les 16 m s^{-1} près de la côte en Terre Adélie, 16 m s^{-1} à la côte en Terre de la Reine Maud, 18 m s^{-1} sur la Chaîne Transantarctique, et plus de 14 m s^{-1} dans d'autres régions côtières, ce qui est globalement en accord avec des mesures météorologiques [*Schwerdtfeger*, 1984]. Les vents sont plus faibles dans REG, manifestement à cause de la résolution spatiale plus faible. L'espacement des points de grille de 275 km n'est pas suffisamment faible pour représenter correctement les pentes côtières et leur influence sur les vents de surface.

La direction des vents de surface (figure 4.10) montre clairement l'influence du relief. L'écoulement suit la pente de la surface avec une déviation vers la gauche à cause de la

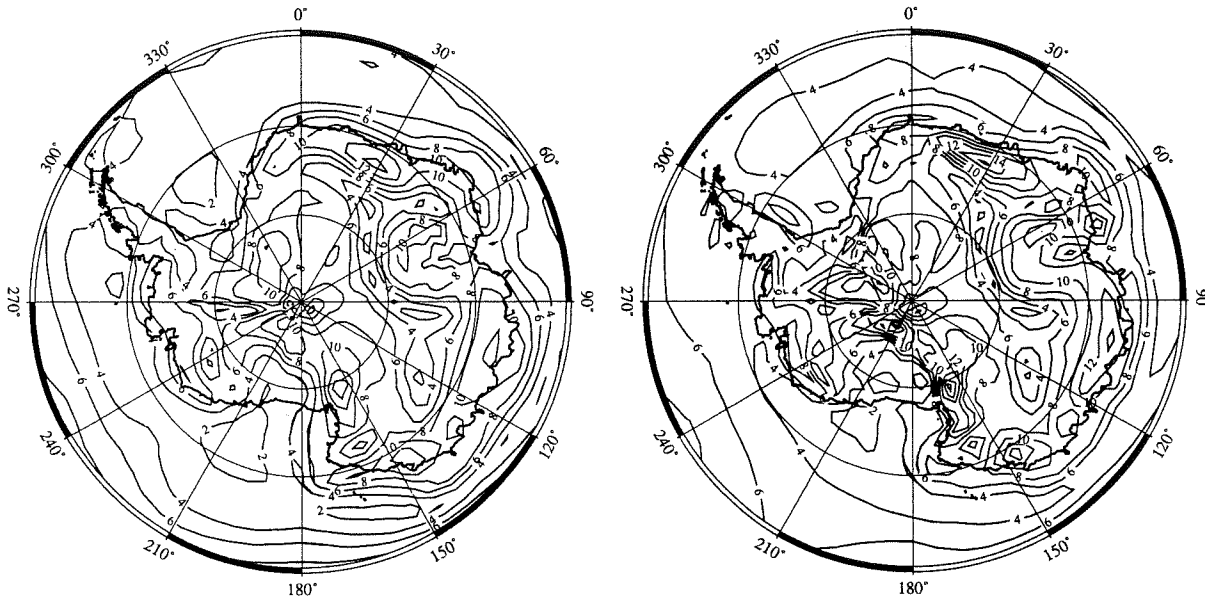


Figure 4.9: $|\bar{v}|$ (en m s^{-1}) en Juillet. A gauche : pour la simulation REG ; à droite : pour la simulation AA.

force de Coriolis. Ici aussi, la structure générale est en bon accord avec *Parish et Bromwich [1991]*.

4.4 La pression au niveau de la mer et la bande cyclonique circumpolaire

L'une des caractéristiques les plus importantes du climat des hautes latitudes australes est la bande cyclonique circumpolaire (circumpolar trough, CPT). La variation annuelle simulée de l'emplacement et de l'intensité du CPT en moyenne zonale est montrée dans les figures 4.11 et 4.12. Ces figures donnent aussi des observations [*Xu et al., 1990*]⁴ et les analyses du CEPMMT pour les années 1985 à 1991. AA semble reproduire assez bien les caractéristiques de la migration saisonnière du CPT, y compris le cycle semi-annuel [*van Loon, 1967*], même si l'amplitude de la migration et la latitude australe du CPT sont sous-estimées par rapport aux observations. Comparativement aux analyses du CEPMMT pour la période de 1985 à 1991, qui est presque exactement celle simulée par le modèle, la migration annuelle de l'emplacement est assez bien reproduite, à part un décalage de phase de deux mois et une sous-estimation d'environ 1° de la latitude australe. Dans cet égard, LMDz se comporte bien mieux que beaucoup d'autres MCG [*Xu et al., 1990* ; *Tzeng et al.,*

⁴Ces données d'observations proviennent en effet d'analyses journalières faites par le South African Weather Bureau dans les années 50 et d'analyses journalières du Australian Bureau of Meteorology des années 1972 à 1982. Elles sont probablement moins fiables que les analyses du CEPMMT.

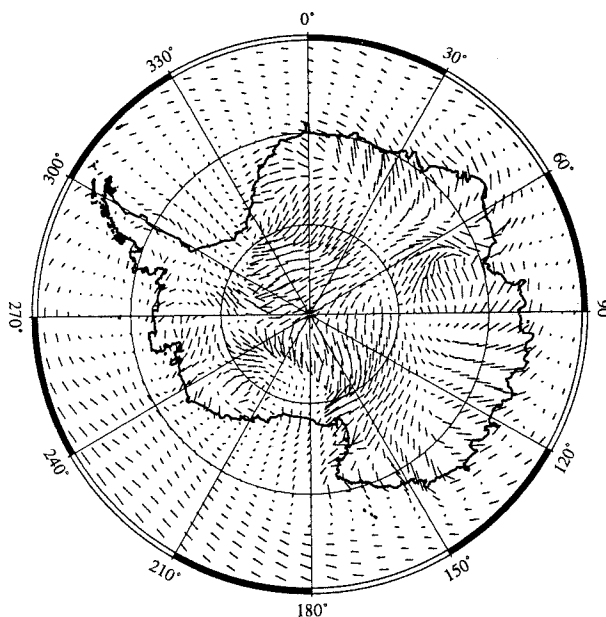


Figure 4.10: Vents de surface en Juillet pour la simulation AA. Près du pôle, de nombreux vecteurs ont été enlevés pour améliorer la lisibilité de la figure.

1993 ; *Tzeng et al.*, 1994]. Néanmoins, l'origine du déphasage entre AA0 et les observations ne nous est pas claire.

Par contre, la variation annuelle de l'intensité du CPT ne montre pas d'oscillation semi-annuelle claire. Le minimum du mois de Mars n'est pas représenté, mais l'intensité moyenne des mois de Janvier à Août est en relativement bon accord avec les observations. Comme d'autres MCG [*Tzeng et al.*, 1993], LMDz réussit à simuler correctement la phase du premier harmonique, mais son intensité est exagérée de quelques hPa. Les caractéristiques de la position en latitude du CPT sont assez variables d'une année à l'autre. Par exemple, la variation semi-annuelle de la position du CPT n'est clairement visible que dans la moyenne sur les 5 ans et non pas dans la série temporelle sur les 60 mois de la simulation (figure 4.19). Des simulations plus longues seraient donc nécessaires pour une analyse statistiquement robuste.

La figure 4.13 montre la pression moyenne simulée par AA au niveau de la mer pour les mois de Janvier et Juillet. Elle est à comparer aux analyses du CEPMMT pour ces mois pendant les années 1985 à 1991 (figure 4.14). En Janvier, les analyses, mais pas AA, placent le minimum de la pression dans la mer de Bellingshausen. En Juillet, la structure ternaire est à peu près aux bonnes longitudes dans AA, mais le centre dans la mer d'Amundsen n'est encore pas suffisamment fort. L'origine de cette erreur n'est pas claire. Il pourrait y avoir un lien avec le biais froid sur le Ross Ice Shelf en hiver. Notons que dans une simulation utilisant la rugosité orographique $z_{0,oro}$ du CEPMMT [*Mason*, 1985], cette erreur est beaucoup moins marquée (voir la figure 6.11). Une autre explication possible est liée à la représentation de la Péninsule dans le modèle. En effet, la résolution zonale n'est pas très élevée dans cette région, et l'influence des chaînes de montagne de la Péninsule sur le

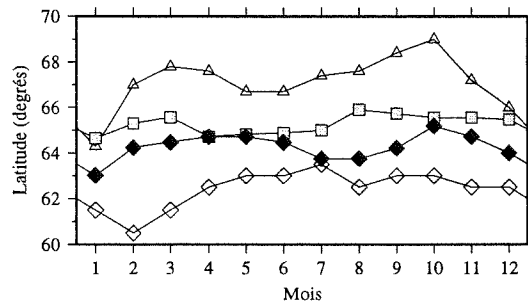


Figure 4.11: Cycle annuel de la moyenne zonale de la position (en degrés latitude sud) du CPT pour les simulations AA (losanges noirs) et REG (losanges transparents), ainsi que pour les analyses du CEPMMT (carrés grisés). Les observations sont symbolisées par des triangles.

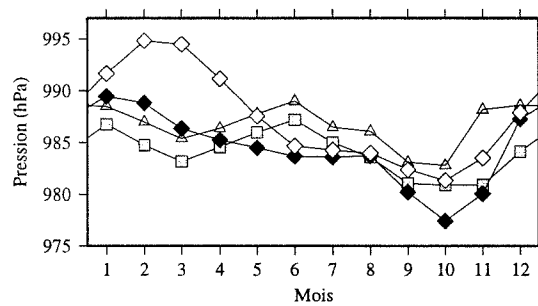


Figure 4.12: Cycle annuel de la moyenne zonale de l'intensité (en hPa) du CPT pour les simulations AA (losanges noirs) et REG (losanges transparents), ainsi que pour les analyses du CEPMMT (carrés grisés). Les observations sont symbolisées par des triangles .

flux atmosphérique est donc mal simulée. Notons aussi que la pression atmosphérique dans la mer d'Amundsen montre une variabilité interannuelle élevée [Cullather et Bromwich, 1996], et il est donc possible qu'une simulation de cinq ans soit trop courte pour que cette erreur soit significative.

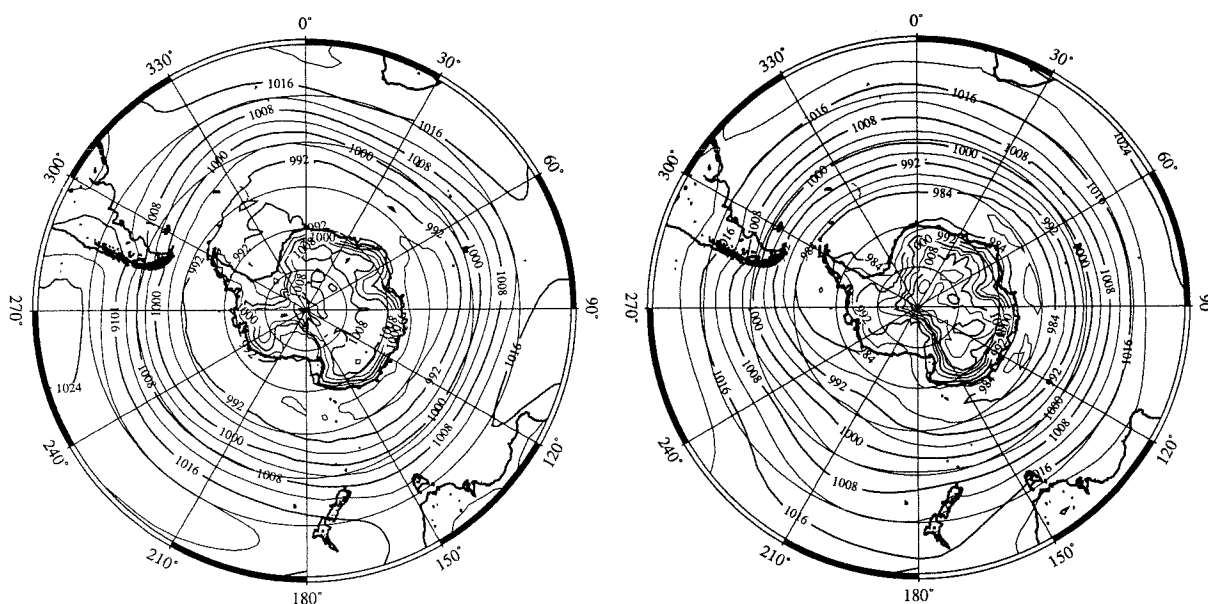


Figure 4.13: Pression au niveau de la mer en hPa simulée dans AA. A gauche : pour le mois de Janvier ; à droite : pour le mois de Juillet.

Dans REG, le CPT est légèrement plus faible qu'en réalité à cause de pressions relativement élevées en été. Le CPT est placé trop loin au nord d'environ 5° et ni la position ni l'intensité montrent une variation semi-annuelle. Comparé à REG, une amélioration substantielle de la simulation du CPT est visible dans AA. Il est possible de penser que les problèmes restants pourraient être dus à des problèmes numériques causés par la grille irrégulière et donc inhérents à l'approche par grille variable choisie dans ce travail. Dans le chapitre 5, cette question sera examinée de plus près.

4.5 Le bilan de masse en surface

4.5.1 Généralités

Un impact possible des activités humaines sur le système climatique global est un changement du bilan de masse des calottes de glace polaires, ce qui pourrait mener à une augmentation du niveau des mers. Nous devons être capables de donner de bonnes estimations du bilan de masse futur de l'Antarctique parce qu'elle représente de loin la plus grande calotte présente. Il semble que l'Antarctique serait plus susceptible de s'épaissir que de s'amincir en réponse aux changements climatiques attendus [Ohmura et al., 1996]. Ceci pourrait être dû au fait que l'air plus chaud pourrait transporter plus d'humidité vers le continent, tan-

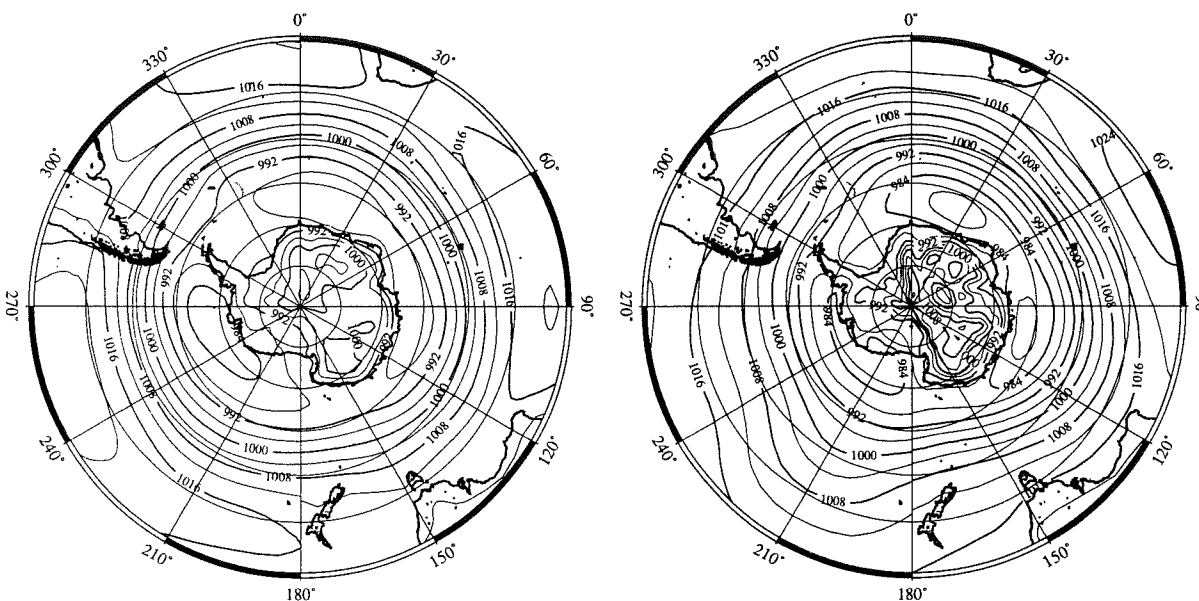


Figure 4.14: Analyses CEPMMT de la pression au niveau de la mer en hPa. A gauche : pour le mois de Janvier ; à droite : pour le mois de Juillet.

dis que les températures n'augmenteront probablement pas suffisamment pour causer une fonte et un ruissellement significatifs. Mais il faut aussi s'attendre à des changements de la fréquence, de la force et du mouvement des cyclones au large de l'Antarctique qui pourraient rendre la question plus compliquée. Le bilan de masse en surface de l'Antarctique modifié pourrait donc partiellement compenser une élévation du niveau des mers causée par la fonte de glaciers tempérés et polaires (y compris le Groenland) et par l'expansion thermique des océans. Néanmoins, de grandes incertitudes subsistent [Houghton *et al.*, 1995].

Des MCG peuvent être utilisés pour prédire le bilan de masse en surface futur des calottes de glace polaires. Pour que l'on puisse avoir une certaine confiance dans ces prédictions, il faut d'abord s'assurer que le MCG produise une simulation raisonnable du bilan de masse en surface actuel.

Beaucoup de progrès ont été faits ces dernières années dans ce domaine [par exemple, Tzeng *et al.*, 1994], dus en grande partie à une augmentation de la résolution spatiale à la suite de la montée en puissance des superordinateurs [Genthon *et al.*, 1994].

Néanmoins, même si un modèle produit une bonne estimation du bilan de masse actuel, ceci n'est pas forcément dû aux bonnes raisons. Par exemple, Connolley *et King* [1996] montrent que dans le MCG du UKMO (United Kingdom Meteorological Office), qui produit une bonne estimation du bilan de masse en surface de l'Antarctique, seulement 30% de l'humidité qui est précipitée sur un large secteur de l'Antarctique de l'Est est effectivement advectée par le transport explicite aux échelles résolues. Le reste est apporté à l'intérieur par la diffusion horizontale. Celle-ci est un moyen numérique de prévenir le développement d'instabilités à l'échelle de la grille et peut être interprétée comme une paramétrisation de

la dynamique atmosphérique à l'échelle sous-maille. La conclusion de *Connolley et King* [1996] est que la crédibilité des changements du bilan de masse en surface prédits à l'aide de ce MCG pour des climats futurs est incertaine. Notons ici que ce problème ne peut pas apparaître dans le MCG utilisé ici, car dans LMDz, l'humidité atmosphérique n'est pas diffusée horizontalement.

4.5.2 Moyenne annuelle du bilan de masse en surface

La figure 4.15 montre le bilan annuel de masse en surface b_m sur l'Antarctique pour les simulations AA et REG. Elle est calculée comme la différence entre la précipitation simulée et l'évaporation/sublimation/fonte. De même, les estimations du bilan de masse en surface réel [*Giovinetto et Bentley*, 1985] sont montrées dans la figure 4.16.

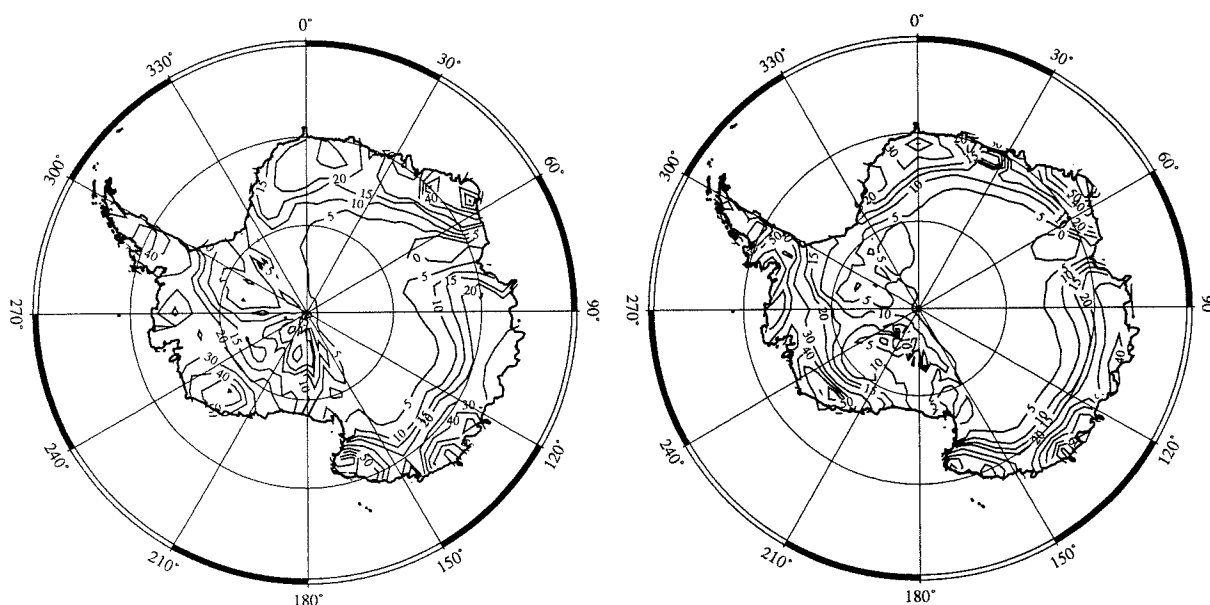


Figure 4.15: Le bilan de masse en surface simulé en cm a^{-1} . A gauche : simulation REG ; à droite : simulation AA. Les isoplèthes sont 0, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 80, 100, 120, et 140 cm a^{-1} .

L'accord avec les observations est meilleur pour AA que pour REG. Néanmoins, même REG fournit une estimation raisonnable du bilan de masse en surface de l'Antarctique. Dans les deux simulations, les minima d'accumulation sur les plate-formes glaciaires sont exagérés, probablement en relation avec le biais froid simulé dans ces régions. La forme et l'emplacement du minimum sont assez bien représentés dans AA, mais pas dans REG.

Au pied de la Chaîne Transantarctique sur le Ross Ice Shelf, un maximum local d'accumulation est visible dans les observations et dans AA. La sécheresse dans le bassin du Glacier de Lambert, où les vents catabatiques diminuent l'accumulation, est aussi représentée dans les simulations. L'isoline des 5 cm a^{-1} atteint la côte dans le modèle, mais pas dans les observations. L'erreur est plus faible dans AA que dans REG. Elle est

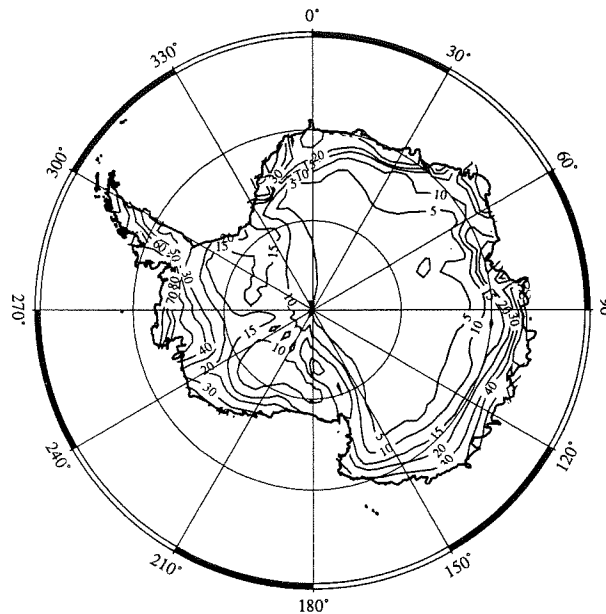


Figure 4.16: b_m observé en cm a^{-1} [Giovinetto et Bentley, 1985].

essentiellement due à l'utilisation de la rugosité orographique pour le calcul des flux de surface turbulents de chaleur latente (voir la section 3.2.2).

Le gradient d'accumulation près de la côte est un peu plus faible que dans les observations, probablement dû à une résolution toujours trop faible, même dans AA. Sans surprise, le gradient est plus faible dans REG. De même, le fait que le gradient zonal d'accumulation sur la péninsule Antarctique ne soit pas suffisamment fort est probablement dû à la résolution zonale relativement faible. Comme la péninsule est située relativement loin au Nord, la résolution zonale n'est que de 250 km dans cette région. Par conséquent, ses chaînes de montagnes ne sont pas bien représentées. Néanmoins, l'accumulation moyenne sur la péninsule est assez bien simulée dans AA. Elle est trop faible dans REG. Ceci est probablement dû au fait que la résolution zonale effective est plus faible que dans AA, car un filtre zonal est effectif à ces latitudes dans REG. L'accumulation dans les régions côtières de l'Antarctique de l'Ouest est sous-estimée dans REG, mais bien représentée dans AA.

Le bilan de masse en surface moyen sur le continent entier est de 16.2 cm a^{-1} dans AA, ou 15.4 cm a^{-1} si les parties montagneuses ne sont pas prises en compte. Ceci est plus élevé que la valeur de 14.3 cm a^{-1} , estimée par Giovinetto et Bentley [1985]. Cette valeur exclut les régions montagneuses de la Péninsule Antarctique. Frolich [1992] suggère une valeur moyenne de 15.4 cm a^{-1} pour le continent entier comprenant la Péninsule, avec une incertitude de 10%. La différence entre les bilans de masse en surface moyens observé et simulé, de l'ordre de 5%, est donc plus faible que l'incertitude sur les observations. Les estimations sont basées sur des mesures d'accumulation à long terme, tandis que la durée de la simulation pourrait être court quand on considère la variabilité importante de la précipitation et des tendances à court terme possibles. Néanmoins, il nous semble que les

valeurs indiquées ci-dessus ne changeraient pas beaucoup dans une simulation plus longue, car pendant les 5 années de simulation, les valeurs annuelles oscillent entre 16.0 et 16.4 cm a⁻¹ sans tendance temporelle visible.

Dans REG, le bilan de masse en surface moyen sur le continent entier est de 17.1 cm a⁻¹. Il vaut 16.5 cm a⁻¹ si l'on exclut la péninsule. Ceci est probablement légèrement trop élevé, mais toujours assez satisfaisant pour une résolution de 280 km.

Nous nous concentrons sur la simulation AA dans ce qui suit.

4.5.3 Le cycle annuel du bilan de masse en surface

La figure 4.17 montre les moyennes mensuelles du bilan de masse en surface simulé pour le continent entier et pour les points de grille situés au-dessus de 3000 m d'altitude (ces points représentent le Plateau de l'Antarctique de l'Est). Dans les deux cas, un minimum s'établit clairement en été. Sur le plateau, ce minimum a lieu un peu plus tôt que sur le continent entier. Pour le continent entier, les chutes de neige culminent en Avril ou Mai, avec un maximum large de Février à Octobre.

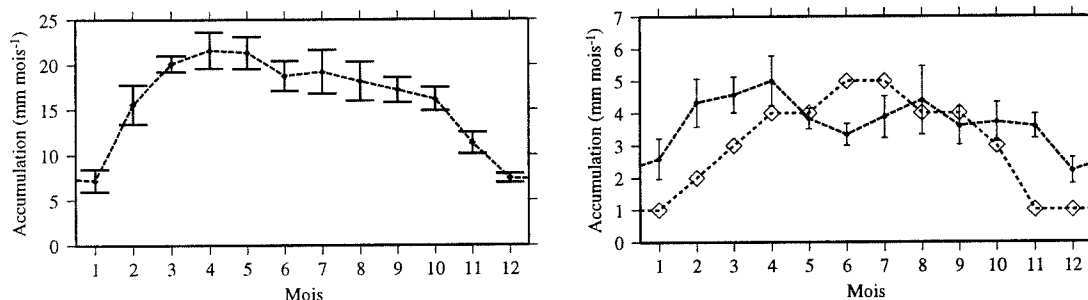


Figure 4.17: Moyennes mensuelles de b_m (en mm mois⁻¹) simulées. A gauche : pour l'Antarctique entière ; à droite : au-dessus de 3000 m d'altitude. Losanges : Observations à Vostok [Dolgin et Petrov, 1977].

Une série temporelle de la précipitation mensuelle sur les 60 mois de simulation (figure 4.18) montre que souvent, un maximum secondaire existe entre Juillet et Septembre. Il n'est pas visible dans les moyennes mensuelles sur 5 ans parce qu'il n'a pas toujours lieu exactement au même moment. Au-dessus de 3000 m, la série temporelle de la précipitation mensuelle révèle une variation semiannuelle assez forte pour la plupart des années de simulation. Comme pour le continent entier, les maxima n'ont pas toujours lieu au même mois. Par conséquent, l'oscillation semiannuelle visible dans les moyennes mensuelles sur les 5 ans n'est pas significative. Seul le cycle annuel avec un maximum large en hiver et un minimum aigu en été peut donc être considéré significatif.

Les moyennes mensuelles du bilan de masse en surface peuvent être comparées aux observations de plusieurs stations Antarctiques qui ont été publiées par Dolgin et Petrov [1977] et discutées par Bromwich [1988]. Le modèle semble simuler à peu près correctement le cycle annuel pour les stations élevées à l'intérieur (Vostok et Pôle Sud), même si le maximum est simulé trop tôt et le minimum d'été est trop aigu. Il n'y a pas de signe de variation semiannuelle dans les observations. Néanmoins, des analyses du CEPMMT et

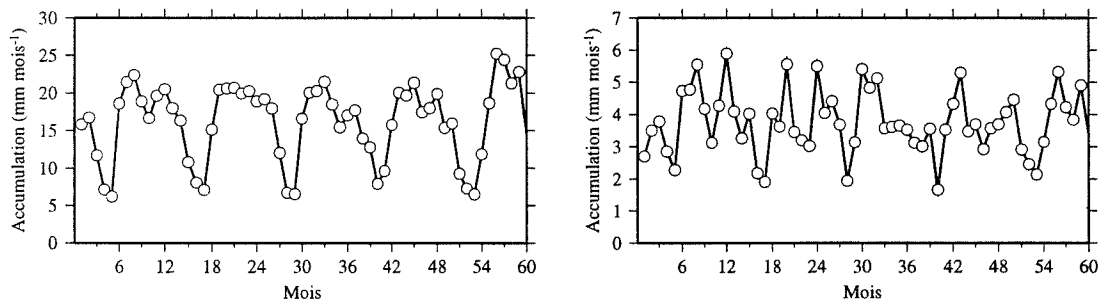


Figure 4.18: Valeurs mensuelles de b_m (en mm mois^{-1}). A gauche : pour l'Antarctique entière; à droite : au-dessus de 3000 m d'altitude. Le premier mois est un Septembre.

des MCG à haute résolution suggèrent que le cycle annuel des précipitations pourrait être fortement variable dans l'espace [Genthon *et al.*, 1997]. Les observations de Vostok et Pôle Sud ne sont donc peut-être pas forcément représentatives du plateau entier, d'autant plus que les mesures sont entachées d'incertitudes considérables à cause des précipitations très faibles à l'intérieur du continent [Bromwich, 1988]. Les mesures des stations côtières en Antarctique de l'Ouest montrent le même comportement saisonnier. Bromwich [1988] en conclut que ce genre de cycle annuel — un maximum en hiver et un minimum en été — est probablement caractéristique de la calotte entière de l'Antarctique de l'Est. Budd *et al.* [1995] ont analysé la convergence nette d'humidité atmosphérique dans les analyses GASP. Ils ont trouvé un cycle annuel pour le bilan de masse en surface pour les parties élevées de l'Antarctique (au dessus de 2500 m) qui montre peu de variation annuelle systématique, seulement peut-être un maximum faible en été. Par contre, comme dans l'étude présente, ils ont trouvé une variabilité élevée d'une année à l'autre; fréquemment, les précipitations les plus élevées se produisaient autour des équinoxes.

Pour le continent entier, le cycle annuel simulé du bilan de masse en surface se compare bien au cycle annuel des analyses GASP [Budd *et al.*, 1995] et NMC [Yamazaki, 1992], même si les analyses NMC montrent un cycle semiannuel plus fort que les analyses GASP et LMDz. Notons toutefois que Bromwich *et al.* [1995] ont montré que les analyses NMC étaient entachées de certains problèmes sérieux. De plus, les analyses du CEPMMT [Bromwich *et al.*, 1995] suggèrent un pic en Juillet, et un maximum large entre Avril et Septembre, ce qui ressemble encore aux variations saisonnières simulées par LMDz.

Comme l'activité cyclonique peut avoir une grande importance pour les précipitations en Antarctique, il est intéressant d'examiner le lien entre ces deux paramètres climatiques dans la simulation. La figure 4.19 montre une série temporelle de 60 mois de la profondeur et de la position simulées du CPT. Une corrélation assez claire existe entre les valeurs mensuelles de la position du CPT et celles de b_m sur l'Antarctique entière (4.18), même si les deux courbes ne se ressemblent évidemment pas dans tous leurs détails. Ceci est certainement dû aux influences d'autres variables pertinentes comme par exemple, la position en latitude du CPT et l'extension de la glace de mer.

L'accumulation sur le Plateau Antarctique au-dessus de 3000 m semble être plus fortement déterminée par la position méridionale du CPT, mais la corrélation n'est pas très forte, car les deux signaux sont assez compliqués et, de nouveau, d'autres influences comme

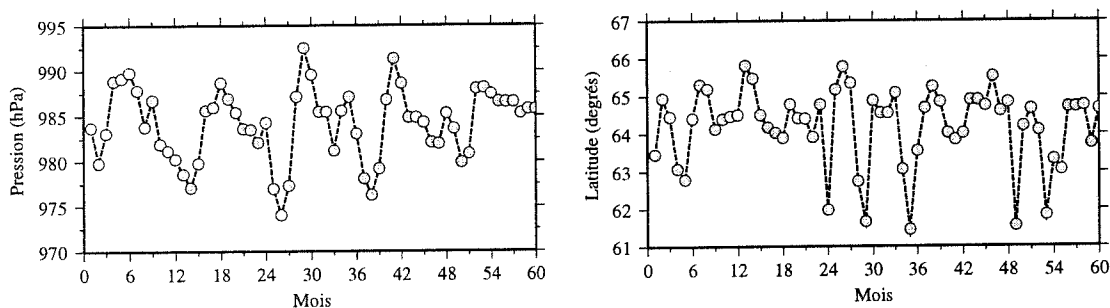


Figure 4.19: Pression (à gauche, en hPa) et position (à droite, en degrés latitude Sud) du CPT pour les 60 mois de la simulation AA.

l'extension de la glace de mer et l'intensité du CPT sont certainement importantes.

4.5.4 La variabilité à court terme de la précipitation

La figure 4.20 montre la série temporelle des précipitations et pressions atmosphériques journalières simulées à Dôme C pour l'année 1990. La fréquence des événements de précipitation est maximale au printemps et automne et minimale en été et hiver. Ceci est cohérent avec la série temporelle de l'accumulation mensuelle au-dessus de 3000 m (figure 4.18).

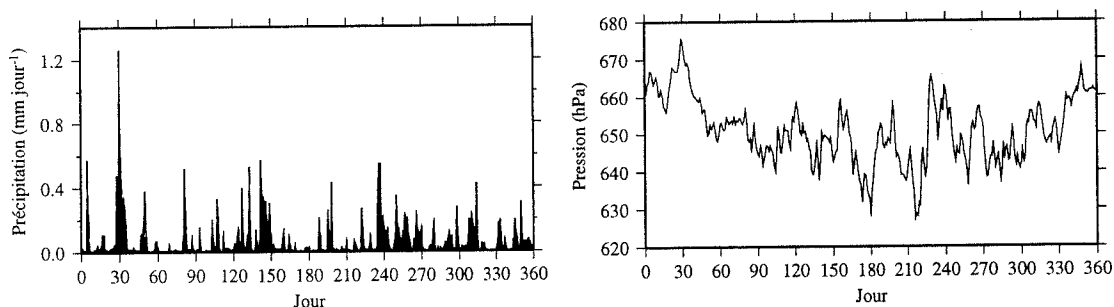
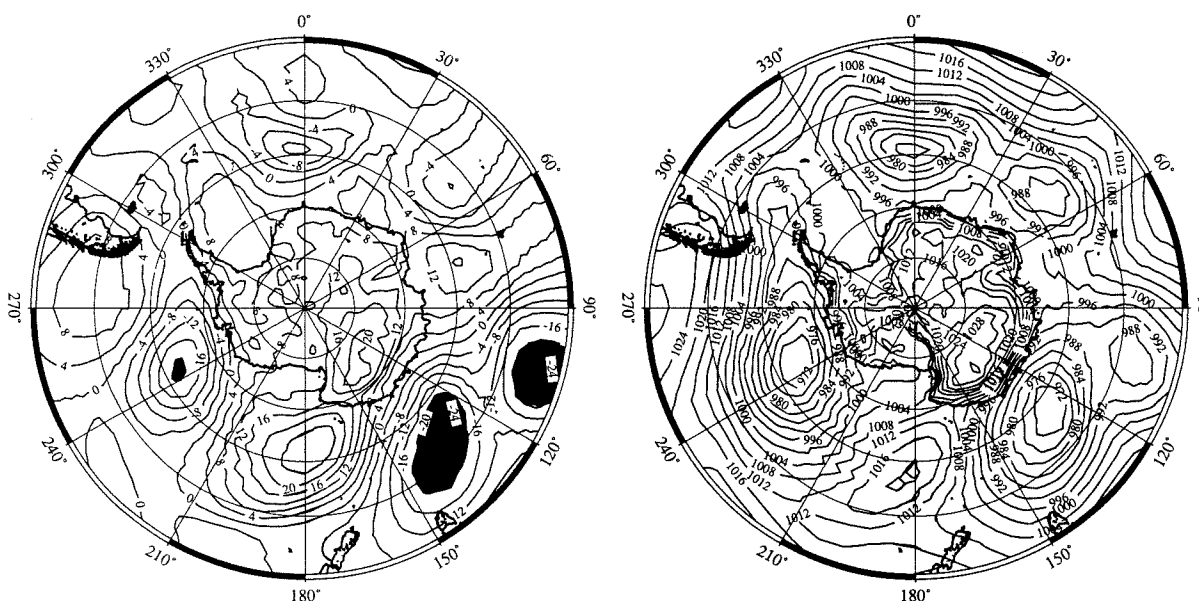


Figure 4.20: Précipitation (à gauche, en mm d^{-1}) et pression atmosphérique (à droite, en hPa) simulées à Dôme C pour l'année 1990.

Le modèle ne simule que très rarement des journées sans aucune précipitation solide. Il y a plutôt une chute de neige "de fond" très légère d'à peu près 0.005 mm d^{-1} (correspondant à 0.2 cm a^{-1}). Ceci représente donc à peu près 5% de l'accumulation annuelle. Cette précipitation de fond pourrait correspondre à la précipitation légère de cristaux même par ciel clair. Ce phénomène a été décrit maintes fois [par exemple, *Schwerdtfeger*, 1984; *Bromwich*, 1988]. Bien sûr, des nuages sont diagnostiqués dans le modèle quand la précipitation est simulée, mais à cause des températures basses, ces nuages peuvent être d'une épaisseur optique très faible et le processus peut être identifié à la précipitation par ciel clair.

Même si la précipitation moyenne a un minimum bien défini en été (voir la section 4.5.3), l'événement de précipitation le plus fort a lieu au 30^e jour de l'année. L'air plus chaud peut contenir plus d'humidité. Par conséquent, un événement de précipitation d'été, même s'il est plus rare qu'un événement d'hiver, peut déposer une quantité d'eau plus importante et donc contribuer de façon significative au bilan de masse en surface annuel. Notons que 1990 n'est pas la seule année où un événement de précipitation d'été d'une importance semblable s'est produit.

Les deux événements sont caractérisés par une situation synoptique particulière : un cyclone très fort est localisé au large de la côte, avec, à l'est, une forte anomalie positive de la pression atmosphérique (figure 4.21). Ensemble, ces deux systèmes couplés peuvent advecter de l'air chaud et humide à l'intérieur où l'humidité précipite. Cette masse d'air peut même être suivie jusqu'à Vostok, où une forte précipitation est simulée un jour plus tard qu'à Dôme C. Cette situation synoptique est très semblable à la situation générale conduisant à des intrusions d'air chaud et humide en Antarctique et, en conséquence, à de la précipitation, qui a été discutée par *Bromwich* [1988].



de précipitation, la pression de surface à Dôme C est particulièrement élevée avec une tendance à la baisse (voir la figure 4.20), ayant atteint son maximum un jour avant que la précipitation ne l'atteigne. Ceci est cohérent avec la discussion donnée par *Bromwich* [1988]. Au moins pendant l'été, la précipitation dans l'intérieur du continent est plus souvent associée à une pression de surface élevée plutôt qu'avec une pression de surface basse, même si le modèle ne simule pas de corrélation systématique. En hiver, le modèle simule parfois des épisodes de chutes de neige à assez grande échelle pendant lesquelles la pression de surface sur l'ensemble de l'intérieur de l'Antarctique diminue de plus de 10 hPa en un ou deux jours, mais il est improbable que ceci puisse être attribué à l'intrusion d'un cyclone. Par contre, sans surprise, il y a une corrélation assez claire entre la précipitation et la température (figure 4.7), ce qui indique l'origine océanique des masses d'air qui apportent de l'humidité sur le continent. Notons que les séries temporelles de la pression de surface (figure 4.20) et de la température (figure 4.7) reflètent bien l'activité cyclonique élevée en hiver et les conditions relativement calmes en été.

4.6 Le climat simulé à l'extérieur de la région Antarctique

Le centre d'intérêt de cette étude est le climat Antarctique. Néanmoins, il est important que le climat de l'extérieur de cette région soit représenté de façon adéquate pour que les flux d'énergie etc. vers la région d'intérêt puissent être simulés correctement. Autrement dit, nous voulons que le MCG simule le climat à l'extérieur de la région Antarctique comme le ferait un MCG acceptable à basse ou moyenne résolution.

Les figures 4.22 et 4.23 montrent la moyenne annuelle de la pression au niveau de la mer en moyenne zonale pour les analyses CEPMMT et pour les deux simulations REG et AA. Dans REG, le modèle reproduit très bien la distribution zonale des masses d'air. AA simule mieux le champ de pression autour de l'Antarctique (voir la section 4.4) et représente bien ce champ dans les régions tempérées et tropicales. La pression simulée excède la pression fournie par les analyses CEPMMT de jusqu'à 10 hPa dans l'Arctique, où la résolution méridionale est minimale. Ce biais est absent dans REG. Néanmoins, ce genre d'erreur est loin d'être inhabituel dans des MCG à basse ou moyenne résolution spatiale. Par exemple, la majorité des modèles AMIP simule des pressions de surface trop élevées dans l'Arctique [*Chen et al.*, 1995], et les erreurs sont typiquement du même ordre de grandeur que dans AA. Une analyse de moyennes zonales des vents et des températures suggère également que le climat des régions non Antarctiques est suffisamment bien simulé dans REG comme dans AA.

4.7 Conclusions

Après les changements de la formulation du modèle décrits dans le chapitre 3, le climat de l'Antarctique est bien simulé par LMDz, surtout à haute, mais aussi à moyenne résolution. Une simulation de 5 ans du climat actuel à haute résolution régionale a été comparée avec les observations et avec une simulation en grille régulière.

L'amélioration de la qualité de la simulation AA par rapport à REG est sensible. Cette amélioration avec l'augmentation de la résolution peut être due à plusieurs facteurs :

- une meilleure représentation de la topographie de la calotte de glace ;

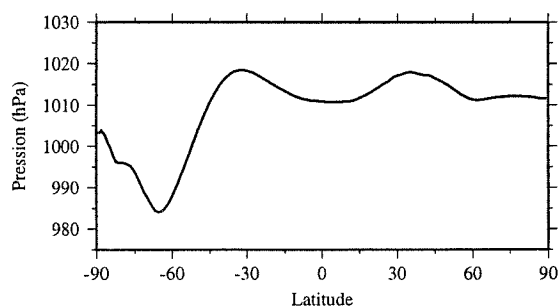


Figure 4.22: Moyenne zonale de la pression atmosphérique (en hPa) du CEPMMT.

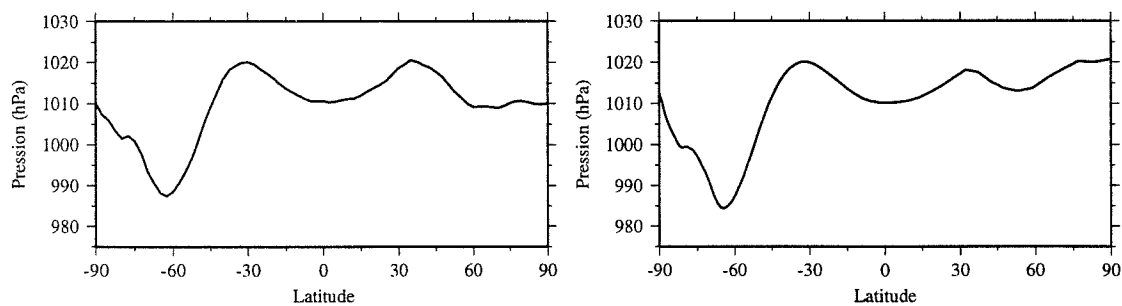


Figure 4.23: Moyenne zonale de la pression atmosphérique simulée (en hPa). A gauche : dans la simulation REG ; à droite : dans la simulation AA.

- un traitement plus détaillé des processus physiques nonlinéaires ;
- une meilleure représentation de la dynamique atmosphérique.

Evidemment, ces facteurs ne sont pas indépendants l'un de l'autre. Il est quelque peu difficile de déterminer avec certitude lequel des facteurs donnés ci-dessus est prépondérant. Néanmoins, il nous semble probable que la meilleure représentation de la topographie ait la plus forte influence, car presque toutes les caractéristiques importantes du climat de surface en Antarctique (vent, température, précipitation, ...) sont directement ou indirectement déterminées par l'altitude ou par la pente de la surface. L'amélioration systématique et très forte de la qualité des simulations du climat des calottes de glace avec l'augmentation de la résolution spatiale des modèles [par exemple, *Genthon et al.*, 1994] suggère également cette hypothèse, car, comme mentionné dans la section 2.5.1, les paramétrisations physiques des modèles ne fournissent pas toujours de meilleurs résultats à plus haute résolution spatiale [par exemple, *Dyson*, 1985].

Les températures sont généralement correctes à part un biais saisonnier sur les plateformes glaciaires. Le régime des vents d'inversion et des vents catabatiques, lié à l'inversion de température sur le continent et à la topographie, est bien simulé, même si les vents sont peut-être encore un peu trop faibles.

Le bilan de masse en surface a été analysé en détail. Surtout à haute résolution, LMDz en fournit une très bonne simulation. Néanmoins, le modèle exagère la sécheresse sur les plateformes glaciaires (ce qui est probablement lié au biais de température dans cette région). A cause de la résolution zonale relativement faible sur la Péninsule, les fortes variations du bilan de masse en surface entre les façades Ouest et Est de cette région ne sont pas bien représentées. Des structures locales comme le maximum d'accumulation au pied de la Chaîne Transantarctique sont reproduites. Certains défauts de la simulation comme la sécheresse exagérée sur le Amery Ice Shelf et le Glacier de Lambert sont dus à une formulation inappropriée de l'influence de la rugosité orographique sur les flux turbulents de surface (voir la section 3.2.2), qui a été corrigée depuis la parution des articles repris dans ce chapitre. La moyenne continentale du bilan de masse en surface est de 16.2 cm a^{-1} , ce qui est très proche des estimations de la réalité.

En accord avec la plupart des observations, le cycle saisonnier de la précipitation montre un minimum en été et un maximum très large en hiver. Les structures secondaires de la saisonnalité des précipitations sont soumises à une variabilité interannuelle assez forte. Néanmoins, dans la plupart des cinq années de simulation, une variation semiannuelle de l'accumulation est visible. Ceci pourrait être lié à la variation semiannuelle de l'intensité du CPT. La variabilité à court terme de la précipitation simulée montre clairement l'influence des cyclones au large du continent, même si, au moins en été, il n'y a aucun signe d'intrusion de ces cyclones à l'intérieur du continent. La précipitation simulée est rarement nulle sur le plateau Antarctique. Une précipitation de fond apporte à peu près 5% de l'accumulation annuelle. Cette précipitation légère permanente pourrait correspondre à la précipitation de cristaux de glace dans la basse atmosphère polaire même par ciel clair.

La ceinture circumpolaire de basses pressions est bien simulée par le modèle, même si sa position est trop loin au Nord. Sa position méridionale montre une variation semiannuelle, mais le modèle ne reproduit pas de variation semiannuelle claire de son intensité. Les centres de basse pression hivernaux sont placés aux bons endroits, mais leurs intensités

relatives ne sont pas correctes. De même, le modèle ne réussit pas à reproduire le cyclone de la mer d'Amundsen en été.

La dynamique atmosphérique à l'extérieur de la région d'intérêt est représentée correctement, à part un biais des pressions de surface dans l'Arctique qui est visible dans bon nombre de MCG [*Chen et al.*, 1995]. Le chapitre suivant examine de plus près la dynamique atmosphérique au bord de la région Antarctique pour déterminer si l'irrégularité de la grille a des influences néfastes sur le comportement du modèle.

Chapitre 5

Validation du modèle : dynamique de l'atmosphère circumpolaire

5.1 Motivation

Dans le chapitre précédent, le comportement du modèle dans notre principale région d'intérêt, l'Antarctique, a été analysé. Il a été montré que l'augmentation locale de la résolution avait un effet bénéfique sur la qualité de la simulation dans la région ciblée. L'utilité d'une bonne résolution spatiale sera à nouveau illustrée dans les chapitres ultérieurs. Le prix à payer est une déformation de la grille du modèle. Sur la région d'intérêt, la grille est plus ou moins régulière (car c'est la région du maximum de résolution spatiale, voir par exemple figure 2.2). Par contre, en s'éloignant de cette région, la résolution spatiale diminue. Ceci peut avoir plusieurs conséquences néfastes.

Réfraction et réflexion d'ondes. Le problème de la réflexion partielle d'ondes entrant dans une région à haute résolution spatiale a été traité en profondeur par *Vichnevetsky et Turner* [1991]. Un analogue est la réflexion partielle de la lumière sur une vitre. *Vichnevetsky et Turner* [1991] ont montré que lorsque la déformation est régulière, les ondes élémentaires réfléchies s'annulent par interférence destructive. Ceci veut dire que le rapport η entre le changement de résolution $\delta_{n+1} - \delta_n$ et la résolution à un point de grille

$$\eta = \frac{\delta_{n+1} - \delta_n}{\delta_n} \quad (5.1)$$

doit être constant. Ce rapport a été calculé pour la disposition méridienne des points de grille utilisée dans ce travail sur l'Antarctique¹ et pour la grille zonale utilisée pour les simulations du climat Groenlandais (figure 5.1). Dans la grille méridienne, η est presque constant sur une grande partie de la terre, ce qui se voit aussi dans la figure 2.2, car la pente de cette courbe est simplement égale à η . La situation est moins favorable dans le cas d'une déformation zonale, car une fonction de déformation cyclique est nécessaire (voir la figure 2.4). Néanmoins, le problème de la réflexion partielle d'ondes n'est pas le plus grave. Le coefficient de réflexion est maximal pour les petites ondes, qui seront amorties par la

¹La grille méridienne pour le Groenland est presque symétrique par rapport à l'équateur à la grille méridienne pour l'Antarctique.

paramétrisation de la dissipation horizontale des petites échelles, dont nous parlerons plus loin.

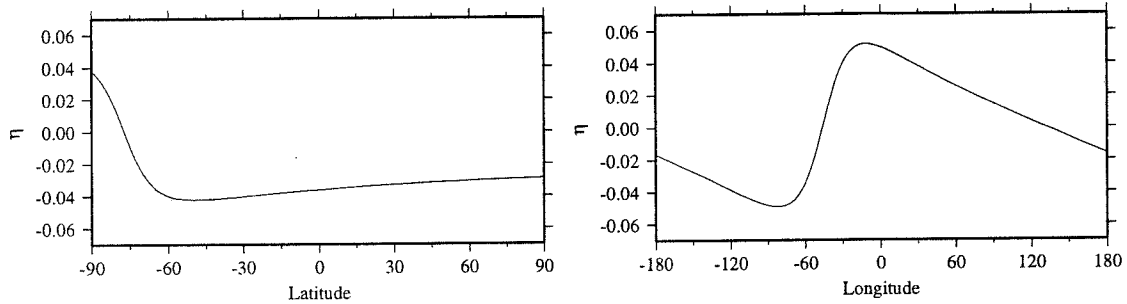


Figure 5.1: Rapport η défini dans le texte. A gauche : pour la grille latitudinale utilisée pour les simulations ciblées sur l'Antarctique ; à droite : pour la grille longitudinale utilisée pour les simulations ciblées sur le Groenland.

Piégeage d'ondes à l'intérieur de la région à haute résolution. Ce problème est lié au précédent. *Vichnevetsky* [1987] a montré que dans une grille irrégulière, une onde qui quitte le domaine à haute résolution peut, sous certaines conditions, être réfléchi au bord de celui-ci, et donc, dans un cas extrême, faire des “aller-retours” à l'intérieur de ce domaine. Pendant ces réflexions multiples, la longueur d'onde de cette onde diminue de façon monotone. Pour éliminer ces solutions numériques non souhaitées, *Vichnevetsky* [1987] propose d'introduire une dissipation artificielle. Or, une dissipation des ondes aux petites échelles spatiales existe déjà dans LMDz. Le problème de réflexion multiple à l'intérieur du domaine à haute résolution est donc de moindre importance dans notre cas.

Sous-échantillonnage d'une petite structure qui quitte la région à haute résolution. Une petite structure atmosphérique qui est tout juste résolue dans la région à haute résolution spatiale ne sera pas résolue ailleurs. Néanmoins, lorsqu'elle quitte la région à haute résolution, elle ne disparaît pas forcément. Selon le théorème de Shannon, elle restera toujours présente dans le modèle, mais sur les échelles spatiales résolues dans la zone à basse résolution. Cette structure sera donc représentée avec une longueur d'onde plus grande qu'au départ.

Dans le cas du raffinement de la grille sur l'Antarctique, ce genre de cas est rare : les cyclones se déplacent en effet vers l'Antarctique et ne quittent pas l'Océan Austral vers le Nord. Par contre, le cas d'une simulation ciblée sur le Groenland, avec une déformation longitudinale de la grille du modèle, est bien plus délicat. Que faire dans un tel cas ? Il serait évidemment possible, lors de la simulation, de procéder à une analyse de la direction du flux atmosphérique au bord des régions à fort gradient de résolution spatiale, et d'enlever automatiquement les structures fines qui s'appêtent à passer “sous-maille”. Cette méthode très artisanale ne serait pas satisfaisante. Nous ne proposons pas de solution à ce problème ici.

Dispersion numérique variable. Le phénomène de la dispersion numérique est un problème connu de la méthode d'intégration aux différences finies [par exemple, *Arakawa*, 1988]. Il s'agit du fait que la vitesse d'une onde simulée est systématiquement inférieure à sa vitesse réelle. Avec les schémas classiques, le décalage entre le modèle et la réalité

est d'autant plus important que l'onde est petite par rapport à l'échelle de la grille. La figure 5.2 montre le rapport entre les vitesses de phase simulée et réelle d'ondes en fonction du rapport entre leur longueur d'onde λ et la résolution spatiale Δx dans le cas d'une advection linéaire explicite sur une grille aux différences finies centrées [James, 1994]. Dans le cas idéal, ce rapport vaudrait 1 partout. Ceci n'est pas le cas. Les ondes à l'échelle de la grille ($\lambda = 2\Delta x$) sont numériquement stationnaires ; seules les ondes avec $\lambda \geq 6\Delta x$ sont bien simulées. Tout comme un rayon de lumière subira une réfraction lorsqu'il pénètre un verre, une structure atmosphérique peut ainsi être déviée de sa direction de propagation originale lorsqu'elle se propage dans une région à gradient de résolution spatiale non-nul. De plus, la structure sera dispersée à l'instar de ce qui se passe lorsqu'un rayon de lumière polychrome entre dans un prisme.

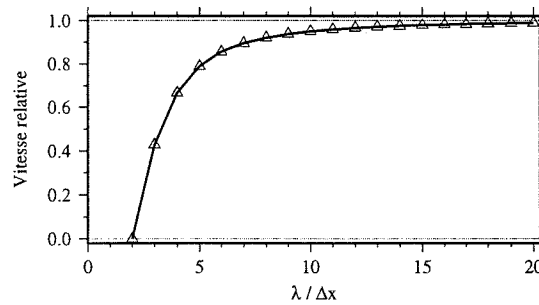


Figure 5.2: Rapport des vitesses de phase simulée et réelle d'une structure en fonction de $\lambda/\Delta x$ pour l'équation de transport.

Instabilité numérique dans la région à basse résolution. Dans le modèle LMDz, comme dans presque tous les autres MCG, le développement d'ondes à l'échelle de la grille (stationnaires dans le cas d'une advection linéaire, voir figure 5.2) représente une source d'instabilité numérique. En effet, ces ondes ont tendance à se développer car il manque l'interaction explicite entre elles et l'écoulement atmosphérique aux échelles non résolues. Dans l'atmosphère réelle, cet écoulement (non résolu dans le MCG) produit une "cascade" de l'énergie de l'écoulement des grandes échelles vers les petites jusqu'à la dissiper finalement à l'échelle moléculaire. Les effets de l'interaction entre l'écoulement aux plus petites échelles spatiales explicitement représentées et celui à l'échelle "sous-maille" sont pris en compte en introduisant une paramétrisation de la dissipation des ondes atmosphériques courtes (à une longueur d'onde de quelques points de grille). Dans le modèle LMDz, la dissipation est paramétrée par un opérateur laplacien itéré ("hyper-viscosité") et appliqué aux champs de vent et d'enthalpie potentielle :

$$\partial_t \Phi \propto -|\Delta^n \Phi| \quad (5.2)$$

Le fonctionnement est le suivant. Le laplacien itéré, appliqué à une onde au nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\Phi = \exp(ikx)$, donne :

$$\Delta^n \Phi = (-1)^n k^{2n} \Phi \quad (5.3)$$

La norme est donc d'autant plus élevée que l'onde est courte. Ainsi, la dissipation horizontale, proportionnelle au laplacien itéré du champs d'entrée, agira surtout sur les petites

ondes et laissera les structures plus grandes intactes. L'application répétée de la dissipation horizontale à une onde Φ donne un amortissement exponentiel de l'onde, car

$$\partial_t |\Phi| \propto -|\Phi|. \quad (5.4)$$

Le facteur de proportionnalité dans l'équation (5.2) sera choisi pour permettre une bonne simulation du flux atmosphérique dans la région d'intérêt, i.e. pour enlever les ondes à l'échelle de la grille dans la région à haute résolution en un temps raisonnable (de l'ordre de quelques heures) sans toucher aux structures plus grandes. Le problème est le suivant : ce qui est une onde longue dans la région d'intérêt, peut être une onde à l'échelle de la grille ailleurs. Par conséquent, les ondes à l'échelle de la grille ne seront presque pas enlevées par la dissipation horizontale. Par exemple, pour une résolution maximale de 100 km, on réglera la dissipation pour supprimer les ondes à l'échelle de la grille en une heure environ. Si la résolution minimale atteint 800 km, les ondes à l'échelle de la grille dans la région où la résolution est la plus mauvaise seront atténuées dans un temps caractéristique de presque six mois (8^{22} heures) si le laplacien est itéré deux fois ; le modèle deviendra numériquement instable. Sur ce constat, *Michaud* [1987] a introduit une formulation modifiée de l'opérateur de la dissipation horizontale qui tient compte de ce problème. La dérivée spatiale intérieure du laplacien horizontal n'agit plus dans l'espace "réel", mais dans l'espace de la grille. La conséquence est que la résolution spatiale a un effet moins important sur le fonctionnement de la dissipation horizontale : dans notre exemple, les ondes à l'échelle de la grille dans la région à basse résolution seront amorties en moins de trois jours (8^2 heures). Néanmoins, dans le cas d'une très forte déformation de la grille, des instabilités numériques peuvent être observées dans la région à basse résolution. Il s'est avéré que ce genre de problème peut être évité en gardant le rapport entre la résolution minimale et maximale inférieur à 10. Un tel rapport est toujours suffisamment fort pour permettre des simulations à haute résolution régionale. De toute façon, comme cela a été mentionné déjà dans le chapitre précédent, il est souhaitable de ne pas descendre trop en résolution spatiale à l'extérieur de la région d'intérêt, car il faut un forçage atmosphérique correct pour celle-ci.

Quelques-uns des problèmes évoqués ci-dessus sont illustrés dans la figure 5.4. Il s'agit d'une simulation d'une gaussienne advectée par un flux constant vers la gauche. Les simulations ont été faites sur deux grilles différentes (figure 5.3). La première est régulière avec $\Delta x = 1.8^\circ$. La deuxième, avec $\Delta x_{min} = 1.8^\circ$ et $\Delta x_{max} = 9^\circ$, est ciblée sur la position de départ de la gaussienne. Dans les deux cas, cette onde, dont la largeur est de 7.5° , est initialement bien résolue (figure 5.4a).

Dans la grille régulière à haute résolution spatiale, la forme de l'onde est conservée lors de l'advection vers la gauche (figure 5.4b). Il s'agit ici d'une advection sans dissipation. Avec dissipation, les petites ondelettes visibles à droite du pic principal sont amorties.

La situation est différente dans le cas de la grille déformée. Idéalement, la gaussienne ne devrait pas exister en dehors du domaine à haute résolution. Elle devrait simplement disparaître quand elle est advectée aux limites de celui-ci. Aussi bien sans (figure 5.4c) qu'avec dissipation (figure 5.4d), le pic principal est toujours représenté dans la région à basse résolution. Il est devenu beaucoup plus large qu'il n'était au départ à cause du phénomène de sous-échantillonnage. Dans le cas sans dissipation des petites ondes (figure 5.4c), les ondes à l'échelle de la grille restent à l'intérieur de la région à haute résolution et sont même réfléchies aux bords de celle-ci (d'où la présence d'ondelettes à droite de la

position initiale de la gaussienne). Avec dissipation, par contre, les ondes à l'échelle de la grille sont amorties.

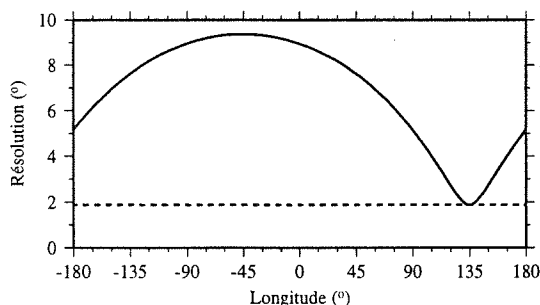


Figure 5.3: Résolution des deux grilles utilisées. Trait plein : grille déformée; trait interrompu : grille régulière.

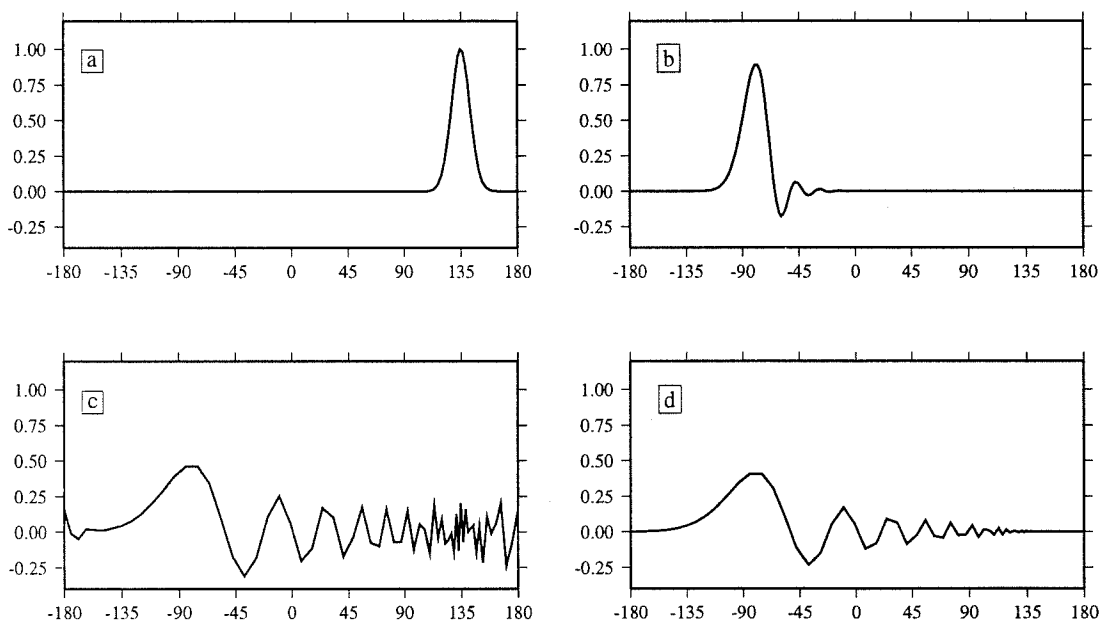


Figure 5.4: Advection 1D d'une gaussienne. a : état de démarrage; b : état final dans la grille régulière; c : état final dans la grille déformée, sans dissipation des petites ondes; d : état final dans la grille déformée, avec dissipation des petites ondes.

Il y a donc plusieurs raisons pour lesquelles une grille fortement irrégulière peut causer des problèmes numériques. En particulier, nous pourrions nous attendre à rencontrer les problèmes suivants :

- Piégeage de structures météorologiques, par exemple de dépressions, dans la région ciblée.
- Déflexion des ondes atmosphériques dans la région à gradient de résolution non-nul.

Par conséquent, il est important d'examiner de près le comportement des ondes atmosphériques non seulement dans la région ciblée, mais aussi dans les alentours. Il faut s'assurer que le climat dans les régions non ciblées est suffisamment bien simulé pour fournir un forçage atmosphérique correct aux bords de la région d'intérêt.

5.2 L'outil

Un moyen puissant d'étudier la dynamique de l'atmosphère autour des calottes polaires est le suivi des cyclones individuels : l'étude de leur fréquence et de leur cycle de vie ainsi que de leur cheminement peut révéler des problèmes numériques liés à l'anisotropie et à l'irrégularité de la grille. Nous avons donc utilisé le schéma de suivi de cyclones développé par *Murray et Simmonds* [1991a] à la School of Earth Sciences de l'Université de Melbourne². Ce schéma a été utilisé pour des nombreuses études d'impact climatique d'anomalies de certaines composantes de la surface terrestre (par exemple d'anomalies de la couverture de la glace de mer [*Murray et Simmonds*, 1995] ou de la couverture neigeuse continentale [*Walland et Simmonds*, 1997]), ainsi que pour l'établissement de climatologies de cyclones [*Murray et Simmonds*, 1991b]. Le principe du schéma est assez simple, la réalisation ne l'est pas tellement. Pour cette raison, seule une brève description sera donnée ici. Une description plus complète se trouve dans *Murray et Simmonds* [1991a]. A une certaine fréquence temporelle (de l'ordre de 12 ou 24 heures), la distribution géographique de la pression au niveau de la mer (p_{mer}) simulée par le modèle est analysée et des minima sont recherchés. Les cyclones ainsi détectés (il faut que ces minima de p_{mer} remplissent certains critères définis par l'utilisateur, par exemple une intensité minimale) seront suivis dans le temps. Les associations des dépressions entre deux pas de temps successifs se font à l'aide d'un algorithme qui maximise la probabilité totale de l'ensemble des associations. Ces probabilités sont calculées à l'aide d'une fonction de pondération qui tient compte des positions prédites pour le pas de temps t des cyclones trouvés au pas de temps $t - \Delta t$.

La position prédite d'une dépression est une moyenne pondérée entre une première position obtenue en supposant que le cyclone gardera sa vitesse déterminée à partir de son déplacement entre les deux pas d'analyse précédents (dans le cas où le cyclone a déjà été identifié lors des ces deux pas d'analyse) et une deuxième position obtenue en analysant le champ de pression à grande échelle (c'est à dire, à l'extérieur de la dépression en question). Le principe de ce deuxième calcul est le suivant. On suppose que la vitesse de déplacement du cyclone est à peu près géostrophique dans un champ de pression atmosphérique (voir aussi la figure 5.5) :

$$\mathbf{v} = \frac{1}{f\rho} \mathbf{k} \times \nabla_{\mathbf{h}} p \quad (5.5)$$

où f est le facteur de Coriolis, ρ la densité de l'air, \mathbf{k} un vecteur d'unité vertical à la surface et $\nabla_{\mathbf{h}} p$ le gradient horizontal de pression à grande échelle. Si une dépression découverte au pas de temps t ne peut pas être attribuée à l'une des dépressions du pas de temps précédent, un événement de cyclogenèse est diagnostiqué. La cyclolyse, c'est à dire la dissolution d'un

²Une grande partie du travail rapporté dans ce chapitre a été effectuée à cet institut en collaboration avec Ross Murray et Ian Simmonds lors d'un séjour de deux mois financé par l'Institut National de Sciences de l'Univers dans le cadre de la coopération Franco-Australienne.

système dépressionnaire, est traitée de façon analogue.

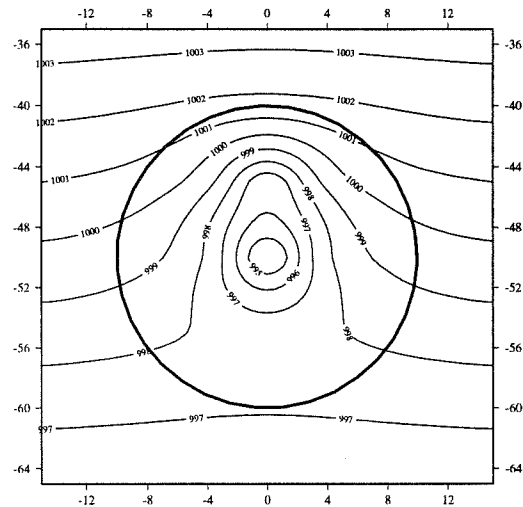


Figure 5.5: Caricature d'une dépression. Sa limite approximative est indiquée par le cercle en trait épais. A l'extérieur de cette zone, un gradient Nord-Sud du champ de pression atmosphérique au niveau de la mer existe. Ce champ à grande échelle est utilisée pour la prédiction du mouvement du système dépressionnaire.

Ensuite, des grandeurs statistiques diverses peuvent être calculées à partir des traces des cyclones individuels : par exemple, la densité spatiale de cyclones, la fréquence de cyclogenèse et cyclolyse, les flux de cyclones, leurs vitesses, etc.

5.3 Démarche

Dans cette étude, la démarche suivie est la suivante. Le comportement des systèmes dépressionnaires fermés³ est analysé dans une simulation à grille régulière et comparé aux statistiques correspondants calculés pour les analyses météorologiques du CEPMMT. Ensuite, le comportement des cyclones dans deux simulations à grille variable est analysé. Le comportement de ces derniers est jugé au bord et à l'extérieur de la région ciblée en comparant l'erreur du modèle (par rapport au CEPMMT pris comme référence) avec celui obtenu pour les simulations en grille régulière.

Nous analysons les distributions géographiques journalières de la pression atmosphérique réduite au niveau de la mer provenant d'analyses météorologiques du CEPMMT⁴

³Une dépression fermée est un minimum clair dans la distribution géographique de la pression au niveau de la mer. Par contre, une dépression ouverte n'est pas un minimum local, mais une déformation locale des isobares avec une ligne de crête clairement définie. Nous analysons ici seulement les dépressions fermées par souci de simplicité.

⁴Il s'agit ici des "réanalyses" faites dans le cadre du programme ERA [Gibson et al., 1996].

pour les années 1986 à 1990 et de plusieurs simulations LMDz de la période Septembre 1986 à Septembre 1991:

1. Une simulation en grille régulière à 64 longitudes \times 72 latitudes (correspondant à $5.6^\circ \times 2.5^\circ$ de résolution⁵). Cette simulation sera dénommée REG.
2. Une simulation ciblée sur l'Antarctique à 64 longitudes \times 72 latitudes, avec la même grille que la simulation AA décrite dans les chapitres précédents. Cette simulation sera dénommée AA0⁶.
3. Une simulation ciblée sur le Groenland à 72 longitudes \times 72 latitudes, avec la grille décrite dans la section 2.5.4. Cette simulation sera dénommée GL0.

Comme nous comparons des résultats de simulation à différentes résolutions spatiales, il est nécessaire d'analyser les champs de pression après les avoir interpolés sur une grille commune. Cette grille est à relativement basse résolution (celle de la simulation REG), car nous voulons comparer des choses comparables : sans interpolation des résultats des simulations à haute résolution sur une grille à relativement basse résolution, le nombre de cyclones détectés dans les simulations à haute résolution sera normalement supérieur à celui obtenu pour la simulation à grille régulière, car l'intérêt de la haute résolution spatiale est justement la possibilité de détecter plus de détails à petite échelle. Par conséquent, nous nous intéressons ici uniquement aux cyclones synoptiques visibles sur une grille d'une résolution d'à peu près 2.5 degrés. L'approche idéale aurait consisté à exécuter des simulations à haute résolution en grille régulière, mais ceci aurait été extrêmement coûteux.

Ces simulations LMDz utilisent la formulation de la rugosité orographique du CEPMMT [Mason, 1985], mentionnée dans la section 3.2.2, et sont donc différentes de celles décrites dans les chapitres précédents. L'influence néfaste de la prise en compte de la rugosité orographique pour le calcul des flux turbulents de surface, également mentionnée dans section 3.2.2, n'a été identifiée qu'après avoir exécuté la plupart des simulations décrites ici. Toutes les simulations discutées dans ce chapitre utilisent donc cette formulation non idéale. Mais les conséquences de ce problème sont assez limitées, comme mentionné précédemment dans la section 3.2.2. En particulier, nous nous intéressons ici à l'influence de la déformation de la grille sur le comportement des cyclones, et non pas à l'influence de la formulation de la rugosité orographique sur ceux-ci. Il n'a donc pas été jugé utile de consommer du temps de calcul pour des simulations supplémentaires.

Nous analyserons d'abord le comportement du modèle dans le cas d'une augmentation de la résolution sur l'Antarctique et ensuite dans le cas d'un "zoom" sur le Groenland. Dans les deux cas, nous présentons les valeurs moyennes annuelles des statistiques étudiés. Dans ce chapitre, les figures contenant des cartes hémisphériques seront généralement organisées de la façon suivante. En haut à gauche, une carte montre le champ (par exemple, la vitesse zonale des cyclones) obtenu à partir des analyses du CEPMMT. Cette carte est prise

⁵Comme mentionné précédemment dans la section 2.5.4, une résolution zonale nominativement assez basse ($\Delta x_{nom} = 5.6^\circ$) est néanmoins relativement bonne aux latitudes λ plus élevées à cause de la convergence des méridiens.

⁶Le 0 à la fin de l'acronyme indique qu'il s'agit d'une simulation de la période actuelle. En effet, AA0 et GL0 servent de simulations de contrôle aux simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire qui seront discutées dans les chapitres suivants.

comme référence. En haut à droite, une carte donne la variabilité interannuelle de ces analyses (c'est à dire, la déviation standard des moyennes des cinq années individuelles). En bas à gauche, la moyenne du champ est montrée pour la simulation REG, et la figure bas à droite présente la moyenne obtenue dans la simulation avec une grille déformée (AA0 ou GL0).

5.4 Antarctique

La densité ρ_c de systèmes cycloniques est donnée dans la figure 5.6. Comme l'indique son nom, ρ_c est une mesure générale de la fréquence des perturbations cycloniques à un endroit donné. Elle ne contient pas d'information sur leur intensité.

Dans les moyennes latitudes, les deux simulations LMDz semblent correctement simuler une activité cyclonique plus élevée dans le secteur Pacifique de l'Océan Austral (c'est à dire, entre la Nouvelle Zélande et l'Amérique du Sud) que dans les secteurs Atlantique et Indien. Mais ce jugement doit être pris avec précaution car la variabilité interannuelle de l'activité cyclonique dans les moyennes latitudes du secteur Pacifique est relativement élevée. En général, REG semble légèrement surestimer cette activité dans les quarantièmes et cinquantièmes. AA0 semble mieux simuler le fait que l'activité cyclonique est assez concentrée autour de l'Antarctique. Dans les deux simulations, les différents maxima de ρ_c sont correctement placés en longitude vers 30°E, 70–130°E, 160°E, 210°E et 270°E. L'emplacement latitudinal des maxima est mieux rendu par AA0, très probablement à cause de la résolution méridienne plus élevée.

Au large de l'Antarctique de l'Est, les deux simulations LMDz surestiment également ρ_c dans le large secteur situé entre 60°E et 210°E. Dans les mers de Ross ($\approx 200^\circ\text{E}$) et de Bellingshausen ($\approx 240^\circ\text{E}$), ρ_c est exagérée par AA0. Globalement, ρ_c est assez bien représentée dans les deux simulations.

La vitesse zonale u_c des dépressions est présentée dans la figure 5.7. Malgré une variabilité interannuelle assez forte de u_c dans les moyennes latitudes (de l'ordre de 2 à 3 m s⁻¹), il est évident que les deux simulations LMDz surestiment u_c dans les secteurs Atlantique et Indien. Les figures pour REG et AA0 montrent des structures assez semblables, mais u_c est plus élevée dans AA0. Il est important de noter que, cette erreur étant déjà visible dans REG, il ne s'agit pas ici d'un problème causé par la déformation de la grille du modèle. Comme nous l'avons aussi observé dans d'autres contextes (voir section 4.2), le passage à plus haute résolution⁷ tend parfois à exacerber des erreurs déjà présentes à plus basse résolution plutôt que de les corriger. Notons qu'une augmentation des vitesses des vents zonaux a souvent été observée lors du passage à des résolutions spatiales plus élevées. Pour corriger cette dérive, des paramétrisations de l'effet de la génération d'ondes de gravité ont été introduites dans bon nombre de modèles [par exemple, *Lott et Miller*, 1997], mais pas encore dans la version de LMDz utilisée ici. L'augmentation de u_c a un effet plutôt neutre dans le secteur Pacifique, où REG tend à sous-estimer, tandis que AA0 tend à surestimer la vitesse zonale des dépressions. Autour de l'Antarctique, la vitesse zonale des cyclones est correctement simulée dans REG et AA0.

⁷Au sud de 30°S, la résolution méridienne est plus élevée dans AA0 que dans REG, où elle vaut 2.5° (voir figure 2.2).

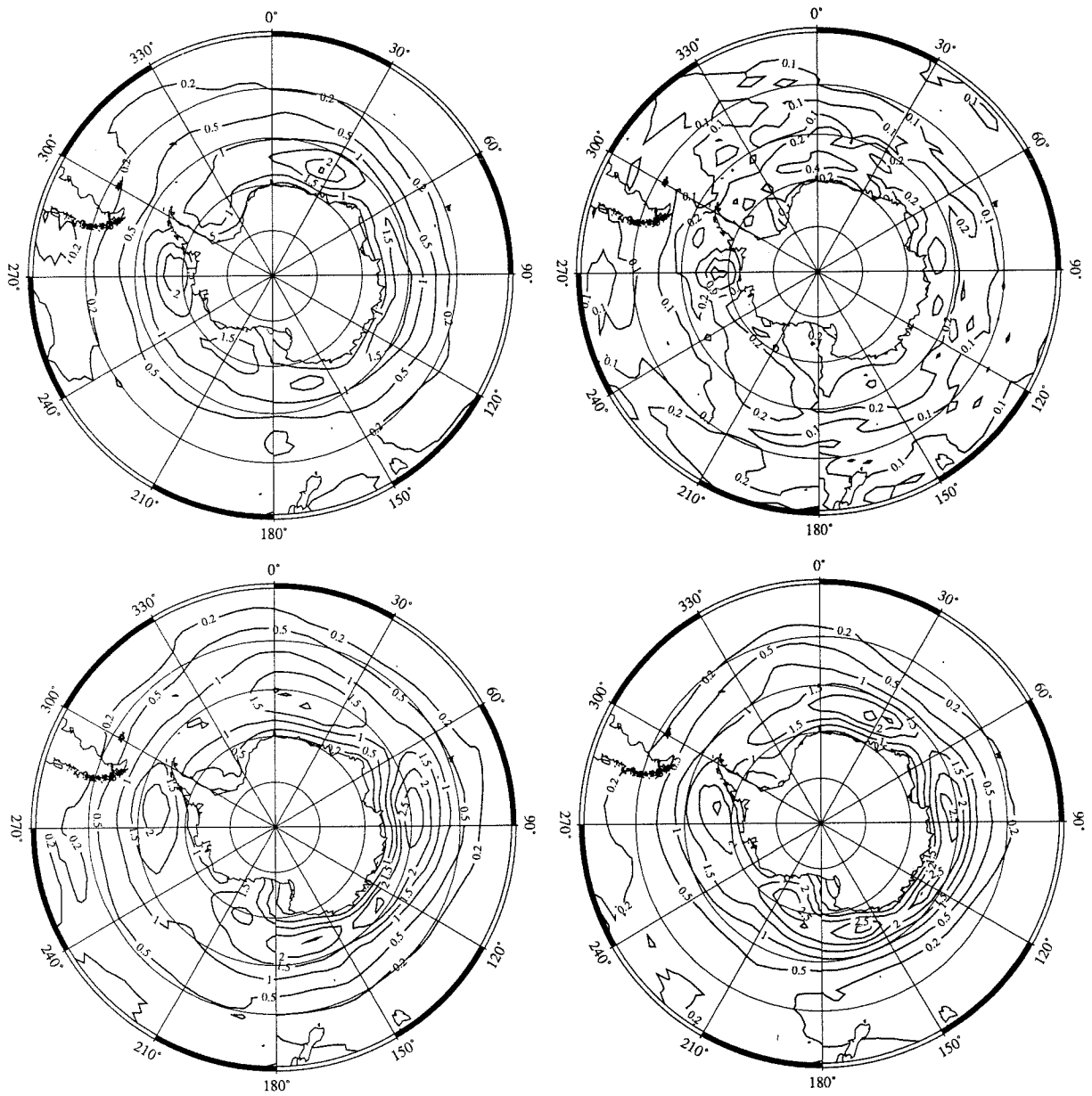


Figure 5.6: Densité ρ_c de systèmes cycloniques en 10^{-3} systèmes (degrés latitude) $^{-1}$. En haute à gauche : analyses CEPMMT ; à droite : variabilité interannuelle de ρ_c . En bas à gauche : simulation REG ; à droite : simulation AA0.

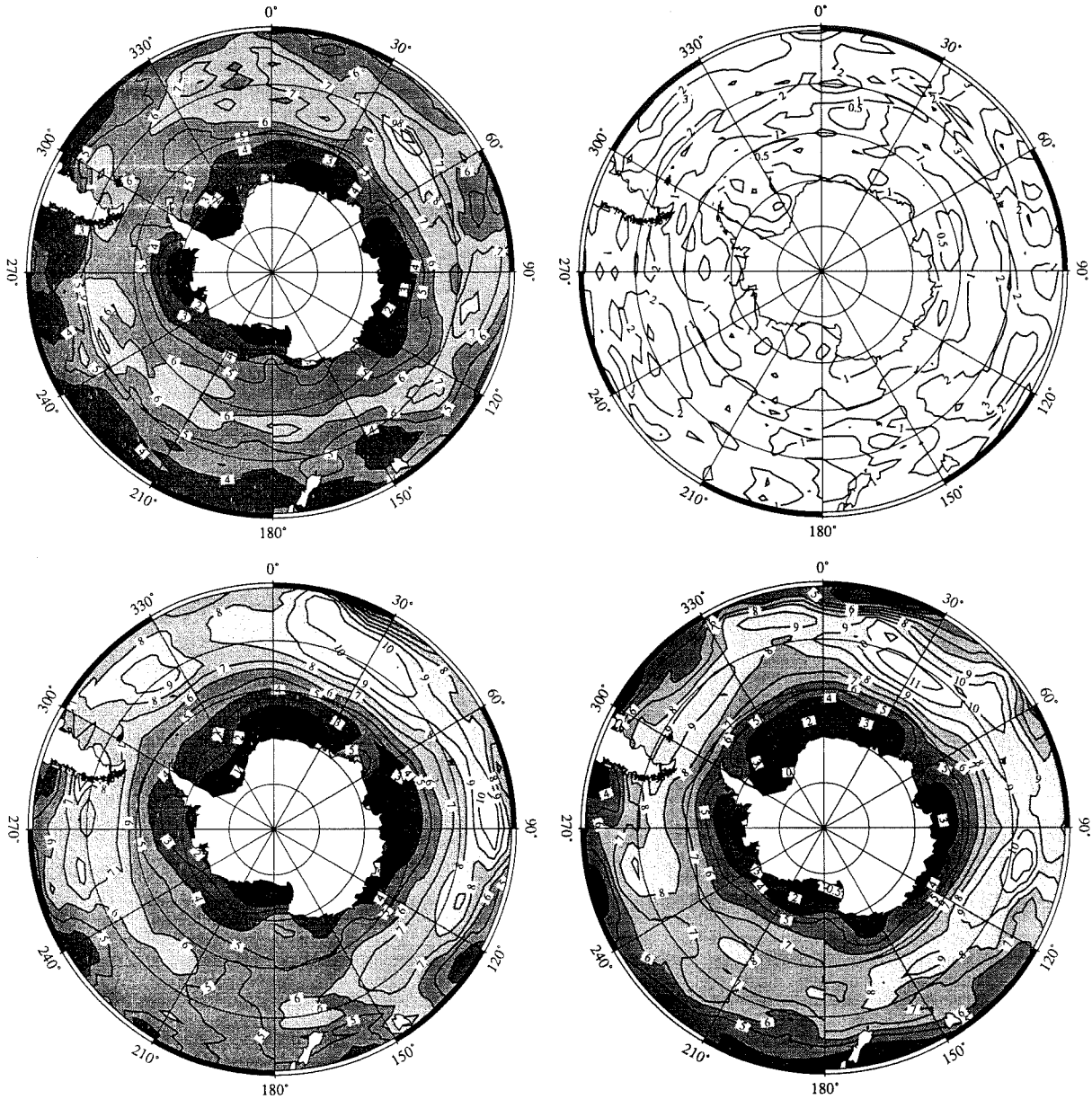


Figure 5.7: Vitesse zonale u_c des systèmes cycloniques en m s^{-1} . En haut à gauche : analyses CEPMMT ; à droite : variabilité interannuelle de u_c . En bas à gauche : simulation REG ; à droite : simulation AA0.

La distribution géographique de la vitesse méridienne v_c des dépressions (figure 5.8) est relativement complexe, d'autant plus que sa variabilité interannuelle est assez élevée. Un détail intéressant, visible dans les analyses CEPMMT et dans les simulations LMDz, est la tendance des cyclones à se déplacer vers le Nord à l'Est de la Patagonie. Mais ce détail n'est pas très significatif à cause de la variabilité interannuelle élevée. LMDz reproduit correctement la structure générale de la distribution géographique de v_c . Le mouvement vers le Sud est le plus fort autour de 40° et 50°S. Dans AA0, LMDz simule des vitesses méridiennes des dépressions trop élevées au sud de la Nouvelle Zélande. Ce défaut semble déjà s'annoncer dans REG, et il est renforcé dans AA0.

Le mouvement méridien des cyclones près de l'Antarctique semble être bien représenté dans les deux simulations LMDz. Dans le détail, l'accord avec les analyses CEPMMT est peut-être un peu meilleur dans AA0 que dans REG, mais la variabilité interannuelle relative de v_c est trop grande pour que cette amélioration soit significative.

Comme indiqué dans l'introduction de ce chapitre, nous nous attendons en particulier à voir une déflexion des ondes atmosphériques – et donc aussi des cyclones – dans la région à fort gradient de résolution spatiale. Dans les simulations ciblées sur l'Antarctique, ce gradient est méridien ; la grille n'est pas déformée dans la direction est-ouest. L'effet néfaste de la déformation de la grille devrait donc être bien visible dans une analyse de la direction de propagation des dépressions en fonction de la latitude. La figure 5.9 donne la direction des cyclones pour les analyses du CEPMMT et pour les simulations REG et AA0. Elle montre, de plus, la direction des cyclones pour une simulation test avec une grille très fortement déformée (avec η , défini dans l'équation 5.1, atteignant 0.18, ce qui est plus de quatre fois plus fort que dans la simulation AA0). Cette dernière simulation, pour laquelle la figure 5.10 montre la résolution méridienne et le rapport η en fonction de la latitude, sera dénommée FORT dans ce qui suit. Les statistiques de cyclones n'ont pas de sens au Sud de 72°S. Cette région est pour l'essentiel couverte de glace continentale élevée, où le schéma de cyclones n'est pas actif. Pour les bandes de latitude au-delà de cette latitude, les statistiques de cyclones se basent donc sur un très faible nombre de cyclones "réels".

Dans les simulations AA et REG, la direction de propagation des cyclones est assez proche de celle des analyses météorologiques. AA0 semble simuler une direction un peu trop zonale près de l'Antarctique même (autour de 60°S). La comparaison entre REG et AA0 montre que la direction simulée par AA0 est plus méridienne, et plus réaliste, dans les moyennes latitudes. Ceci est cohérent avec le fait que le flux des cyclones est plus canalisé autour de l'Antarctique dans la simulation AA0 que dans REG, qui simule une activité cyclonique trop importante dans les moyennes latitudes. Dans AA0, les cyclones quittent plus vite les moyennes latitudes, et la densité cyclonique simulée est donc plus faible dans ces régions. Dans FORT, la direction des systèmes cycloniques est clairement mal simulée. La direction des cyclones a une composante méridienne trop forte dans les moyennes latitudes. Ceci semble être une conséquence de la déformation de la grille trop intense. Par analogie avec un rayon de lumière dans un milieu à indice de réfraction non-uniforme, ceci peut être compris facilement. Comme montré dans la figure 5.2, la vitesse simulée d'une onde croît avec le rapport $\lambda/\Delta x$. Une région à résolution spatiale plus élevée est donc l'équivalent d'une région à faible indice de réfraction. Comme la lumière, l'onde atmosphérique simulée aura donc tendance à passer préférentiellement par cette région.

Il est intéressant de noter que FORT semble être, dans une certaine mesure, une ex-

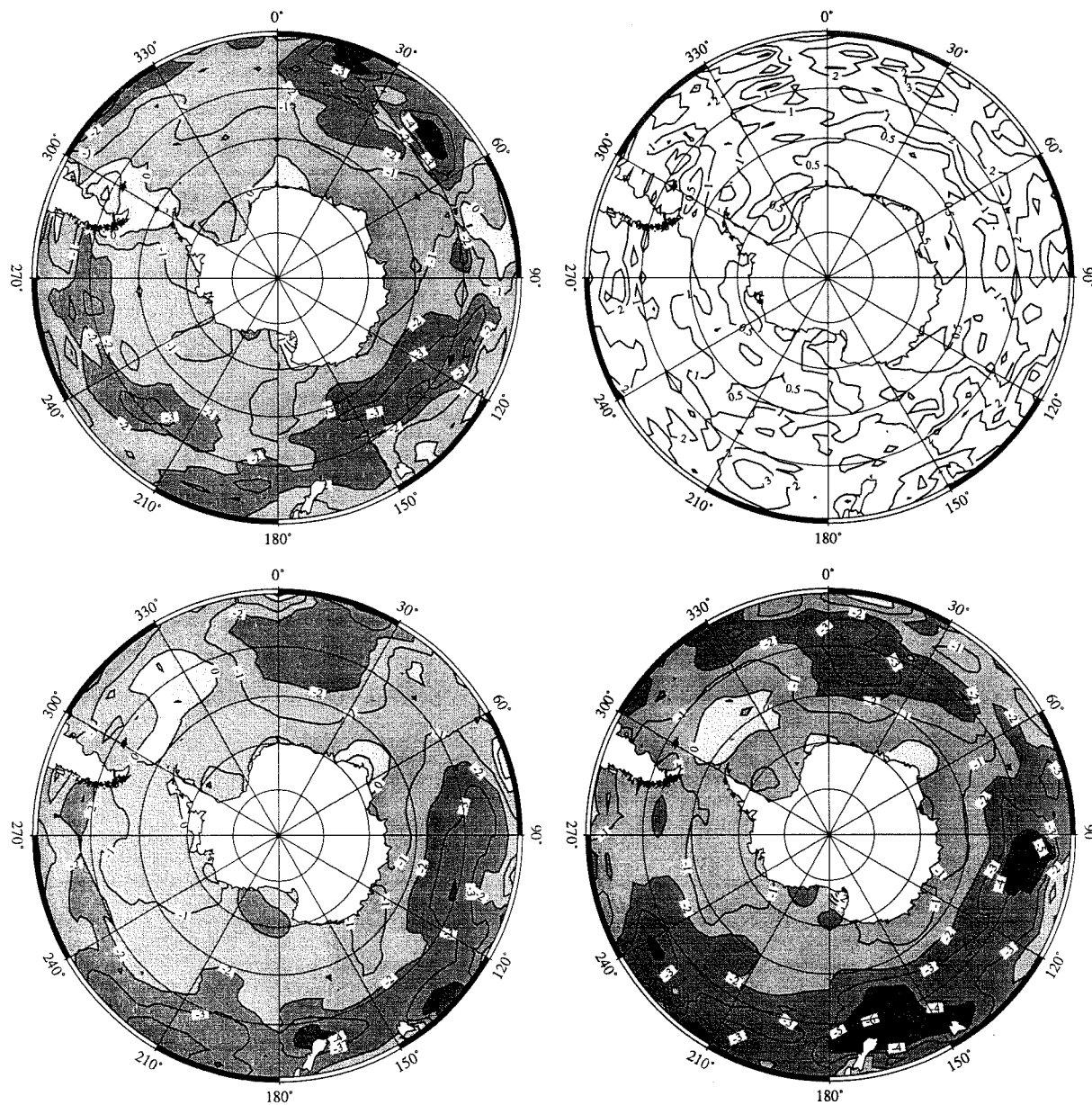


Figure 5.8: Vitesse méridienne v_c des systèmes cycloniques en m s^{-1} . En haut à gauche : analyses CEPMMT ; à droite : variabilité interannuelle de v_c . En bas à gauche : simulation REG ; à droite : simulation AA0.

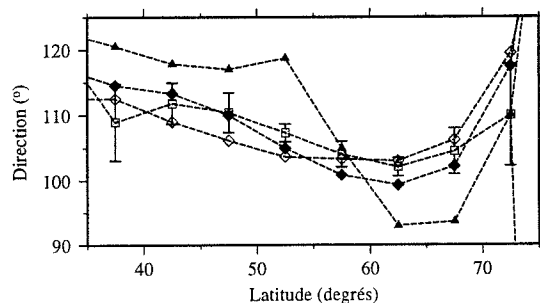


Figure 5.9: Direction des cyclones (en $^{\circ}$). Une direction de 0° signifie une propagation vers le Nord ; 90° signifie une propagation vers l'Est, et 180° , vers le Sud. La direction habituelle des cyclones est, grossièrement, ESE. Carrés grisés : CEPMMT ; losanges noirs : AA0 ; losanges transparents : REG ; triangles noirs : FORT.

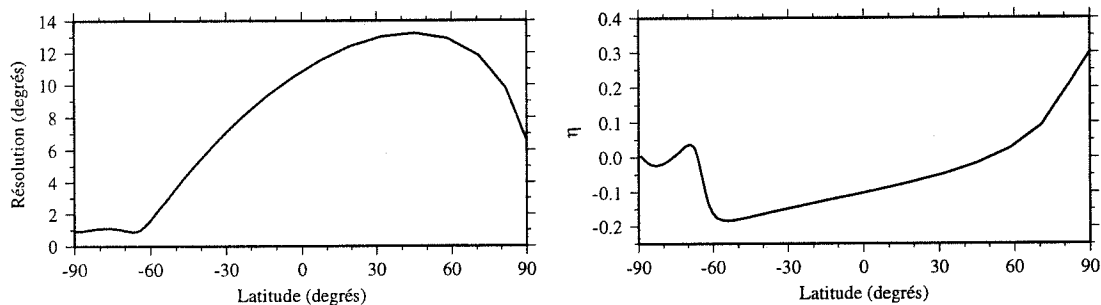


Figure 5.10: Grille latitudinale dans la simulation FORT. A gauche : Résolution méridienne (en degrés) en fonction de la latitude ; à droite : rapport η en fonction de la latitude.

trapolation de la tendance visible entre REG et AA0. Dans AA0, la direction est plus méridienne que dans REG aux moyennes latitudes, et plus zonale près de l'Antarctique, et les différences entre FORT et REG vont dans le même sens. Il est donc probable que les différences constatées de la direction des cyclones entre REG et AA0 soient, en partie au moins, dues à la déformation de la grille. L'amélioration partielle visible entre REG et AA0 pourrait donc, en partie, être due à une compensation d'erreurs, le premier étant déjà présent en grille régulière, le deuxième étant induit par la grille variable. Dans AA0, nous avons choisi la déformation de la grille suffisamment faible pour que l'influence de cette déformation soit négligeable. Il ne semble pas souhaitable de déformer la grille beaucoup plus fortement que dans AA0.

5.5 Groenland

Le mouvement des cyclones extratropicaux est essentiellement zonal : la magnitude de la vitesse zonale u_c est généralement environ quatre fois plus élevée que celle de la vitesse méridienne v_c . Or, dans le cas d'un raffinement de la grille du modèle sur le Groenland, la grille zonale est déformée (figure 2.4). La situation dans les simulations ciblées sur l'Antarctique est d'autant plus simple que dans ce cas, les problèmes liés à la déformation numérique des cyclones qui quittent la région à haute résolution (voir la figure 5.4) ne se posent pas, tandis qu'ils se posent pour les simulations ciblées sur le Groenland, en aval de la zone ciblée. Le gradient de résolution zonale (voir figure 2.4) est en effet assez fort dans l'Atlantique du Nord-Est, où le flux de cyclones est important [par exemple, *Murray et Simmonds*, 1995]. Par conséquent, nous pouvons nous attendre à plus de problèmes que dans le cas de simulations ciblées sur l'Antarctique.

La densité moyenne annuelle ρ_c de systèmes cycloniques dans l'hémisphère Nord est donnée dans la figure 5.11. Le schéma d'analyse des cyclones n'est pas actif au-dessus de 1000 m d'altitude. Par conséquent, les statistiques de cyclones au Groenland même n'ont pas de sens et sont à ignorer. Les deux simulations LMDz reproduisent bien sûr les grands traits de la distribution des cyclones dans l'hémisphère Nord. Les deux centres les plus importants d'activité cyclonique se trouvent dans les régions Islandaise et Aléoutienne. Dans les deux simulations, ρ_c est surestimé au large de la côte sud-est du Groenland. Cette erreur, déjà présente dans REG, est légèrement amplifiée dans GL0. Elle est probablement à l'origine de la surestimation de la précipitation dans le Sud du Groenland (voir section 6.4.2). Par contre, GL0 simule une distribution plus correcte aux deux extrémités de la bande d'activité cyclonique élevée ("storm track") de l'Atlantique du Nord. A l'entrée du storm track sur le Labrador et à la sortie au large du cap Nord, REG surestime ρ_c de façon très significative.

Les deux simulations LMDz surestiment fortement les vitesses zonales u_c des cyclones dans l'Atlantique Nord vers 50°N (figure 5.12). Ceci est lié à une forte surestimation du gradient méridien de pression et du géopotential à 500 hPa dans cette région. Il s'agit ici encore d'une erreur déjà présente dans la simulation REG et légèrement accentuée dans GL0. Plus au Nord, LMDz simule assez correctement la distribution de u_c .

La vitesse méridienne des cyclones, v_c , est présentée dans la figure 5.13. La structure globale de v_c est très semblable dans les deux simulations LMDz, et en particulier, les erreurs par rapport aux analyses CEPMMT sont presque identiques. LMDz ne reproduit

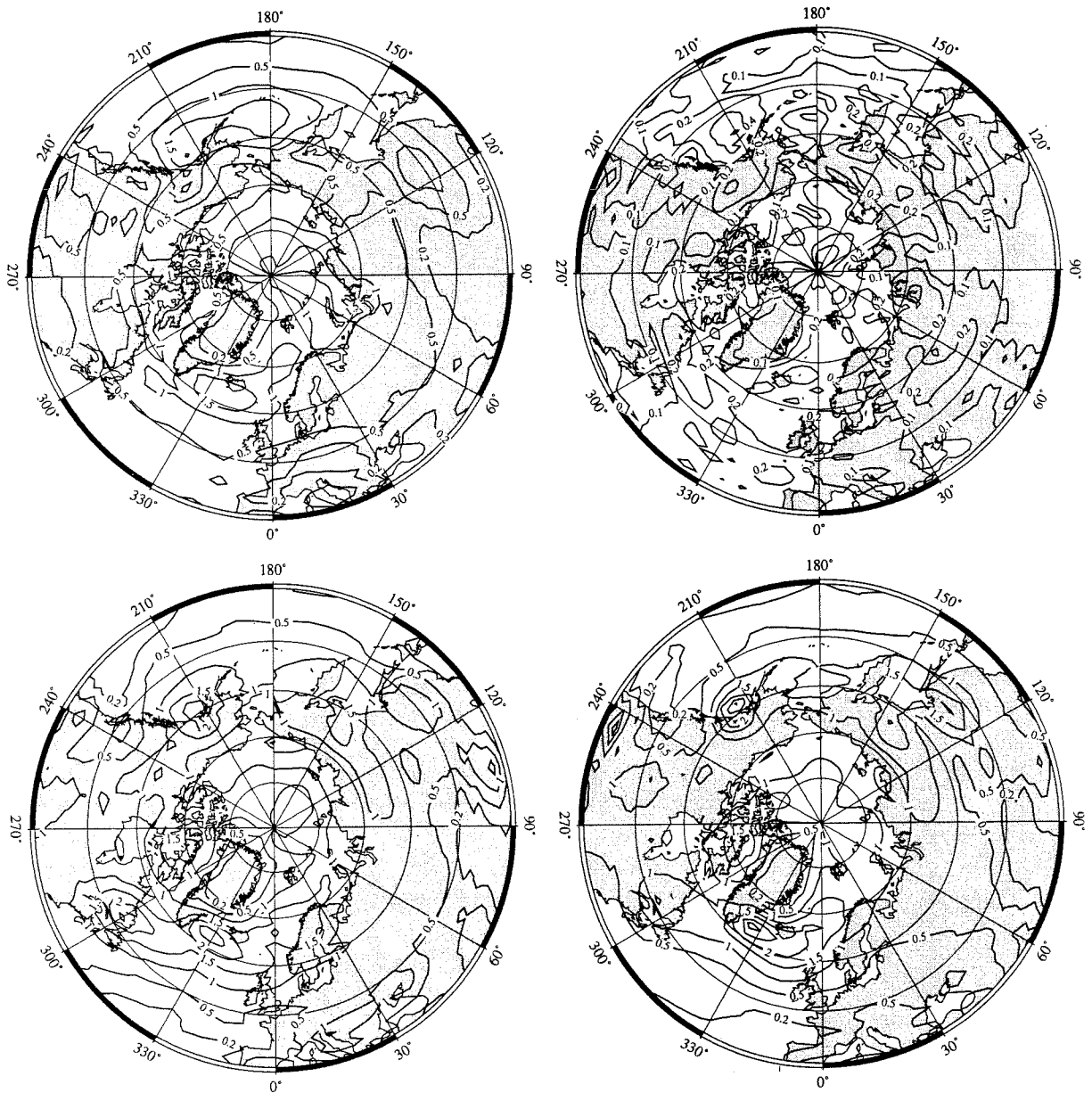


Figure 5.11: Densité ρ_c de systèmes cycloniques en 10^{-3} systèmes (degrés latitude) $^{-1}$. En haut à gauche : analyses CEPMMT ; à droite : variabilité interannuelle de ρ_c . En bas à gauche : simulation REG ; à droite : simulation GL0.

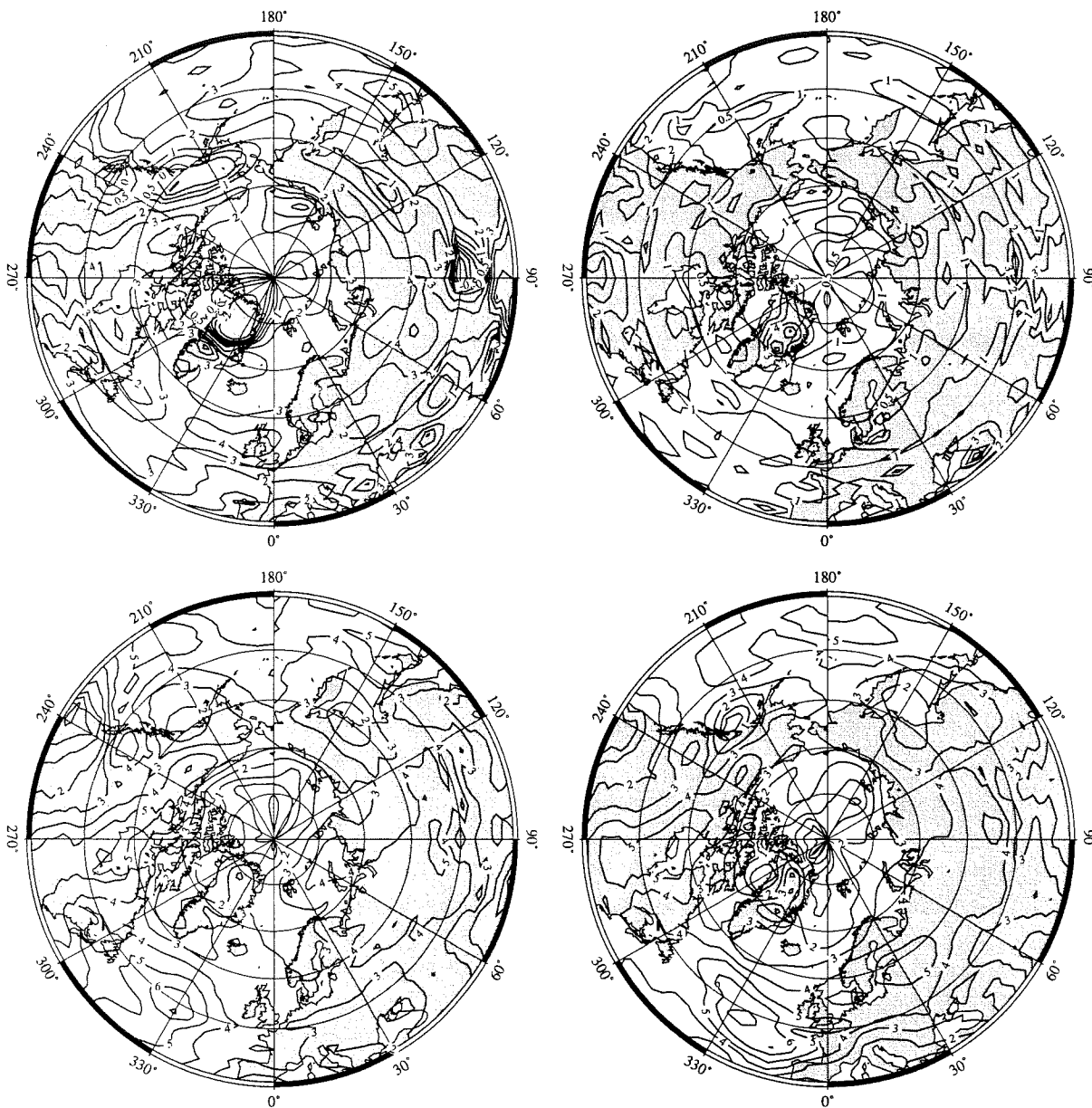


Figure 5.12: Vitesse zonale u_c des systèmes cycloniques en m s^{-1} . En haut à gauche : analyses CEPMMT ; à droite : variabilité interannuelle de u_c . En bas à gauche : simulation REG ; à droite : simulation GL0.

pas la bande de vitesses méridiennes relativement élevées qui traverse l'Atlantique Nord vers 50° de latitude Nord. Ceci est probablement lié à la surestimation de u_c dans la même région, discutée dans le paragraphe précédent. Par contre, les deux simulations LMDz reproduisent les vitesses v_c élevées dans le détroit de Fram entre le Groenland et le Svalbard. Dans REG et GL0, LMDz simule correctement le fait que le mouvement des cyclones a une composante vers le sud en Sibérie orientale et dans l'Ouest de l'Amérique du Nord, même si cette composante méridienne est surestimée dans cette dernière région.

Dans le cas de l'hémisphère sud, nous avons analysé la direction des cyclones en moyenne zonale. Ceci était motivé par deux faits :

1. La structure de l'écoulement atmosphérique dans l'hémisphère sud est grossièrement axi-symétrique, en tout cas plus que dans l'hémisphère Nord, où de grandes masses continentales sont présentes.
2. Dans la simulation AA0, la grille n'est pas déformée dans la direction zonale.

Une analyse de la direction des cyclones en termes de moyennes zonales est donc moins pertinente pour la simulation GL0. Il semble plus utile de tracer la direction des cyclones sur une carte hémisphérique (figure 5.14). Comme les vitesses zonale u_c et méridienne v_c des dépressions soient très semblables dans REG et GL0, il n'est pas surprenant que les grandes structures de la direction des cyclones sont très semblables dans ces deux simulations. En particulier, GL0 ne semble pas moins bien simuler la direction des cyclones que REG. Dans les deux simulations, la direction de déplacement des systèmes dépressionnaires est décalée par rapport à la direction réelle de 10° à 20° dans le sens des aiguilles d'une montre. Ceci est cohérent avec le fait que LMDz simule des vitesses u_c excessives et des vitesses v_c trop faibles dans cette région. Dans les deux simulations, LMDz simule correctement le fait que la direction des cyclones dans le détroit de Fram est essentiellement NE.

5.6 Conclusions

Lors d'une déformation modérée de la grille du modèle, la dynamique atmosphérique simulée ne semble pas sérieusement perturbée à l'extérieur de la région à haute résolution. Dans certains cas, des erreurs déjà présentes dans la simulation à grille régulière sont exacerbées dans les simulations à grille irrégulière. Par contre, utilisée de façon modérée, l'approche par grille numérique variable ne semble pas causer des problèmes supplémentaires importants (c'est à dire, au pire, elle amplifie légèrement certains problèmes déjà présents en grille régulière, mais elle n'en crée pas de nouveaux).

Par contre, il est important de noter que la dynamique de l'atmosphère à l'extérieur de la région ciblée est fortement perturbée si la déformation de la grille est trop importante. D'après des tests préliminaires, un rapport η de l'ordre de 0.1 est probablement une limite pour l'intensité du "zoom" (c'est à dire, le changement de résolution entre deux points de grille voisins ne doit pas dépasser les 10%). Dans les simulations AA0 et GL0, η est de l'ordre de 5% au bord de la région à haute résolution, et le comportement des systèmes dépressionnaires, un indicateur pour la qualité de la simulation de la dynamique de l'atmosphère, est globalement simulé correctement. L'approche de grille variable semble donc être une approche efficace et valide pour la simulation de climats régionaux.

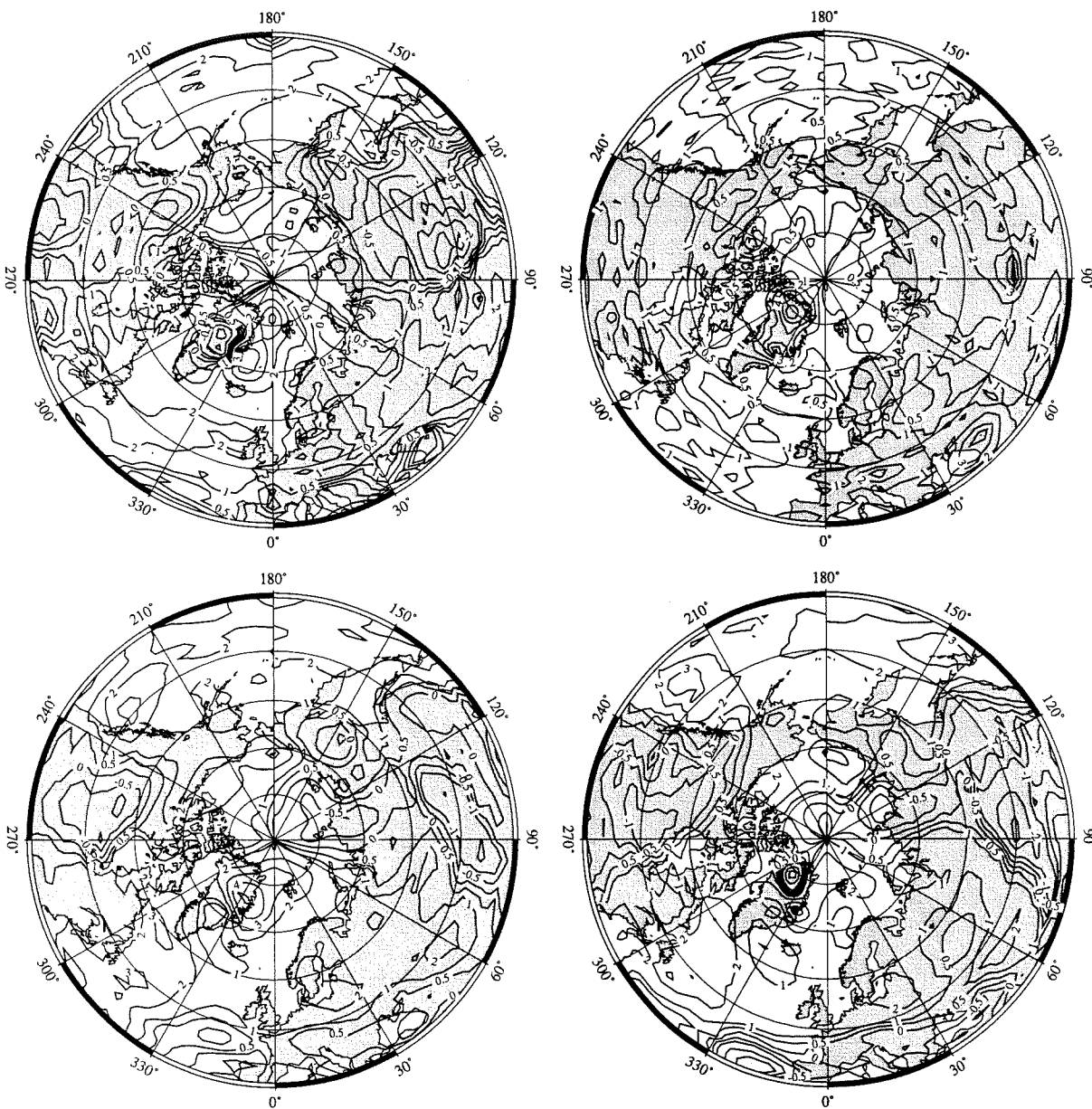


Figure 5.13: Vitesse méridienne v_c des systèmes cycloniques en m s^{-1} . En haut à gauche : analyses CEPMMT ; à droite : variabilité interannuelle de v_c . En bas à gauche : simulation REG ; à droite : simulation GL0.

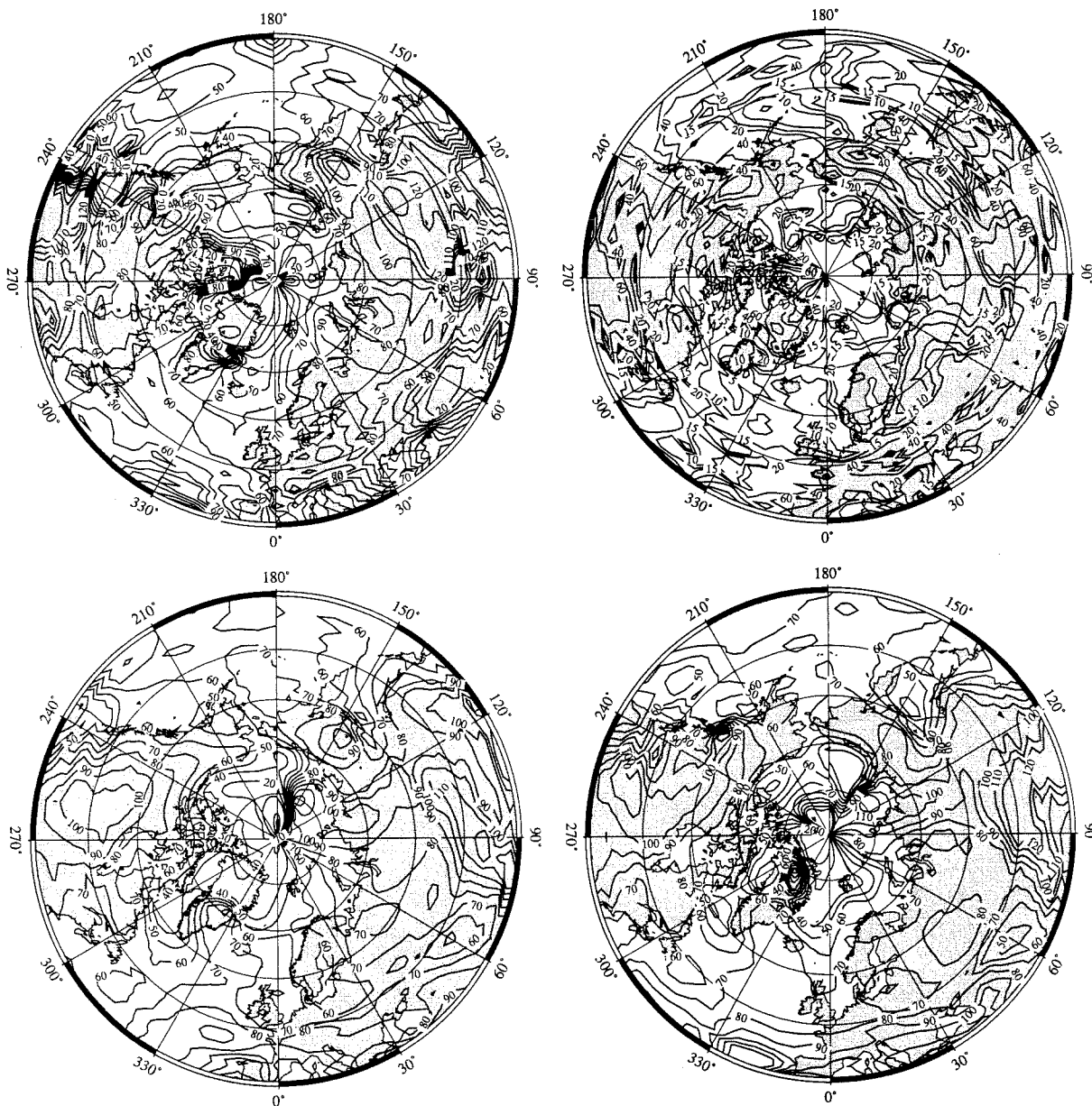


Figure 5.14: Direction des cyclones (en $^{\circ}$). Une direction de 0° signifie une propagation vers le Nord; 90° signifie une propagation vers l'Est, et 180° , vers le Sud. En haut à gauche : analyses CEPMMT; à droite : variabilité interannuelle, calculée à partir des analyses CEPMMT. En bas à gauche : simulation REG; à droite : simulation GL0.

Cette étude porte sur des simulations du climat sur 5 ans. Il est possible que pour des simulations plus courtes, la contrainte sur la déformation maximale ne soit pas la même. Par exemple, *Caian et Geleyn* [1997] ont analysé le comportement du modèle Arpège lors de simulations courtes de prévisions météorologiques (d'une durée de quelques jours). Cette analyse a montré que, pour des simulations courtes, la déformation de la grille d'Arpège peut être beaucoup plus forte que celle suggérée ici pour LMDz pour des simulations de climat. Mais il est important de noter que la formulation du code de la dynamique d'Arpège est radicalement différente de celle de LMDz (Arpège est en effet un modèle spectral). Les limites de l'approche de grille variable sont certainement propres à chaque modèle.

En tout cas, la limitation de η à des valeurs en dessous de 10% n'est en réalité pas une contrainte restrictive. Même une déformation relativement modeste de la grille comme celle utilisée ici permet d'entreprendre des simulations de climats régionaux à haute résolution à un prix numérique raisonnable.

Chapitre 6

Simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire

Après avoir validé le MCG pour le climat actuel dans les chapitres précédents, nous nous tournons ici vers les applications du modèle. Nous avons exécuté des simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire (DMG, il y a 21000 ans environ), pour lesquelles les simulations AA0 et GL0 décrites dans le chapitre précédent servent de simulations de contrôle. Ces simulations sont décrites et discutées dans le chapitre présent.

Ce chapitre est en anglais. Il s'agit en effet du texte d'un article soumis à *Climate Dynamics* [Krinner and Genthon, submitted].

6.1 Introduction

General circulation models (GCMs) have been used for simulations of past climates since the mid-1970s [for a review until the beginning of this decade, see *Street-Perrott*, 1991]. Most commonly, these research efforts have been focused on the Last Glacial Maximum (LGM, 21 ky Bp.). For instance, the LGM is one of the climatic periods examined by the 20 modelling groups or so taking part in the Paleoclimate Model Intercomparison Project (PMIP, *Joussaume and Taylor* [1995]). LGM simulations allow to test GCMs under radically different boundary conditions, but they can also help us gain a more comprehensive understanding of the long-term behaviour of the climate system. The growth and decay of huge ice sheets in the northern hemisphere is the most striking feature of the large fluctuations the climate system has been undergoing periodically over the last 10^6 years or so. Hence, understanding the role of the ice sheets in the global climate is crucial to understanding the behaviour of the entire system. Several studies have examined the impact of varying ice sheet configurations on the simulated climate [e.g., *Rind*, 1987; *Shinn and Barron*, 1989; *Ramstein and Joussaume*, 1995; *Felzer et al.*, 1996]. The effects of the presence of ice sheets include modifications of the global circulation patterns and global cooling, but also downstream warming.

In turn, less attention has been paid to the simulated GCM climate of the ice sheets themselves. This is partially due to the relatively low resolution of older paleoclimate simulations which makes it difficult to assess regional climate changes. Another reason is that many GCMs poorly reproduce the present-day polar climate [*Chen et al.*, 1995]. Yet,

because of the great importance of their presence to the global climate, the climate of ice sheets has to be correctly represented in models if one wants to simulate the behaviour of the coupled system. Especially the ice sheet surface mass balance, a crucial variable of climate dynamics, must be well modelled. Several workers have studied the ice sheets' surface mass balance in paleoclimate simulations [e.g., *Manabe and Broccoli*, 1985; *Rind*, 1987; *Broccoli and Manabe*, 1993; *Verbitsky and Saltzman*, 1995; *Hall et al.*, 1996; *Ritz et al.*, 1997; *Pollard and Thompson*, 1997]. Most of these studies reveal substantial problems in the simulations. *Genthon et al.* [1994] have clearly shown the beneficial impact of increased horizontal resolution on the simulation of ice sheet surface mass balances.

Simulations of the LGM climate on ice sheets can be checked against the ice core record available for Greenland and Antarctica. The most thoroughly examined records are those obtained in the heart of these ice sheets, i.e., the Summit (38°W, 72°N: on the summit of the ice sheet) and Vostok (78°S, 106°E) cores. Other important drilling projects have attained LGM ice at Byrd (West Antarctica, 80°S, 119°W), Dome C (East Antarctica, 75°S, 123°E), Camp Century (North-western Greenland), Dye3 (Southern Greenland), and Renland (Eastern Greenland).

Without question however, the simulated LGM ice sheet climate is subject to significant uncertainties because the boundary conditions imposed on the GCMs (e.g., sea surface temperatures, sea ice, and ice sheet paleo-topography) are far from being perfectly known. For instance, many LGM simulations have been realised using the *CLIMAP project members* [1981] ice sheet reconstruction, whereas newer simulations generally use the *Peltier* [1994] reconstruction, which in turn is seriously questioned for Greenland by glaciological evidence [e.g., *Cuffey and Clow*, 1997; *Raynaud et al.*, 1997]. Similarly, the *CLIMAP project members* [1981] reconstruction of the LGM sea surface conditions is increasingly doubted not only in tropical regions [e.g. *Stute et al.*, 1992; *Beck et al.*, 1992], but also in the North Atlantic [e.g. *Weinelt et al.*, 1996].

Consequently, this work has several scopes. The first is to examine the capability of a high-resolution GCM to reproduce the ice sheet LGM climate as reconstructed from the ice core record. Second, these high resolution simulations allow us to examine the regional patterns of the climate change and to address the question whether the pinpoint ice core record is representative of larger scale climatic changes. Another aim is to estimate the sensitivity of the simulated Greenland LGM climate to different boundary conditions.

The following section briefly describes the model and the different simulations discussed in this paper. Sections 6.3 and 6.4 discuss separately the Antarctic and Greenland LGM climates as simulated by the model and compare them to glaciological evidence from ice cores where possible. As the LMDz present-day Greenland climate has not been validated before, section 6.4 also briefly compares the present-day simulation to observations. Section 6.5 closes this work with a summary and discussion of the reported results.

6.2 Simulations

The LMDz GCM has been adapted for the specificity of the polar climate and was shown to simulate well the present day Antarctic surface climate (see sections 3 and 4). It is derived from the LMD5.3 GCM [e.g., *Harzallah and Sadourny*, 1994]. Sea surface conditions are prescribed as there is no interactive ocean.

The most outstanding feature of this model is the possibility to increase the spatial resolution locally at the expense of the spatial resolution elsewhere; This allows to perform high resolution GCM simulations at a reasonable computational cost. Figure 6.1 shows the effective resolution r_e over and in the vicinity of the regions of interest. The effective resolution is defined as the square root of the product of the meridional grid point distance Δy and the effective zonal resolution Δx_e (close to the pole, Δx_e is larger than the zonal grid point distance Δx because a zonal filter is necessary where the meridians converge): $r_e = \sqrt{x_e^2 + y^2}$. Over large areas of the ice sheets, r_e is about 100 km. In regular grid simulations with the same number of grid points (64 longitudes \times 72 latitudes \times 15 vertical levels for the Antarctic simulations and 72 \times 72 \times 15 for the Greenland simulations), the effective resolution would be 275 km (2.5 degrees latitude) in the polar regions.

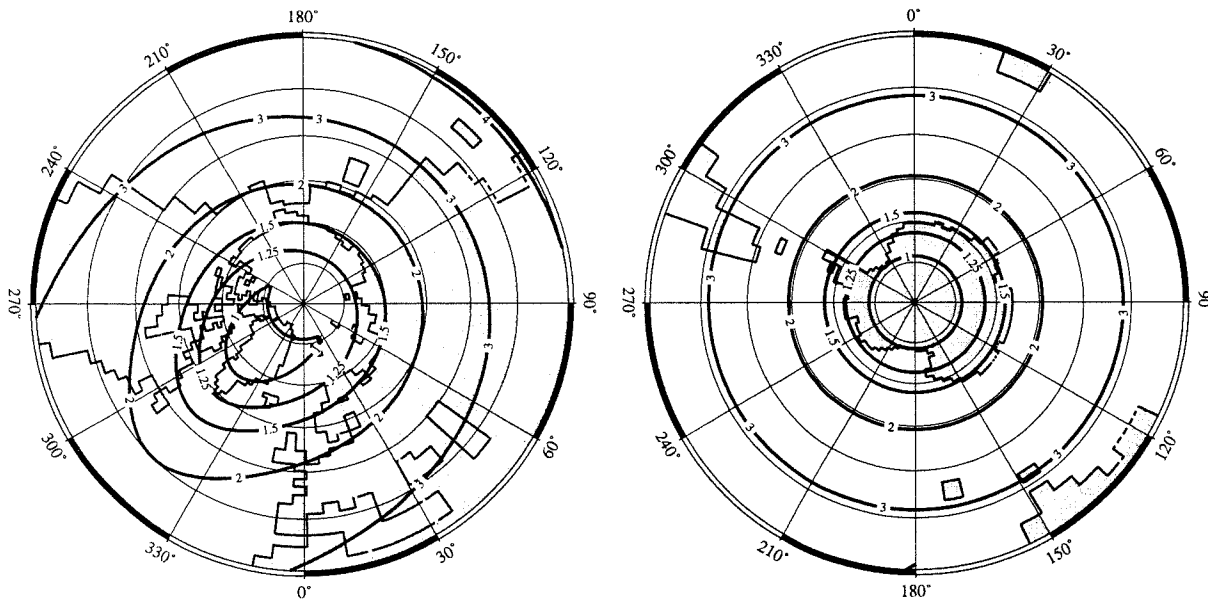


Figure 6.1: Effective resolution r_e of the model in degrees latitude (1 degree latitude \approx 110 km). A: Northern hemisphere map for the Greenland simulations. B: Southern hemisphere map for the Antarctic simulations. Contour lines are 1, 1.25, 1.5, 2, 3, and 4 degrees latitude.

Separate simulations were carried out for the two ice sheets and for the present-day (PD) and LGM periods. For Antarctica, two five-year simulations were performed:

- A control simulation for the period 9/1986 to 9/1991, called AA0 in the following;
- A LGM simulation using PMIP boundary conditions (orbital parameters, greenhouse gas concentrations, sea ice extent, sea surface temperatures, topography etc.). This means that we used the *CLIMAP project members* [1981] sea ice extent and sea surface temperatures, the *Peltier* [1994] topography, and appropriate LGM orbital parameters [Berger, 1978] and greenhouse gas concentrations. These data sets are

the “standard” boundary conditions used in recent LGM GCM simulations. This simulation will be referred to as AA21.

We performed four simulations of the Greenland climate:

- A five year control simulation for the period 9/1986 to 9/1991 (GL0);
- A three year LGM simulation using PMIP boundary conditions, i.e., among others, with *CLIMAP project members* [1981] sea surface conditions and the *Peltier* [1994] paleo-topography. This kind of boundary conditions are nowadays standard for LGM climate simulations. The simulation will be called GL21PC (with PC standing for “Peltier-Climap”);
- A three year LGM simulation differing from the previous one in that an alternative Greenland LGM topography [*Ritz et al.*, 1997] is used. The reason is that the *Peltier* [1994] Greenland LGM topography is much higher in the central parts of Greenland than the present-day one (figure 6.2). This is not coherent with glaciological data which suggest a much weaker snow accumulation rate in that area during the LGM [*Dahl-Jensen et al.*, 1993; *Cuffey and Clow*, 1997] and a quite high surface air pressure at that time [*Raynaud et al.*, 1997]. The *Ritz et al.* [1997] Greenland paleo-topography is significantly lower, in line with glaciological evidence. It is not very different from the present-day Greenland topography. This simulation will be referred to as GL21RC (“Ritz-Climap”).
- Finally, a three year LGM simulation differing from GL21PC in that the *Weinelt et al.* [1996] North Atlantic LGM sea surface conditions replace the *CLIMAP project members* [1981] data in this area, because the latter have been seriously questioned in recent times. Figure 6.3 displays the February North Atlantic sea-ice extensions according to these data sets. The *Weinelt et al.* [1996] sea surface conditions are considerably warmer — and the sea ice extent is therefore considerably smaller — than *CLIMAP project members* [1981] estimations. We will call this simulation GL21PW (“Peltier-Weinelt”).

Table 6.1 gives an overlook over these simulations.

As the version of the LMDz GCM used in this study contains a parameterization of the effect of leads in the pack ice (see section 3.2.3), it seemed desirable to impose fractional sea-ice conditions also for the LGM. We applied the following procedure both to the *CLIMAP project members* [1981] and to the *Weinelt et al.* [1996] data. Estimations of the glacial maximum sea ice fractions were derived from those for the present-day by simply stretching the present-day sea ice fraction along the meridians from the pole towards the LGM sea-ice limit. Continental points in the present-day data that are mapped to oceanic points in the LGM sea-ice distribution are treated in the following way. If the present-day continental point is polewards of the present-day sea-ice limit, then a 100% LGM sea-ice fraction is prescribed. Otherwise, the corresponding LGM sea-ice fraction is 0%. Both for sea ice extent and fractions and for the sea surface temperatures, we calculated the difference between the LGM data sets and present-day climatological values for the mid-months of February and August. These differences were interpolated for the other days of the year, supposing a sine wave form with the given mid-August and mid-February anomalies as

Simulation	SST & sea-ice	Topography of focused ice sheet	Length (yr)	Remarks
AA0	AMIP with SSM/I sea-ice fractions	BAS	5	control for AA21
AA21	CLIMAP	Peltier	5	
GL0	AMIP with SSM/I sea-ice fractions	US Navy	5	control for GL21PC, GL21PW, and GL21RC
GL21PC	CLIMAP	Peltier	3	
GL21PW	Weinelt	Peltier	3	
GL21RC	CLIMAP	Ritz	3	

Table 6.1: Simulations discussed in this work. AMIP: *Gates* [1992]; CLIMAP: *CLIMAP project members* [1981]; Ritz: *Ritz et al.* [1997]; Peltier: *Peltier* [1994]; Weinelt: *Weinelt et al.* [1996]; US Navy: *Fleet Numeric Oceanic Center [FNOC]* [1985]; BAS: *British Antarctic Survey et al.* [1993].



Figure 6.2: Representation of the Greenland topography in the GCM. Left: PD. Contour lines are 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, and 3 km; Middle: LGM [*Peltier*, 1994] – PD; Right: LGM [*Ritz et al.*, 1997] – PD. Contour lines in B and C are -0.2 , -0.1 , 0 , 0.1 , 0.2 , 0.5 , 0.75 , 1 , and 1.5 km. Regions where the height increase exceeds 1 km are shaded in B and C.

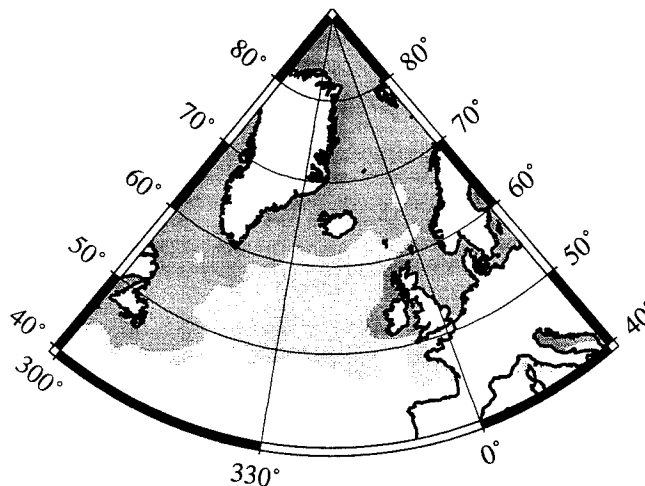


Figure 6.3: LGM February sea-ice extent. Dark shading: ice-covered sea in both LGM sea-ice data sets; Light shading: ice-covered sea in the *CLIMAP project members* [1981] data set only.

extrema. Finally, these calculated daily LGM anomalies were applied to the daily sea-ice concentrations of the years 1986 through 1991 in order to obtain a daily LGM boundary conditions data set with some interannual variability. Although it is clear that the LGM interannual and short-term variability of the ocean surface was very probably different from the present-day one, it seemed desirable to us to use this data set instead of the raw *CLIMAP project members* [1981] or *Weinelt et al.* [1996] data without any internal variability.

6.3 Antarctica

6.3.1 Temperatures

6.3.1.1 Surface temperature

Except for a cold bias of several °C over the ice shelves, the PD simulated annual mean surface temperature has been shown to be well simulated over Antarctica (see chapter 4) and is thus not displayed here. Figure 6.4 displays the Antarctic topography difference Δh between AA21, which uses the *Peltier* [1994] LGM topography, and AA0, which uses the *British Antarctic Survey et al.* [1993] present-day topography. The *Peltier* [1994] paleo-topography for Antarctica is higher than the present-day one over large parts of the ice sheet, although East Antarctica is thought to have been approximately at the same height during the LGM as today [*Raynaud et al.*, 1997].

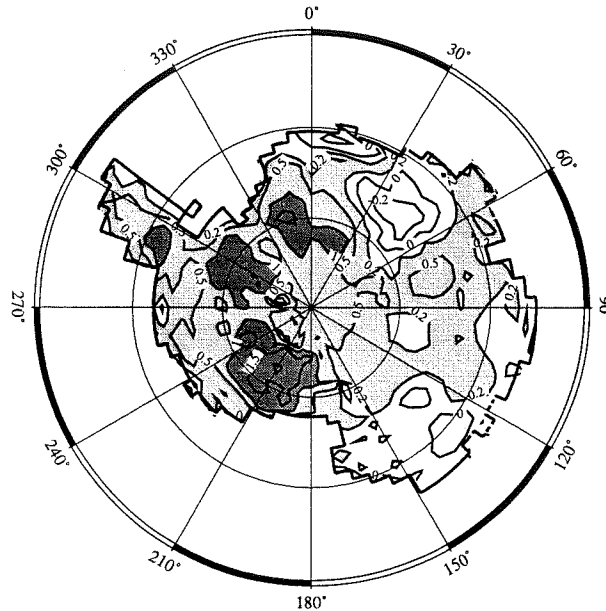


Figure 6.4: LGM – present day Antarctic topography difference on the model grid in kilometres. Contour lines are -0.2 , 0 , 0.2 , 0.5 , 1 , and 1.5 kilometres. Light shading above 200 metres, heavy shading above 1000 metres.

In order to tentatively eliminate the influence of altitude changes, figure 6.5 displays the surface potential 2 m air temperature change $\Delta\Theta_{2m} = \Theta_{2m,LGM} - \Theta_{2m,PD}$. This seems better than simply using the 2 m air temperature change $\Delta T_{2m} = T_{2m,LGM} - T_{2m,PD}$, although it is hard to estimate the sensitivity of surface temperature changes to altitude variations of the ice sheet surface at a given geographic location, $\partial T_{2m}/\partial h_{surface}$. For example, in the higher parts of Antarctica, the along-slope gradient $dT_s/dh_{surface}$ is about $14^\circ\text{C} / 1000\text{ m}$ [Fortuin, 1992], but this value contains the effect of the increasing distance to the open ocean. On the other hand, in the atmosphere, the potential temperature typically increases by about $3^\circ\text{C} / 1000\text{ m}$. This means that it is hard to isolate the pure climatic temperature change from the temperature change induced by altitude variations.

The surface air temperatures at 2 m are extrapolated from the first two model levels at 10 and 50 m. Comparing figures 6.5 and 6.4, one can see that the potential air temperature change $\Delta\Theta_{2m}$ does depend on the altitude change Δh . Typically, where the prescribed LGM topography is more than 1000 meters higher than the PD topography, $\Delta\Theta_{2m}$ is positive. $\Delta\Theta_{2m}$ tends to be below -8°C at places where the ice sheet was lower at the LGM than today. In order to avoid any misunderstandings, it should be pointed out that in the regions where $\Delta\Theta_{2m}$ is positive, the absolute surface air temperature change ΔT_{2m} is of course negative because of the important altitude change of generally more than 1000 metres. Near the pole, one can see a quite high level of noise in figure 6.5. It is due to the fact that the Peltier [1994] LGM topography is actually quite noisy, especially near the pole. Unfortunately, this problem has been identified only after the simulations had been carried out.

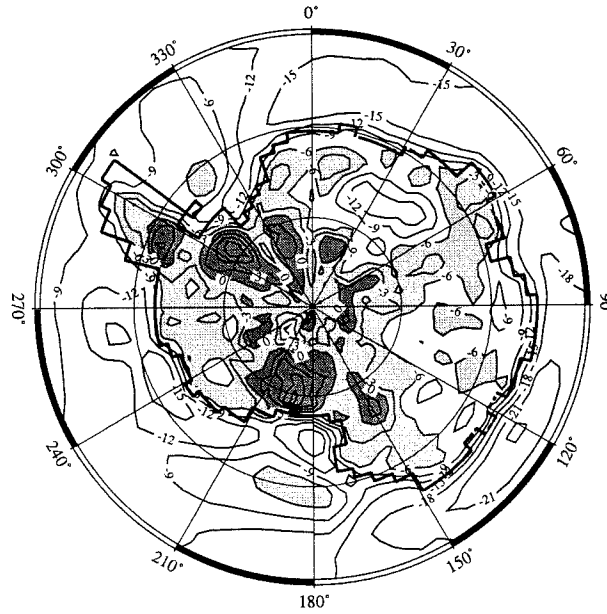


Figure 6.5: Simulated $\Delta\Theta_{2m}$. Contour interval 3°C . Light shading between -6°C and 0°C , heavy shading above 0°C .

Plotting the absolute temperature change ΔT_{2m} as a function of the altitude change Δh (figure 6.6), one can see, in spite of a considerable amount of scatter, that the lapse rate $\Gamma = \partial\Delta T_{2m}/\partial\Delta h$ is approximately 3 K km^{-1} . This is far from being a dry adiabatic lapse rate of 10 K km^{-1} which one would intuitively expect. This fact can be explained for West Antarctica and the two large ice shelves. Presently, the two large ice shelves have an annual mean potential surface temperature Θ_s below -25°C [Hogan, 1997] and are thus potentially much cooler than large parts of West Antarctica, where Θ_s attains values up to -10°C . This anomaly is clearly due to the specificity of the flat shelf topography and regional circulation anomalies due to the bay situation. During the LGM, the present-day shelves are largely replaced by grounded ice with a sloped surface (see figure 6.4), and the cool Θ_s anomaly has thus no reason to subsist, as stronger surface winds are simulated during the LGM. Hence the large potential warming in these areas. However, the situation is different in East Antarctica. Even in this region, there is a quite clear relationship between $\Delta\Theta_{2m}$ and Δh . It is not clear to us why this is so. Although the temperature change due to changes in the atmospheric CO_2 concentration varies with altitude, this dependence is actually very weak in the lower to mid troposphere [e.g., Li *et al.*, 1997] and cannot explain the magnitude of the effect discussed here. Potential temperatures should, to first order, not be affected by altitude changes. However, the finding reported above indicate that even when comparing potential temperatures, the prescribed paleo-altitude, and more specifically the difference between this prescribed altitude and what one thinks was the correct paleo-altitude, has to be taken into account.

Two places in Antarctica where estimations of the LGM surface temperature exist are Vostok and Dome C. At these two places, the prescribed altitude change is less than 100m,

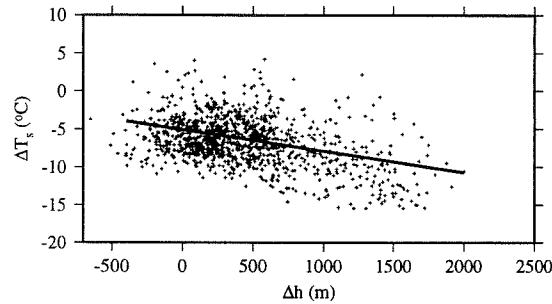


Figure 6.6: Simulated LGM-PD surface air temperature change ΔT_{2m} (in $^{\circ}\text{C}$) as a function of the altitude change Δh (in m) for the Antarctic ice sheet.

so that the influence of the altitude change is very weak. At these places, the model simulates a cooling of 7.4°C (Vostok) and 7.9°C (Dome C). This is somewhat lower than the 9°C or 10°C inferred for Vostok and Dome C from the oxygen isotope profiles [Jouzel *et al.*, 1987a; Jouzel *et al.*, 1989], and independently for the same sites by Petit *et al.* [1987] from crystal size variations. Note that an analysis of simulated precipitation-weighted temperatures indicates that the oxygen isotope signal in East Antarctica might actually slightly underestimate the real LGM surface temperatures (see chapter 7).

Furthermore, LGM ice has been attained at Byrd drilling site. Isotope analysis suggests a present day – LGM temperature difference of about 11°C [Jouzel *et al.*, 1989]. Air content analysis of the Byrd ice core [Raynaud and Whillans, 1982] suggests that the Byrd region has been about 200 m lower at the LGM than today, for similar reasons as Vostok and Dome C. However, the Peltier [1994] topography used in the GCM prescribes an LGM altitude of 2324 m at the Byrd site, i.e. about 750 m higher than the present-day altitude (which is 1576 m in the model and 1515 m in reality). The simulated net cooling at Byrd is 16.5°C . Correcting for the altitude change, the potential surface temperature change is 11.7°C . This is in quite good agreement with the ice core data, although it has to be noted that the LGM ice found today at Byrd has formed some distance upstream, and thus somewhat higher [Whillans, 1979]. However, as mentioned before, it is not clear whether the altitude correction we use (i.e., comparing the potential temperatures) is applicable for LGM–present-day temperature changes as the simulated temperature change lapse rate $\Gamma = \partial\Delta T_{2m}/\partial\Delta h$ is quite far from being a dry adiabat.

The LGM cooling is weaker over the continent than over the surrounding ocean, where the strong cooling is obviously due to the year-round sea ice cover during the LGM. As a consequence, the temperature contrast between the continent and the coastal ocean is weaker in the glacial climate.

6.3.1.2 Surface inversion strength

A common feature of the polar climate is a persistent surface temperature inversion, at least in winter, when, in the absence of short-wave radiation, the surface energy loss through infrared radiation is balanced only by downwelling infrared radiative energy from the atmosphere and by turbulent sensible and latent heat fluxes. Jouzel and Merlivat [1984]

introduced the concept of linearly relating the annual mean inversion strength T_{inv} directly to the annual mean surface temperature T_s for a study of the $\delta^{18}\text{O}$ vs. T_s relationship in Antarctica. Figure 6.7 is a scatter diagram of the annual mean inversion strength as a function of the annual mean surface temperature over the grounded parts of the Antarctic ice sheet. In the present-day simulation AA0, the inversion strength over the ice shelves is particularly strong for a given surface temperature. This is due to the fact that the cold model bias over the shelves (see section 6.3.1.1) is restricted to the surface, whereas the temperatures aloft are correct. For this reason, we exclude the shelf regions from the following discussion. The interesting feature is that the LGM relationship is shifted toward lower inversion strengths. This means that for the same surface temperature, the inversion tends to be weaker by several $^{\circ}\text{C}$ during the LGM. This effect seems to be stronger at higher temperatures, whereas the T_{inv} vs. T_s regressions converge for lower temperatures. The polar surface inversion is due to the fact that the atmosphere is warmed through air advection from the lower latitudes and the transmission of this energy to the surface through turbulent surface heat fluxes is inhibited due to the inversion itself. The inversion is particularly strong in winter, when there is practically no solar radiation. Moreover, the surface loses its energy through long-wave radiation more efficiently than the atmosphere does because of the presence of greenhouse gases like water vapour and CO_2 . At LGM conditions, however, the reduced CO_2 concentration leads to a more efficient atmospheric heat loss. This leads to a weaker inversion strength which can be compensated by higher downward turbulent heat fluxes. The physical basis of this effect will be discussed in more detail in section 6.4.1.2.

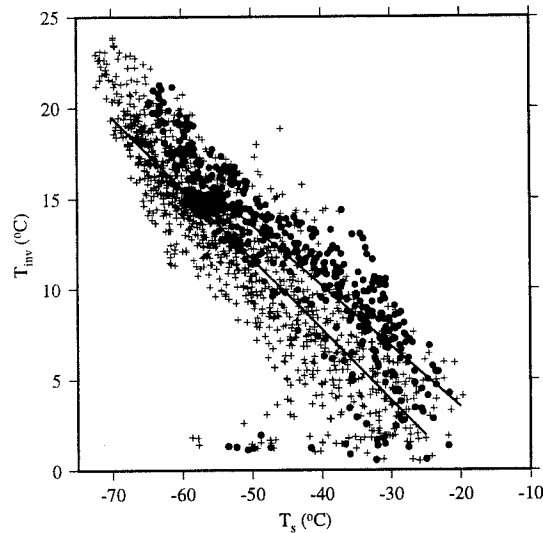


Figure 6.7: T_{inv} as a function of T_s (in $^{\circ}\text{C}$) for the grounded parts of the Antarctic ice sheet. Full circles: PD; crosses: LGM. Linear regression lines are drawn for both simulations. The linear correlation coefficients r^2 are 0.72 for AA0 and 0.79 for AA21.

To avoid any misunderstanding, it should be noted that because of the colder surface temperatures during the LGM, and the negative correlation between T_{inv} and T_s , the LGM inversion strength is generally stronger than the PD one at a given geographic location.

This is in particular true in the interior of the continent, as for low temperatures, the T_{inv} vs. T_s relationship does not change significantly. For example, at Vostok, where the observed annual mean inversion strength is 17.2°C [Phillpot and Zillman, 1970], the model simulates a mean inversion of 16.0°C for the present and 18.5°C for the LGM. Near the coast, however, the simulated LGM inversion is in general slightly weaker than the present-day inversion. This is because the change of the T_{inv} vs. T_s relationship is stronger for higher surface temperatures (see figure 6.7). Thus, near the coast, of the two effects determining the inversion strength change at a given location — the surface temperature change and the change of the T_{inv} vs. T_s relationship —, the second dominates.

6.3.1.3 Annual cycle of the surface temperature change

The monthly mean surface temperature T_s and surface temperature change ΔT_s on the East Antarctic Plateau above 3000 m are displayed in figure 6.8. The cooling is stronger in winter than in summer, and it is strongest during the interseasonal months April and September. Consequently, the winter in Antarctica is even more “coreless” during the LGM than today, and the amplitude of the seasonal cycle is increased. One might speculate that the relatively low summer cooling might be linked to the fact that the circumpolar low pressure belt is displaced particularly far southward during summer in AA21 compared to AA0 (see section 6.3.3), leading to more vigorous warm air advection into the continent during the warm months. However, a similar, and even stronger, annual cycle of the temperature change can be seen in Central Greenland (see section 6.4.1.3), where there is no comparable change in the cyclonic activity off the coast.

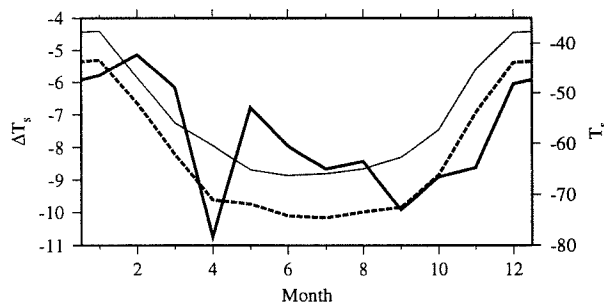


Figure 6.8: Monthly mean surface temperature (in $^\circ\text{C}$) above 3000 m in Antarctica. Thick full line: LGM-PD (left scale); thin full line: PD (right scale); thick dashed line: LGM (right scale).

6.3.2 Surface winds

The surface winds in Antarctica (figure 6.9) are strongly influenced by the surface slope [Ball, 1956; Parish and Bromwich, 1991]. As the surface slope is the spatial derivative of the relatively noisy Peltier [1994] paleo-topography, it is itself disturbed in some regions. Consequently, the simulated LGM surface winds exhibit some noise, particularly near the pole. Intuitively, one might expect stronger surface wind speeds during the LGM as a

response to the more severe climatic conditions. Additionally, the increased quantities of continental dust during glacial periods, observed in ice cores [Petit *et al.*, 1987], have been interpreted as a consequence of a more vigorous atmospheric circulation. As a whole however, the simulated LGM - present day mean surface wind speed difference is quite low. Even in coastal areas, the LGM wind speed is not systematically stronger than the present-day one: it is even very slightly weaker at the East Antarctic coast. This can be understood when the weakening of the surface temperature inversion is taken into account. According to Ball [1956], the strength of the katabatic wind is primarily determined by the slope and by the inversion strength. As shown above, the inversion in coastal areas is not stronger in AA21 than in AA0. Consequently, the surface wind speed is not stronger either. Moreover, an important factor in the genesis of strong katabatic winds can be the thermal contrast between the continent and the coastal ocean [Pettré *et al.*, 1993]. This thermal contrast is less pronounced during the LGM (see section 6.3.1.1). Consequently, the surface winds in the vicinity of the coastline are not stronger during glacial periods. It is interesting to note that a similar weak sensitivity of the Antarctic katabatic wind system to climate change is also reported for the case of $2\times\text{CO}_2$ simulations [van den Broeke *et al.*, 1997].

The surface wind speed increases significantly over Mary Byrd Land, most probably as a consequence of the modified topography in the hinterland. The Ross Ice Shelf being replaced by grounded ice, the capture area for coastal flow in Mary Byrd Land is considerably increased during the LGM (see figure 6.4).

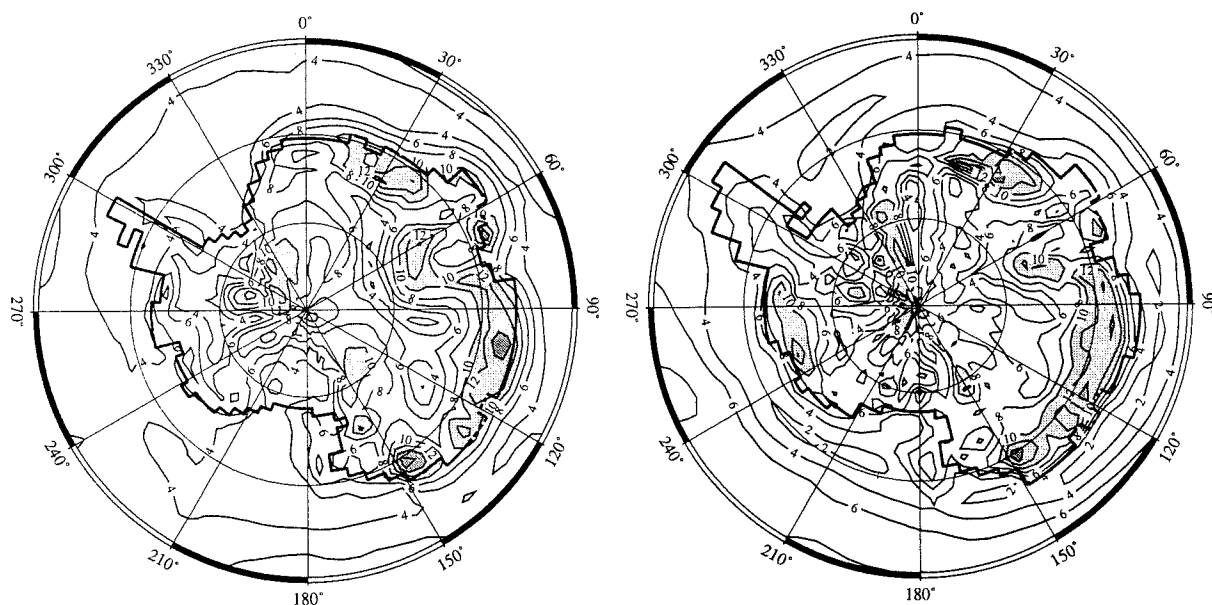


Figure 6.9: Mean July wind speed at the first model level (10 m). A: PD; B: LGM. Light shading above 10 m s^{-1} , heavy shading above 14 m s^{-1} .

6.3.3 Circumpolar cyclonic activity

One of the most striking features of the Antarctic climate is the circumpolar low-pressure belt in the Southern Ocean. Although the interaction between sea-ice conditions and the cyclonic activity is rather complex, and in spite of the fact that there does not seem to be a strong systematic link between the two on a seasonal basis [*Godfred-Spenning and Simmonds, 1996*], the importance of changes in the sea-ice conditions for the climatological cyclonic behaviour has been illustrated [*Simmonds and Wu, 1993; Menendez et al., 1997*]. The LGM Southern hemisphere sea-ice conditions were considerably different from the present, especially in summer [*CLIMAP project members, 1981*]. One could thus expect important changes in the cyclonic behaviour in the vicinity of Antarctica. On the other hand, unlike to what happened in the Northern hemisphere, the orographic forcing for planetary waves — and hence for cyclones — in the Southern hemisphere essentially did not change between the LGM and today.

We use the cyclone tracking scheme described by *Murray and Simmonds [1991a]* to analyse the behaviour of the southern hemisphere transient perturbations. Figure 6.10 shows the simulated annual mean cyclonic system density in the Southern hemisphere for the present and the relative change (in %) for the LGM. Rather surprisingly at first glance, the cyclonic activity is decreased in very large parts of the southern hemisphere extratropics. Around Antarctica, the decrease reaches 50% off the coasts of Wilkes Land and Terre Adélie. The decrease is weaker off the coasts of West Antarctica, and there is even a significant increase of cyclonic activity in the Weddell sea. This increase is due to significantly increased lee cyclogenesis (not shown) east of the Antarctic Peninsula during the LGM, caused by the Peninsula's higher LGM topography. The decrease of cyclonic activity over the western part of the Antarctic Peninsula is due to the fact that the corresponding grid points are oceanic grid points in the present-day run: cyclones rarely move into the interior of the continent [*Mechoso, 1980*]. It represents thus only a very local change. As a whole, the density of cyclonic systems is quite strongly decreased off the East Antarctic coast and only weakly decreased, or even slightly increased, off the West Antarctic coast.

A similar shift of the cyclonic activity towards the Peninsula area can be seen in the winter sea level pressures (figure 6.11). The present-day ternary structure of low pressure centres (one in the Amundsen sea and two off the East Antarctic coast) gives way to a binary structure, with a very strong Amundsen sea low.

The monthly mean positions of the circumpolar trough (CPT) change from a semi-annual pattern to a clear annual cycle (figure 6.12). As already discussed in chapter 4, the model underestimates the amplitude of the semi-annual variation, but at least, it succeeds in simulating this kind of intraannual variation. In AA21, the CPT is clearly furthest south in summer, and furthest north in winter.

It should be pointed out that the LGM sea ice extensions and fractions, a boundary condition which might have a strong influence on the behaviour of the circumpolar disturbances [e.g., *Simmonds and Wu, 1993*], are not well known. As a consequence, the findings reported in this paragraph should be viewed carefully.

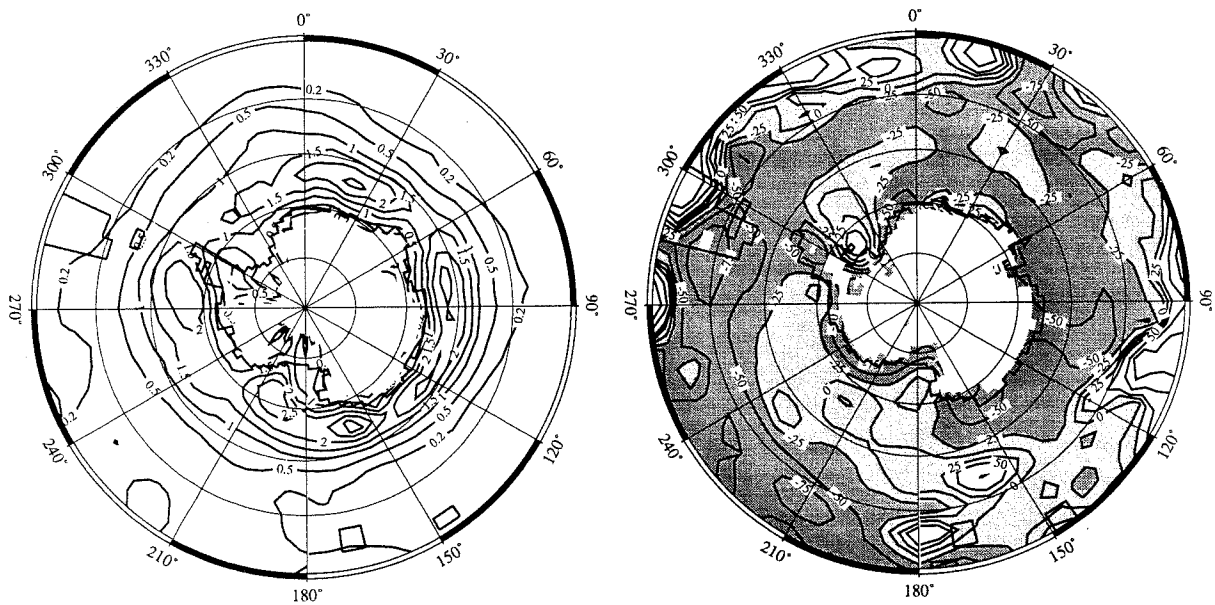


Figure 6.10: Left: Simulated present-day annual mean cyclonic system density in the Southern hemisphere in 10^{-3} systems (degree lat.) $^{-2}$. No cyclone contours are drawn above 1000 metres altitude because the reduction of the surface pressure to the sea level becomes meaningless. Right: Relative LGM – present day change (in %). Dark shading: regions where the system density is decreased by more than 25%. Light shading: between 25% decrease in 25% increase. No shading: more than 25% increase.

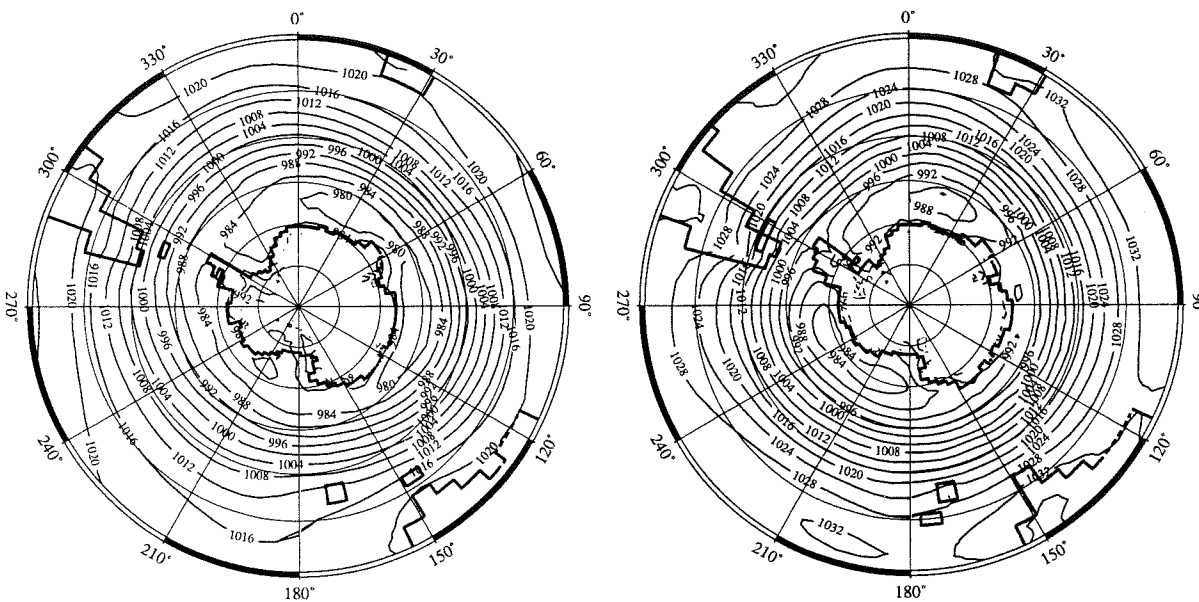


Figure 6.11: Simulated southern hemisphere JJA sea level pressure in hPa. A: PD; B: LGM.

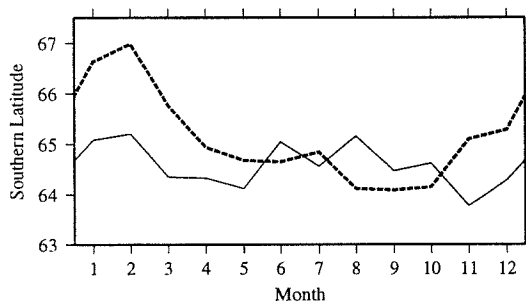


Figure 6.12: Simulated monthly mean position (in degrees southern latitude) of the circumpolar trough. Thin full line: PD; thick dashed line: LGM.

6.3.4 Surface mass balance

6.3.4.1 Spatial distribution

Figure 6.13 displays the simulated annual mean surface mass balance b_m for the present day and for the LGM. Following *Thompson and Pollard [1997]*, b_m has been calculated with a simple parameterization taking into account the refreezing of meltwater and liquid precipitation on the ice sheet. Simulated snow melt and rain being insignificant in amount over the Antarctic ice sheet, b_m is actually almost identical to the solid precipitation minus evaporation ($P - E$). As shown in section 4.5, the LMDz GCM yields a quite good simulation of the present-day Antarctic surface mass balance.

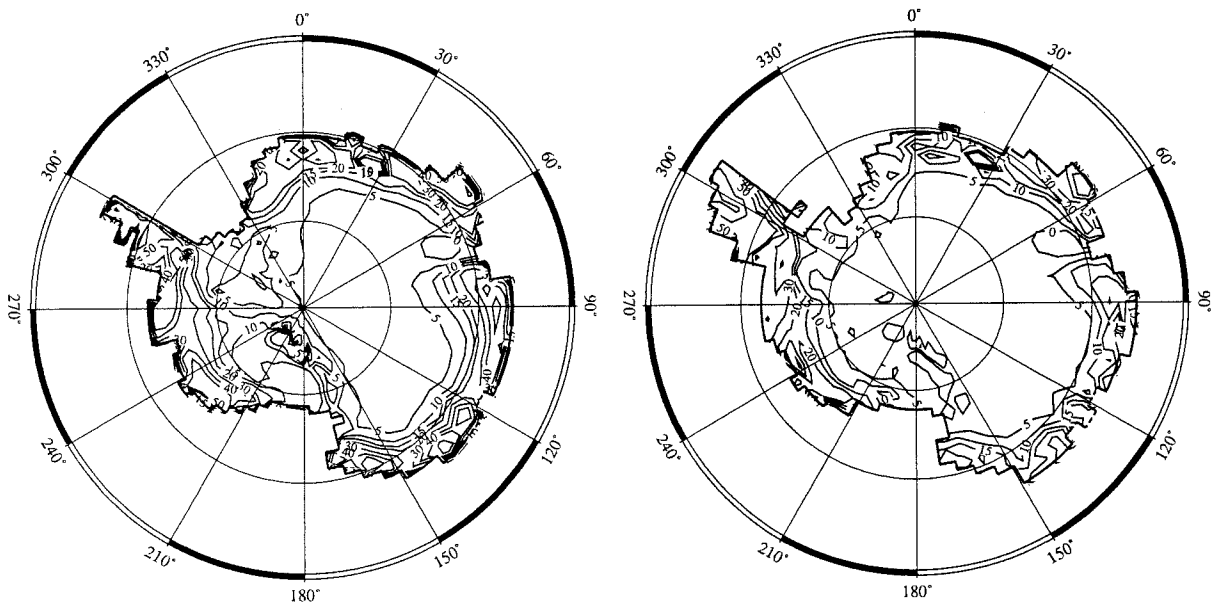


Figure 6.13: Simulated Antarctic surface mass balance b_m in cm w.e. yr^{-1} . Contour lines are 0, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 75, and $100 \text{ cm w.e. yr}^{-1}$. A: PD; B: LGM.

A problem is that the simulated evaporation rates are extremely high over mountainous areas. This leads to negative b_m in low precipitation regions with some orography, e.g. in the Lambert Glacier Basin. Unfortunately, the reason for these unrealistic evaporation rates has been found only after the simulations discussed in this paper had been run. The high evaporation is due to the fact that the LMDz GCM uses the combined surface and orographic roughness to calculate the turbulent latent and sensible heat transfer coefficients. The concept of orographic roughness has been introduced to represent the drag exerted by orographic features on the mean flow, but it should be restricted to the momentum transfer coefficients only [*Wood and Mason, 1993*]. Moreover, it is doubtful whether the concept of orographic roughness is applicable in a stably stratified boundary layer [*Mason, 1985*]. Preliminary tests have shown that not using the orographic roughness in the calculation of the turbulent heat transfer coefficients eliminates the unreasonably high evaporation rates in mountainous areas without changing the overall climate in a significant way.

Based on *Giovinetto and Bentley* [1985], *Frolich* [1992] suggests a continent-wide mean surface mass balance of 15.4 cm w.e. yr⁻¹. The LMDz GCM gives a value of 17.0 cm w.e. yr⁻¹, which is in good agreement with the observed value. The LGM continental mean is 10.4 cm yr⁻¹. This means a reduction of about 40% compared to the present-day value. Over the plateau, above 3000 m a.s.l., the respective simulated values are 3.5 cm w.e. yr⁻¹ and 2.0 cm w.e. yr⁻¹. This means again that the b_m is reduced by about 40%. This is in quite good agreement to the ice-core-inferred LGM accumulation rate at Vostok and Dome C, for which *Jouzel et al.* [1989] report a reduction of about 50% compared to today. For the Byrd ice core, *Hammer et al.* [1985] have inferred a 60% decrease, whereas the LMDz GCM suggests 50%. Thus, the model seems to simulate quite well the observed precipitation reduction. The slight underestimation of the reduction in the central parts of Antarctica may be linked to the fact that the simulated temperature decrease seems to be somewhat too weak.

The LGM/PD precipitation ratio is shown for the whole of Antarctica in figure 6.14. The Antarctic Peninsula is the only area where the simulated precipitation is higher for the LGM than for the present day. This may be due to the increased cyclonic activity in the Weddell seas, which was described above. This seems to be consistent with the fact that the LGM topography of the Peninsula is significantly higher than the present-day one. Unfortunately, we cannot check these findings against ice core data. On the other hand, the LGM Peninsula, with its higher topography, represents an even more serious obstacle to the large-scale flow, forcing air masses to stronger ascent than today. Hence, the change in topography alone also may be a reason for the higher precipitation rates. Note that this precipitation increase over the peninsula is also simulated by the higher-resolution GCMs participating in PMIP (see appendix A).

Both in the model and in reality [*Giovinetto and Bentley*, 1985], the Filchner and Ross Ice Shelves are very dry considering their altitude. During the LGM, the ice sheet was grounded where these two shelves are today, as during glacial conditions, the lowering of the sea level caused the shelf ice to touch the sea floor. The increased basal friction slowed down the flow, so that the surface altitude begins to increase. A positive precipitation / surface slope feedback may have increased the precipitation in the previous shelf areas, or at least partially balance the precipitation decrease caused by the lowering of the temperature as the surface altitude increases. Consequently, during the LGM, these areas were between 1000 and 2000 meters higher than today, as can be seen in figure 6.4. The LGM precipitation over the Filchner Ice Shelf is as high as today, and might thus be compatible with the high LGM altitude. Over the interior of the Ross Ice Shelf, the simulated precipitation is much lower for the LGM than for today, whereas the decrease is not very strong near the coast.

6.3.4.2 Relationship between precipitation and temperature

Following *Robin* [1977], one might expect lower precipitation rates during glacial periods simply from the fact that the saturation water vapour pressure p_s is essentially an exponential function of the temperature T . However, at least for Greenland, it was shown that when the climate changes, the behaviour of the precipitation rate does not depend only on the temperature increase or decrease, but it also is strongly influenced by modifications of the atmospheric circulation patterns [*Kapsner et al.*, 1995]. Figure 6.15 is a scatter diagram of the annual mean precipitation P versus the surface temperature T_s for the Antarctic

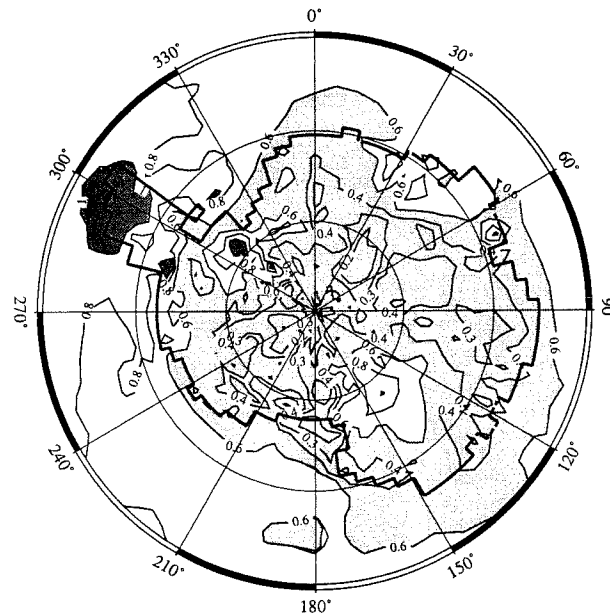


Figure 6.14: Simulated LGM/PD precipitation ratio. Contour lines are 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.6, 0.8, 1, and 1.5. Light shading below 0.6, heavy shading above 1.

grid points. As expected, the correlation between P and T_s is quite high for the individual climatic periods. The interesting feature is that this relationship does not change between the LGM and today. However, this is not too surprising, as the simulated cyclonic activity off the Antarctic coast does not exhibit dramatic changes (see section 6.3.3). Hence, the LMDz GCM suggests that the long-term precipitation change over Antarctica is almost entirely determined by the local variation of temperature. Circulation changes do not seem to have an important influence on the precipitation vs. temperature relationship. Again, it is interesting to note that all the GCMs participating in PMIP exhibit a similar behaviour in this respect (see appendix A).

On an intraannual basis, there is a similar link between the seasonalities of temperature change (see section 6.3.1.3) and precipitation reduction. The cooling is particularly intense in winter, and in a quite consistent way, the precipitation reduction is strongest in that season. However, it is worth noting that the precipitation seasonality itself does not show this kind of dependence on temperature: in central Antarctica, precipitation is actually minimum in summer at present [Bromwich, 1988; Genthon *et al.*, 1997].

6.3.5 Short-term variability of surface climate parameters

The present-day climate of the East Antarctica Plateau is marked by a high short-term variability of temperature and other surface climate parameters. This high-frequency variability reflects the intrusion of warm, moist maritime air masses into the centre of the continent. Hogan [1997] recently gave a synthesis of warm air advection to the South Polar Plateau, pointing out the importance of these events for the transport of water and chemi-

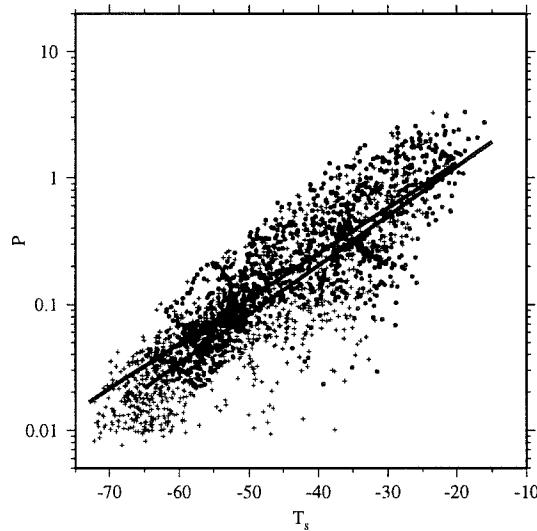


Figure 6.15: Scatter diagram of the annual mean precipitation (mm d^{-1}) as a function of the annual mean surface temperature ($^{\circ}\text{C}$) for the Antarctic grid points. Full circles: PD; crosses: LGM. Exponential regression lines are drawn for both simulations.

cal species such as maritime aerosols into the interior of Antarctica. For the interpretation of ice core records, it is thus of interest to what extent the relationship between the mean meteorological conditions and these particular events changes with climate itself.

Figure 6.16 displays the Fourier spectrum of the simulated and observed (AWS) daily surface pressure at Dome C for one year. For the present-day climate, this high frequency variability is slightly underestimated, but generally well captured by the LMDz GCM. One can see that the short-term variability at both climatic periods exhibits essentially the same structure. In the frequency range between 0.1 and 0.3 d^{-1} (a time scale typical for synoptic perturbations), the model simulates no significant change between the LGM and today. This is consistent with the relatively weak changes in the simulated cyclonic activity off the Antarctic coastline discussed in section 6.3.3. Note that, although only the surface pressure was shown in this section, the same conclusions are valid for other surface climate parameters such as, e.g., temperature and wind speed.

6.4 Greenland

6.4.1 Temperatures

6.4.1.1 Surface temperature

Figure 6.17 compares the present-day simulated annual mean surface air temperature T_{2m} to operational ECMWF analyses from 1985 to 1991 [Genthon and Braun, 1995]. The model exhibits a cold bias of about 4°C over central Greenland. This is mainly due to an underestimation of the winter temperatures.

The net surface cooling ΔT_s (i.e., without any altitude correction) at Summit is 20.7°C

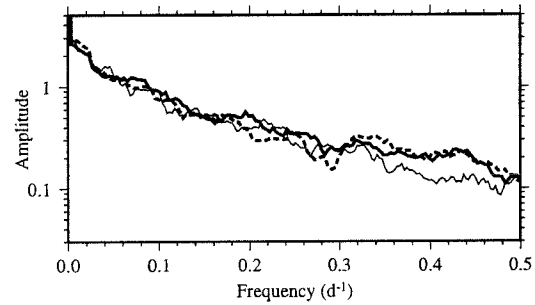


Figure 6.16: Fourier power spectrum of the simulated daily surface pressure at Dome C for one year. 10 point running average. Thin full line: AWS data; Thick full line: AA0; thick dashed line: AA21.



Figure 6.17: Present-day annual mean surface air temperature T_{2m} . A: ECMWF analyses; B: LMDz simulations.

in GL21PC, 17.1°C in GL21PW, and 14.1°C in GL21RC. The cooling is weaker in GL21PW than in GL21PC because GL21PW uses the warm *Weinelt et al.* [1996] sea surface conditions. The cooling is stronger in GL21PC and GL21PW because in these simulations, the Summit grid point is about 800 m higher than in GL21RC. As stated in section 6.2, glaciological evidence suggests that the maximum height of the Greenland ice sheet during the LGM was not significantly different from today. Thus, as for Antarctica, we analyse the potential temperature change $\Delta\Theta$ instead of the directly altitude-dependent temperature change ΔT . The potential surface air temperature change $\Delta\Theta_{2m}$ for the three LGM simulations is displayed in figure 6.18. Basically, the potential temperature change in Greenland exhibits the same behaviour as in Antarctica: in places where the ice sheet is much higher during the LGM than today (see figure 6.2), the potential temperature change $\Delta\Theta_{2m}$ is very weak. It is larger where the elevation change is weaker. Consequently, of the two LGM simulations using the *CLIMAP project members* [1981] LGM sea surface conditions, GL21RC is potentially cooler than GL21PC because its topography is lower. The difference is 4°C in the Summit area in Central Greenland.

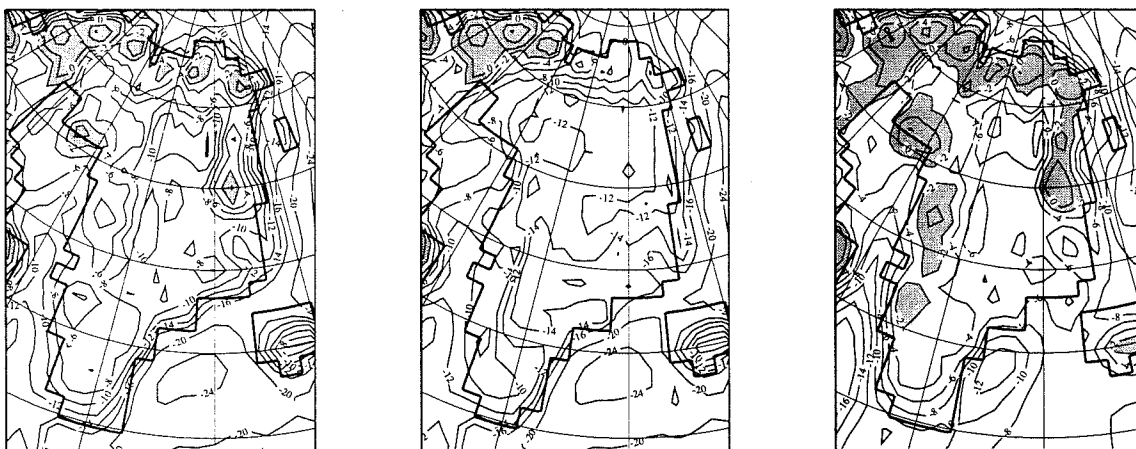


Figure 6.18: Simulated LGM-PD annual mean potential surface air temperature change $\Delta\Theta_{2m}$ in °C. A: GL21PC – GL0; B: GL21RC – GL0; C: GL21PW – GL0. Contour lines are –24, –20, –16, –14, –12, –10, –8, –6, –4, –2, 0, and 4°C. Regions where $\Delta\Theta_{2m}$ is above –2°C are shaded.

Borehole temperature measurements by *Cuffey et al.* [1995] and *Johnsen et al.* [1995] yield a LGM–PD surface temperature difference ΔT_s between 15 and 20°C at Summit, which has been approximately at the same altitude as today during the LGM [*Cuffey and Clow*, 1997]. Note that the simulated LGM–PD surface temperature change ΔT_s is stronger by a few °C than the surface air temperature change ΔT_{2m} because at colder conditions, $T_{2m} - T_s$ increases. However, the simulated surface temperature decrease still seems weak compared to the borehole measurements when the altitude dependence of the temperature change is (tentatively) removed by comparing the potential temperatures. The LMDz GCM does not simulate the impact of atmospheric dust loading on the radiative

transfer. Dust concentrations over Greenland have decreased by a factor of 100 since the LGM [Thompson, 1977]. Taking into account higher dust concentrations during the LGM might lead to decreased incident short-wave radiation and consequently to colder temperatures in the summer months [e.g., Harvey, 1988]. However, an increase of surface temperatures over ice sheets as a consequence of higher dust loading has also been reported [Overpeck *et al.*, 1996], so that the situation is not clear.

6.4.1.2 Surface inversion strength

Similarly to what has been shown for Antarctica (section 6.3.1.2), the T_{inv} vs. T_s relationship changes in Greenland between the LGM and today. Figure 6.19 shows the annual mean inversion strength as a function of the annual mean surface temperature for the four Greenland simulations. For clarity, the individual values are displayed only for the GL0 and GL21PC simulations, while only the quadratic regression lines are drawn for the two other LGM simulations. Quadratic regressions have been calculated instead of linear ones because at higher temperatures, the T_{inv} vs. T_s relationship is not linear. This is the signature of snow melt at lower grid points. In summer, the physical surface temperature cannot exceed 0°C , whereas the atmospheric temperatures can exceed this threshold considerably. Therefore, relatively strong surface inversions can exist in summer in the ablation area [Gallée and Duynkerke, 1997]. For lower temperatures, however, the simulated T_{inv} vs. T_s relationship is linear to a very good approximation. Note that even taking into account all Greenland ice sheet grid points, the linear coefficients r^2 (0.92 for GL0, 0.84 for GL21PC, 0.90 for GL21RC, and 0.83 for GL21PW) are quite high.

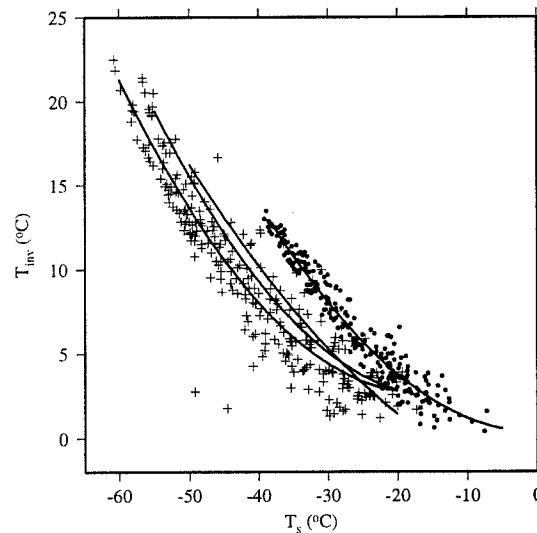


Figure 6.19: T_{inv} as a function of T_s (in $^\circ\text{C}$) for the Greenland ice sheet. Full circles: GL0; crosses: GL21PC. Quadratic regression lines are drawn for all four Greenland simulations.

The T_{inv} vs. T_s change is much clearer in Greenland than in Antarctica. This is because the atmospheric moisture does not change the same way in Greenland as in Antarctica. It was shown in section 6.3.4.2 that in Antarctica, the relationship between precipitation P

and surface temperature T_s did not change between the LGM and today. In Greenland, however, this relationship does change. As will be shown in section 6.4.2.2, the precipitation reduction in Greenland tends to be about twice as strong as one might expect from the temperature decrease alone. This means that at the same temperature, the simulated LGM atmosphere tends to be much drier than the simulated PD atmosphere over the Greenland ice sheet. Water vapour is a very important greenhouse gas. Consequently, in addition to the reduced CO_2 concentration, a second factor acts to increase the atmospheric long-wave transmissivity over Greenland.

Note that another reason for a weakened LGM inversion could be the following. The cooler LGM climate means that the same isothermal surface is lower during the LGM than today. As a consequence, it intersects the ice sheet surface at a lower latitude, i.e. nearer the coast, where the surface slope and thus the wind speed tend to be stronger. This means that at constant temperature, the turbulent surface fluxes tend to be stronger during the LGM than today, reducing the inversion strength. However, even in the Arctic Ocean, where there is no surface slope, the LGM inversion strength is weaker than today in a similar way as seen in Greenland or Antarctica, meaning that this effect is not the principal one.

The relative influence of the CO_2 and water vapour reduction on the change of the T_{inv} vs. T_s relationship can be tested in a standalone version of the radiative code of the GCM, similar to that used by *Li et al.* [1997]. When forced with present-day winter atmospheric profiles of temperature, humidity, and cloud properties (emissivity, optical thickness, etc.) as simulated for the higher parts of Antarctica, the downwelling long-wave radiative flux is of the order of 50 W m^{-2} . Setting the CO_2 concentration to the LGM value, but keeping the same temperature etc. profiles, this flux is decreased by about 1 W m^{-2} . On the other hand, with present-day CO_2 concentration and the same initial atmospheric profiles except for a halving of the atmospheric specific humidity, the simulated downwelling long-wave radiative flux is decreased by about 6 W m^{-2} . This illustrates why in Greenland, where the GCM simulates less atmospheric humidity during the LGM than today (at constant temperature), the T_{inv} vs. T_s relationship is changed quite significantly. Moreover, this demonstrates that even in the very dry winter atmosphere over the high parts of the ice sheets, the radiative effect of atmospheric humidity is very important.

As there is no significant change in the temperature-precipitation (and hence, atmospheric humidity) relationship in Antarctica (see section 6.3.4.2), the T_{inv} vs. T_s change is less pronounced in Antarctica than in Greenland. Similarly to what was seen in Antarctica, because of the much colder surface temperatures during the LGM and because of the negative correlation between T_{inv} and T_s , the inversion strength at a given location is almost systematically stronger in the glacial climate than today.

6.4.1.3 Annual cycle of the surface temperature change

Figure 6.20 displays the monthly mean cooling for all Greenland grid points situated presently above 2000 m altitude. Even more than in Antarctica, the cooling is particularly strong in winter in the two simulations using the *CLIMAP project members* [1981] LGM sea surface conditions (GL21PC and GL21RC). A similar, but much weaker seasonal cycle is simulated in GL21PW. The top-of-the-atmosphere energy balance over ice sheets is particularly negative during the winter months, whereas in summer, the presence of sun-

light leads to a less negative energy balance [Nakamura and Oort, 1988]. Consequently, in winter, the surface energy balance is more dependent on warm air advection through cyclonic perturbations than in summer. Particularly when the cold *CLIMAP project members* [1981] LGM sea surface conditions are used, the open ocean, an important energy source, is very far away from the coast of Greenland. The weakening of the influence of the cyclonic perturbations leads thus to a particularly strong cooling in winter (see also section 6.4.3).

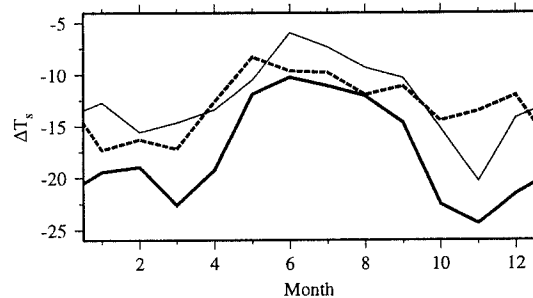


Figure 6.20: Monthly mean LGM-PD surface temperature difference (in °C). Thick line: GL21PC-GL0; thin line: GL21RC-GL0; dashed line: GL21PW-GL0.

6.4.2 Surface mass balance

6.4.2.1 Spatial distribution

Figure 6.21 displays the present-day observed [Friedmann *et al.*, 1995] accumulation and the simulated surface mass balance on the Greenland ice sheet. In the interior of the ice sheet, measured accumulation and surface mass balance are identical. However, on the edge of the ice sheet, this is not the case because of liquid precipitation and snow melt. Hence, the two maps cannot be compared in the ablation region, but only in the higher parts of the ice sheet. The model succeeds quite well in simulating the observed present-day accumulation. Features such as the secondary maxima near the west coast are captured by the model. However, the accumulation minimum is slightly misplaced and the accumulation rate is seriously overestimated along the south-eastern coast of Greenland. However, over the largest parts of Greenland, the accumulation is well simulated and the problem is localised. Note that this problem also exists in coarse-grid simulations and is not solved by increasing the spatial resolution.

The surface mass balances b_m for the three LGM simulations are displayed in figure 6.22. The basic structure of the LGM b_m resembles the PD b_m , with a maximum near the south-east coast of Greenland and naturally a minimum on the plateau areas. GL21RC shows a higher mass balance in the interior of Greenland than GL21PC and GL21PW due to warmer conditions linked to the lower and more realistic topography. It is obvious that the very low surface mass balances in GL21PC and GL21PW are inconsistent with the high *Peltier* [1994] Greenland LGM topography. The inconsistency is less marked in GL21RC, because the simulated b_m is higher and the initial topography is significantly lower. Nevertheless, even in GL21RC, the simulated mass balance might not be sufficient to maintain the Greenland ice sheet in a state close to the initial *Ritz et al.* [1997] topography.

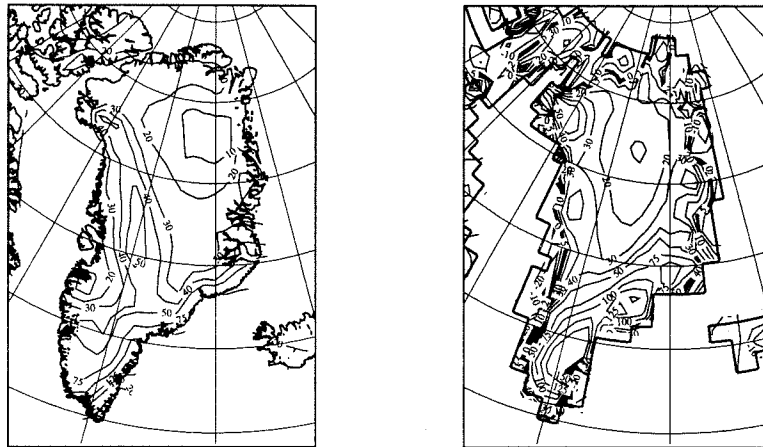


Figure 6.21: Left: Observed present-day annual mean accumulation (after *Friedmann et al.* [1995]); Right: simulated surface mass balance. Units: cm w.e. yr^{-1} . Contour lines are $-20, -10, 0, 10, 20, 30, 40, 50, 75, 100, 125, 150,$ and $200 \text{ cm w.e. yr}^{-1}$.

This could be tested by forcing an ice sheet model with the GCM output. High evaporation rates lead to ablation in some coastal regions of Greenland even during the LGM. This is due to the wrong surface roughness in the parameterization of the turbulent surface heat fluxes, as already discussed in section 6.3.4.

The present accumulation at Summit is about $21 \text{ cm water equivalent yr}^{-1}$ [*Dahl-Jensen et al.*, 1993]. *Cuffey and Clow* [1997] have reported a n LGM surface mass balance at that place between 5.5 and 7 cm yr^{-1} for the period between 15 and 30 kyr Bp., i.e. a reduction by a factor of 3 to 4. The present day simulated surface mass balance at Summit is 20.8 cm yr^{-1} , which is in very good agreement with the present-day observed value. The simulated LGM b_m is 2.1 cm yr^{-1} (GL21PC), 4.1 cm yr^{-1} (GL21RC), and 3.3 cm yr^{-1} (GL21PW), respectively. This corresponds to a reduction by a factor of about 5 for GL21RC, 6 for GL21PW, and 10 for GL21PC. Thus, all three simulations yield too much of a reduction in the surface mass balance at Summit, with GL21PC being clearly off, for the reasons discussed above. Quite probably, a simulation with the relatively low *Ritz et al.* [1997] Greenland topography and the warm *Weinelt et al.* [1996] North Atlantic LGM sea surface conditions would yield accumulation rates more in line with the inferred LGM data. However, this simulation would also very probably be warmer than the LGM simulations presented here, and thus be in contradiction to borehole thermometry.

In order to understand the reason for these low accumulation rates, it is useful to examine the simulated moisture fluxes. Figure 6.23 displays the vertically integrated, annual mean simulated moisture fluxes in the Northern hemisphere for the GL0 and GL21RC simulations. The patterns for the three LGM simulations are quite similar, so only the fluxes for GL21RC are shown. Because the moisture holding capacity of the atmosphere decreases rapidly with the temperature and thus with altitude, the vertically integrated fluxes are essentially determined by the lower- to mid-tropospheric atmospheric dynamics.

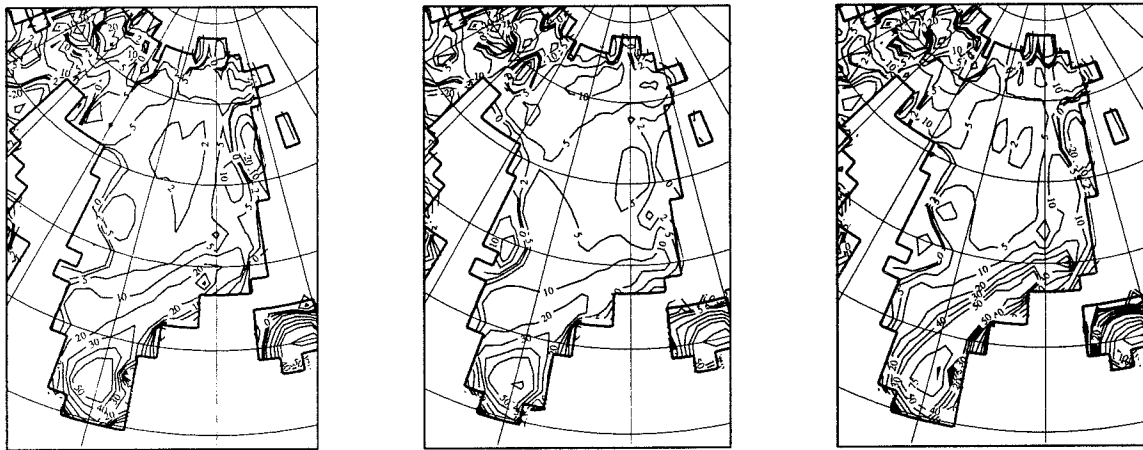


Figure 6.22: Simulated LGM surface mass balance. Left: GL21PC; Middle: GL21RC; Right: GL21PW. Contour lines are $-20, -10, 0, 10, 20, 30, 40, 50, 75, 100, 125, 150,$ and $200 \text{ cm w.e. yr}^{-1}$.

The present day fluxes are mostly directed towards NNE across the ice sheet. A clear influence of the Iceland Low can be seen in the south-eastern part, where the moisture is advected westwards along the northern edge of the low. This is consistent with the work of *Ohmura and Reeh* [1991], who analysed the 850-hPa circulation to explain the distribution of snowfall in Greenland. The direction of the LGM fluxes is clearly different. In North Greenland, the flux is northerly. Because of the cold conditions in the Arctic, this means that very little moisture can be advected towards the ice sheet. In the southern part, the flux is essentially south-westerly instead of more southerly for the modern climate.

In this respect, it is interesting to analyse the behaviour of the cyclonic disturbances. Figure 6.24 shows the system density in the Northern hemisphere, as simulated in the GL0, GL21RC and GL21PW runs. The behaviour of the depressions in GL21PC is quite similar to that in GL21RC, as the only difference between these both runs is the Greenland topography. Therefore, GL21PC is not shown. The present-day system density has a clear maximum at the place of the Iceland Low, or “Greenland Lee Low” [Scorer, 1988]. The Iceland Low is weakened in GL21RC. The most probable reason for this weakening seems to be the southward shift of the sea-ice edge in the *CLIMAP project members* [1981] reconstruction, which leads to decreased latent and sensible heat fluxes in the region, causing the frequency of cyclogenesis to decrease. In GL21PW, with its nearly ice-free North Atlantic, the Iceland Low is approximately as strong as in the present-day simulation.

During the LGM, there is an almost permanent cyclone in the Baffin Sea, most probably due to lee cyclogenesis downstream of the huge Laurentide ice sheet. It is stationary, as it cannot be advected over the Greenland ice sheet. Its influence is also visible in the simulated moisture fluxes (figure 6.23): it actually deflects further Arctic air, advected southward by the Laurentide glacial anticyclone, towards the Greenland ice sheet. The more northerly flux over Greenland is clearly due to the presence of this glacial anticyclone

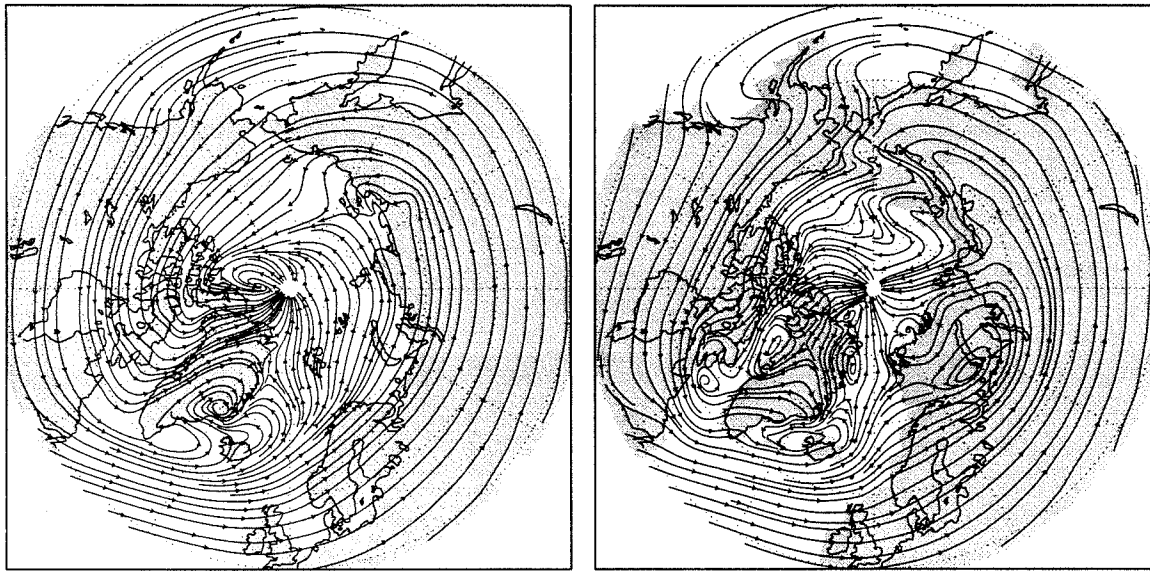


Figure 6.23: Vertically integrated annual mean moisture flux in the Northern hemisphere. A: GL0; B: GL21RC.

over the Laurentide ice sheet, as reported in many papers [e.g., *Williams et al.*, 1974; *Rind*, 1987].

6.4.2.2 Relationship between precipitation and temperature

As mentioned in section 6.3.4.2, it has been shown recently that the evolution of the accumulation rate over long time scales in central Greenland is clearly not only determined by temperature changes, but also by modifications of atmospheric circulation patterns [*Kapsner et al.*, 1995]. That study has examined the temporal relationship between accumulation and temperature at a given location. The GCM allows us to study the spatial relationship between accumulation (or precipitation) and temperature changes. Figure 6.25 displays the ratio of LGM to PD precipitation in Greenland as a function of the temperature change for each Greenland grid point of the model. For clarity, only the individual values for the GL0 and GL21PC simulations are drawn. The two other LGM simulations yield the same result as GL21PC, as can be seen by comparing the exponential regressions which are drawn for all four Greenland simulations. Although there is a considerable amount of scatter, a tendency for lower LGM precipitations at constant temperature is obvious. The precipitation reduction tends to be about twice as strong as one might expect from the surface cooling alone.

It is interesting to note that the LGM relationships are very close to each other. This means that neither the Greenland topography itself nor the North Atlantic sea surface conditions seem to determine this relationship. The intense glacial anticyclone over the Laurentide ice sheet seems to exert an overwhelming influence of the atmospheric circulation over Greenland, at least in this respect.

On a seasonal basis, there is again a quite strong link between the temperature change

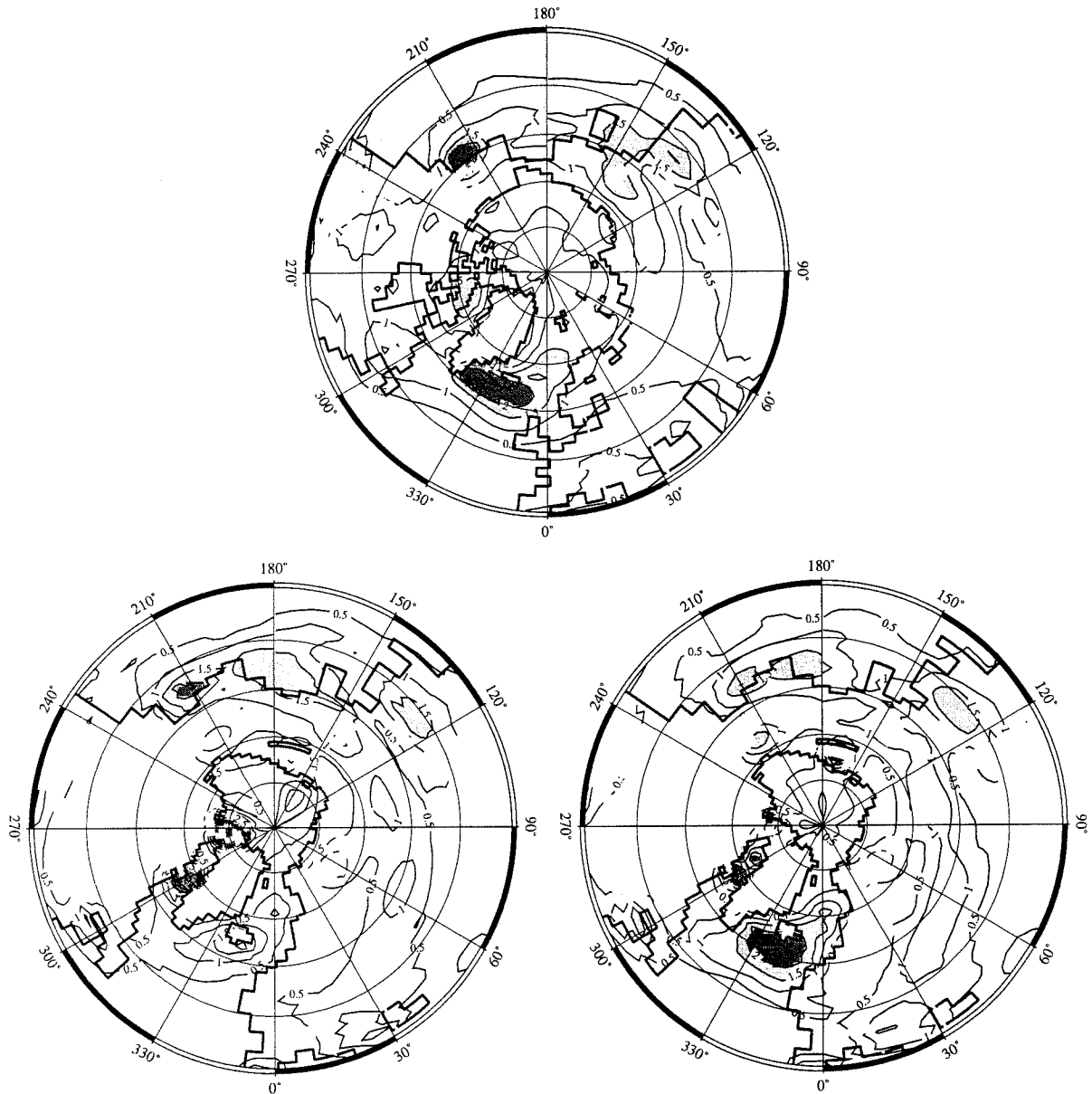


Figure 6.24: Simulated annual mean cyclonic system density in the Northern hemisphere in 10^{-3} systems (degree latitude) $^{-2}$. No data are displayed above 1000 m altitude. Top: GL0. Bottom left: GL21RC; Bottom right: GL21PW. Light shading above 1.5, dark shading above $2 \cdot 10^{-3}$ systems (degree latitude) $^{-2}$ day $^{-1}$.

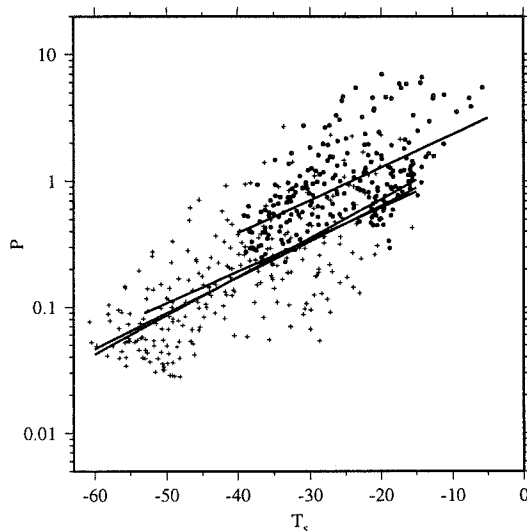


Figure 6.25: Scatter diagram of the annual mean precipitation (mm d^{-1}) as a function of the annual mean surface temperature ($^{\circ}\text{C}$) for the Greenland grid points. Full circles: GL0; crosses: GL21PC. Exponential regression lines are drawn for all four Greenland simulations.

and the precipitation reduction. Both are quite strong in winter, especially in the GL21PC and GL21PW simulations. The common reason is the reduced influence of the cyclonic perturbations during that season (see section 6.4.1.3). In other words, the seasonality of the cooling is not the (principal) reason for the seasonality of the precipitation reduction.

6.4.3 Short-term variability of surface climate parameters

Figure 6.26 displays the Fourier spectrum of the simulated and observed (AWS) daily surface pressure at Summit for one year. The values for GL21PC and GL21PW are very similar to those of GL21RC and are not shown. The model is quite successful in simulating the observed short-term variability, although there are some discrepancies in the frequency ranges above $(10 \text{ d})^{-1}$ and around $(3 \text{ d})^{-1}$. The LGM simulations show clear reduction of the short-term variability of the surface pressure. This is due to the weakened influence of synoptic systems, particularly in winter.

Figure 6.27 displays daily simulated surface wind speeds at Summit for the GL0 and GL21RC simulations. The “background” wind speed is very similar in both simulations, with a value of about 2 m s^{-1} in summer and somewhat higher in winter. One can see that during the LGM, the winter short-term variability is reduced compared to today. This can have an influence on the surface snow metamorphism and thus have consequences for the interpretation of the air content of the ice as a proxy for paleo-surface pressures, as discussed in chapter 8 and in *Martinerie et al.* [1994]. Note that due to the fact that LMDz does not simulate snow metamorphism, it does not simulate any feedback of modified snow thermal properties on climate.⁹

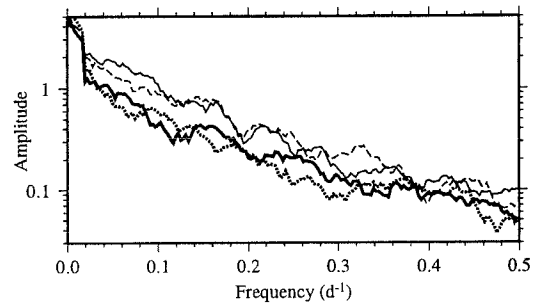


Figure 6.26: Fourier power spectrum of the simulated daily surface pressure at Summit for one year. 10 point running average. Thin full line: AWS data; Thin dashed line: GL0; thick full line: GL21RC; thick dotted line: GL21PW.

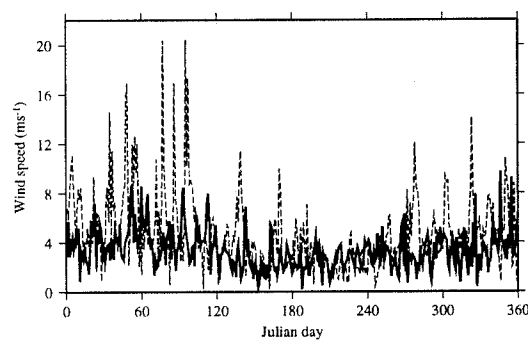


Figure 6.27: Simulated daily values of the surface wind speed at Summit for one model year. Thin dashed line: GL0; thick full line: GL21RC. Note the high winter variability in GL0 and the relatively calm weather in GL21RC.

6.5 Summary and Conclusions

We have performed simulations of the Last Glacial Maximum climate with a quite high spatial resolution over Greenland and Antarctica. These LGM simulations were performed using *CLIMAP project members* [1981] sea surface boundary conditions and the *Peltier* [1994] paleo-topography. For Greenland, two additional LGM simulations have been carried out to assess the sensitivity of the simulated LGM climate to uncertainties in the reconstructions of the ice sheet paleo-topography and of the North Atlantic sea surface conditions.

Several findings are common to all four LGM simulations:

- The LGM cooling is stronger in winter than in summer. This is probably due to the fact that in winter, the energy balance of the atmosphere over the ice sheets depends particularly strongly on warm air and moisture advection from the lower latitudes. During glacial conditions, open ocean, an important energy source, is further away from the coast and less energy can thus be advected. During summer, the solar radiative flux induces a less negative radiative balance and thus a less pronounced dependency on energy advection. The winter cooling is weaker in GL21PW, as in this simulation, the LGM North Atlantic winter sea ice cover is considerably reduced compared to the other two Greenland LGM simulations.
- The reduced LGM greenhouse gas concentrations induce a weakening of the surface temperature inversion (at constant temperature). This effect is increased over Greenland by the fact that the simulated atmospheric moisture content (at constant temperature) is decreased during the LGM, even in the GL21PW simulation.
- The potential temperature change $\Delta\Theta$ tends to depend on the altitude change Δh : the larger the prescribed LGM – PD altitude change, the weaker the LGM – PD cooling. This means that it is not straightforward to identify the pure climatic temperature change signal in the simulations.
- During the LGM, there seems to be no increase of frequency and/or intensity of storms in the interior of the ice sheets, although one might expect a more vigorous atmospheric circulation during the LGM. The high-frequency variability of surface climate parameters is even reduced in Greenland when *CLIMAP project members* [1981] sea surface conditions are used.

For the LGM in Antarctica, in particular, the model suggests the following conclusions:

- The cyclonic activity off the East Antarctic coast is decreased, probably due to the extended year-round sea-ice cover. In West Antarctica, the reduction is weak, and there is even an increase of lee cyclogenesis in the Weddell sea.
- There is no increase of the intensity of the katabatic circulation in East Antarctica. This seems to be linked to a relative weakening of the surface inversion strength during the LGM and to a decrease of the thermal land-sea contrast. It may also be a consequence of the reduced cyclonic activity off the East Antarctic coast, as synoptic forcing is an important factor in the onset of katabatic wind events [*Pettré et al.*, 1993].

- The simulated temperature reduction seems to be a few °C weaker than what is suggested from ice core analysis at Dome C and Vostok. At Byrd, the cooling seems to be well in line with the glaciological data, but the strong prescribed altitude change at this site makes the interpretation difficult.
- The reduction of precipitation is generally what one might expect following the simple water vapour holding capacity argument [Robin, 1977], and this seems to be confirmed by ice core studies [Jouzel *et al.*, 1989]. The precipitation is actually increased over the Antarctic Peninsula, probably due to the higher LGM topography.
- The Peltier [1994] paleo-topography is relatively noisy near the pole and induces a somewhat noisy surface circulation.

For the Greenland simulations, the model suggests the following conclusions:

- The simulated reduction of precipitation tends to be twice as strong as one would expect from the temperature reduction alone, using the moisture holding capacity argument. This is due to the Laurentide glacial anticyclone which induces more northerly atmospheric flow over Greenland.
- The simulated cooling at Summit is significantly lower than the $\approx 20^\circ\text{C}$ suggested by borehole thermometry. The net surface cooling is 14.1°C in GL21RC, in which the prescribed LGM altitude of Summit is close to the present-day value. The interpretation is quite difficult in the GL21PC and GL21PW runs because of important (and unrealistic) altitude changes.
- The Baffin sea cyclone is quite pronounced during the LGM, probably because of the orographic influence of the Laurentide ice sheet.
- When *CLIMAP project members* [1981] sea surface conditions are used, the Iceland cyclone is weakened. This is not the case when the warmer *Weinelt et al.* [1996] sea surface conditions are prescribed.
- One of the consequences of the weakening of the North Atlantic cyclonic activity when using the *CLIMAP project members* [1981] sea surface conditions is a strong reduction of the short-term variability of many surface climate parameters during the winter months.

To our knowledge, this is the first study that examines in detail GCM simulations of the LGM surface climate over Greenland and Antarctica. Thanks to the stretched-grid approach, it was possible to perform the simulations with quite high spatial resolution at a reasonable computational price. The informations drawn from these simulations can be useful for the interpretation of ice core records, e.g. isotope signals (see chapter 7) and air content (see chapter 8).

Due to the high spatial resolution, these simulations can help assess the representativity of the pinpoint ice core record for larger-scale (i.e. continent-wide) climatic change. For example, the model suggests a quite high spatial variability of the potential temperature change signal, although this is at least partially induced by altitude changes.

However, one has to bear in mind that the imposed boundary conditions are a quite important source of uncertainties for the Greenland, and probably also for the Antarctic, simulations.

6.6 Résumé

Nous avons utilisé LMDz pour des simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire au Groenland et en Antarctique. La résolution spatiale atteinte au centre des calottes est de 100 km. Cette résolution nous permet d'analyser la variabilité spatiale des signaux de changements climatiques en surface. Elle nous permet donc de nous tourner vers la question de savoir si les données paléoclimatiques obtenues des quelques carottages profonds peuvent être considérés représentatifs pour les changements climatiques à l'échelle régionale. Ce travail analyse surtout les paramètres du climat de surface car ceux-ci peuvent être validés contre les —rares— données obtenues par l'analyse de la glace des carottages profonds.

A cause des concentrations plus faibles des gaz à effet de serre, la relation entre température de surface et intensité de l'inversion change. La dépendance de la capacité de l'air de rétention d'humidité atmosphérique de la température ne peut pas expliquer à elle seule la forte réduction des précipitations au centre du Groenland ; des changements de la circulation atmosphérique jouent aussi un rôle important. Des changements de la variabilité à haute fréquence de la précipitation, de la pression et de la température sont analysés et des conséquences possibles pour l'interprétation des archives glaciaires sont discutés. En utilisant un schéma objectif de suivi des cyclones, l'importance de changements de la dynamique atmosphérique au large des côtes des calottes de glace, en particulier pour la variabilité météorologique à court terme, a été illustrée.

L'importance du choix des paléo-topographies a été illustrée pour le Groenland, où deux topographies différentes ont été utilisées, ce qui fournit des résultats qui se distinguent assez fortement dans certains aspects non triviaux. Ceci veut dire que la paléo-topographie est une source importante d'incertitude pour le paléoclimat modélisé. La sensibilité du climat glaciaire du Groenland aux conditions de surface de l'océan prescrites a été examinée en utilisant deux jeux de données différents pour l'Atlantique Nord au DMG.

Chapitre 7

Analyse d'influences locales sur les signaux isotopiques dans les carottes de glace

Un problème important de la paléoclimatologie du quaternaire est le conflit apparent entre les deux principales méthodes de reconstruction des températures de surface sur les calottes de glace. La première, et plus ancienne, méthode est l'analyse des isotopes de l'oxygène et de l'hydrogène de la glace. Elle est basée sur l'observation que les rapports isotopiques de la neige en surface sont très bien corrélés à la température de surface locale. Ceci est dû au fractionnement isotopique lors des changements de phase de l'eau. Ainsi, les proportions relatives de $^1\text{H}_2^{16}\text{O}$, $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$, et $^1\text{H}^2\text{H}^{16}\text{O}$ sont en partie déterminées par la température du nuage au moment où la condensation/évaporation a lieu.

La deuxième méthode consiste à mesurer directement les températures (“thermométrie”) dans le trou de forage. Le signal obtenu est le résultat du processus de diffusion de la chaleur dans la glace. Théoriquement, la température initiale de la glace, c'est à dire, la température à laquelle elle était soumise au moment où elle se trouvait près de la surface, peut être retrouvée à l'aide de modèles inverses.

Au centre du Groenland, ces deux méthodes ne donnent pas les mêmes estimations de température moyenne au DMG. La thermométrie suggère un changement de température de l'ordre de 20°C entre le DMG et aujourd'hui, tandis que la méthode isotopique suggère une différence de l'ordre de 10°C .

Le talon d'Achille de la méthode isotopique tient au fait qu'elle suppose que la relation entre le signal isotopique et la température de surface moyenne annuelle, observée dans la neige aujourd'hui, tient aussi pour d'autres périodes climatiques. Ceci n'est pas prouvé. Dans le travail rapporté ci-dessous¹, nous avons examiné l'influence de changements de quelques paramètres du climat de surface sur cette relation.

¹Ce chapitre est une reprise de l'article “GCM analysis of local influences on ice core δ signals” [Krinner et al., 1997a], paru dans les *Geophysical Research Letters*. Ce chapitre est en anglais, mais il ne s'agit néanmoins pas simplement d'un verbatim de l'article. Nous avons ajouté, en particulier, une analyse de propriétés globales du diagnostic introduit. En plus, le nombre de pages des lettres publiés dans les *Geophysical Research Letters* est limité à quatre, ce qui oblige les auteurs à un style extrêmement dense. Nous avons donc légèrement “dilué” le texte dans l'espoir de rendre la lecture plus aisée.

Nous introduisons un diagnostic simple dans le MCG, la température atmosphérique pondérée par la quantité de précipitation. Cette température représente en effet la partie “distante” du signal isotopique δ (la partie “non locale”, par contre, comprend les conditions météorologiques lors de l'évaporation ainsi que les conditions lors du transport de l'humidité depuis les régions source jusque sur la calotte même). Ainsi, il est possible d'étudier l'influence de changements de différents paramètres du climat de surface (par exemple, la saisonnalité de la précipitation) sur la relation entre le signal isotopique et la température de surface moyenne annuelle, dont on suppose qu'elle reste inchangée lors de changements climatiques.

7.1 Introduction

The linear relationship between annual values of the deuterium or ^{18}O concentrations in polar snow and annual mean temperature at the precipitation site, extremely well obeyed over Greenland [Johnsen *et al.*, 1989] and Antarctica [Lorius and Merlivat, 1977], has long been used to reconstruct paleotemperatures from polar ice cores. This approach in which the present-day spatial isotope vs. surface temperature relationship $\delta = aT_s + b$ defined over a certain region (the isotopic concentrations are expressed in permil units with respect to SMOW, Standard Mean Ocean Water, as δD and $\delta^{18}\text{O}$ and hereafter δ stands for either δD or $\delta^{18}\text{O}$ and T_s for the surface temperature) is assumed to hold in time throughout the region, is now being challenged, particularly for Greenland. Independent long term (glacial—interglacial) estimates of temporal slopes in central Greenland deduced from borehole paleothermometry [Cuffey *et al.*, 1995; Johnsen *et al.*, 1995] and from measurements of the elemental [Schwander *et al.*, 1997] or isotopic [Severinghaus *et al.*, submitted] composition of the air trapped in air bubbles appear consistently lower than the observed present-day spatial slopes. As a result, it is now widely accepted that the Modern - Last Glacial Maximum (LGM, 21 kyr ago) cooling exceeded 20°C in central Greenland rather than $\approx 10^\circ\text{C}$ as previously thought. Moreover, at Vostok (central Antarctica), borehole thermometry [Salamatin *et al.*, 1997] seems to suggest an LGM cooling of 15°C instead of 10°C as inferred from the deuterium profile [Jouzel *et al.*, 1987a]. However, it has been shown recently that because of the low precipitation rates at Vostok, the temperature signal has been strongly diffused. Consequently, the uncertainties of these borehole thermometry results are such that these results do not contradict the paleotemperatures derived from the deuterium profile [Rommelaere, 1997].

In a recent review article, Jouzel *et al.* [1997] examined, through isotope modeling, the validity of using the measured water isotope composition of ice cores to reconstruct paleotemperatures. These authors discussed the use of both simple Rayleigh-type models and general circulation models (GCM) fitted with special water isotope diagnostics to examine the various factors possibly influencing the temporal δ vs. T_s relationship.

Broadly speaking, this includes the origin, seasonality and intermittency of precipitation as well as the microphysical mechanisms leading to their formation and the difference between cloud and surface temperatures. Isotopic GCMs are particularly useful because they allow, through simulations of different climatic periods, a direct comparison between spatial and temporal δ vs. T_s relationships. Most, though not all, results obtained with such complex isotope models support the practice of interpreting ice core isotope records

in terms of local temperature changes but those models have not yet been used to evaluate the relative influences of the different factors mentioned above taken individually. This has been done using simple Rayleigh models. For example, *Boyle* [1997] recently showed that the assumption that LGM tropical ocean temperatures were 5°C cooler than they are at present leads to an apparent $\delta^{18}\text{O}$ vs. T_s temporal slope close to that derived from borehole paleothermometry in Greenland. *Fawcett et al.* [1997] followed a different, and somewhat intermediate, approach based on the seasonal patterns of temperature and precipitation produced in AGCMs experiments (without the water isotope cycles being implemented). Assuming that colder temperatures produce lighter isotopes, these authors found that changes in seasonality would have a large effect on the isotopic thermometer.

In this chapter, we adopt a similar approach aiming to extract information relevant to the δ vs. T_s temporal slope directly from AGCMs experiments. To this aim, we use an AGCM (atmospheric general circulation model) into which we introduce a diagnostic allowing for the calculation of the weighted precipitation temperature, which is expected to be more closely related to the mean isotopic content of the precipitation than the annual surface temperature since it is the cloud temperature during the precipitation event which governs the isotopic content of this precipitation. In this way we provide a test of the influence on the δ vs. T_s relationship of changes in the seasonality and intermittency of snow precipitation as well as in the difference between cloud and surface temperatures.

We will introduce some additional diagnostic variables. A list of these variables is given in a notation table at the end of this chapter.

7.2 Methodology

The simulations analysed here are the same as those described in chapter 6. The simulations, especially the 3-year Greenland LGM simulations, are quite short. However, this does not seem to be a problem in the present context, because the results discussed here are also valid for each single year of the simulation. In other words, the model is in steady state, and longer simulations would very probably not yield different results. Note that sea surface conditions are prescribed in the model, so that the model spinup is only of the order of a few months.

For every grid point, we calculated the *precipitation temperature*

$$T_{pr} = \frac{\int \sum_k (T(k,t)pr(k,t)) dt}{\int \sum_k (pr(k,t)) dt} \quad (7.1)$$

where $T(k,t)$ is the instantaneous temperature at the model layer k and $pr(k,t)$ is the instantaneous rate of precipitation (in mm/day) originating from that level. The temporal integration is carried out at each time step over the whole duration of the model run. T_{pr} is thus the precipitation-weighted temperature of the model layers where the precipitation forms, and as such, it represents the local component of the water isotope signal δ . For the sake of simplicity, in calculating T_{pr} , we do not take into account the process of reevaporation of rainfall when going through unsaturated atmospheric layers, although doing so would not be very difficult as this process is represented in the GCM. It may be important in subtropical and tropical regions, but not in the polar regions which we are interested in. Even so, T_{pr} seems to be reasonable even in tropical regions, as discussed in section 7.3.

Classically, the δ thermometer is set up by regressing the present-day precipitation (oxygen or hydrogen) isotope ratio against the measured surface temperature T_s , both in time (seasonal cycle) and in space. This yields an affine global relationship $\delta = aT_s + b$ both for $\delta^{18}\text{O}$ and for δD with correlation coefficients close to 0.9 [Lorius and Merlivat, 1977; Johnsen et al., 1989].

We can proceed in an analogous way by regressing T_{pr} against T_s for each ice sheet. The relationships obtained for the present-day and for the LGM can then be compared and the present-day T_s vs. T_{pr} regression can be applied to the simulated LGM precipitation temperature T_{pr} , yielding a precipitation-temperature deduced surface temperature $\tilde{T}_s(T_{pr})$, which has to be compared to the simulated surface paleo-temperature. It is then possible to identify geographical features influencing the precipitation temperature signal. If the regression between T_s and T_{pr} , calculated for the present-day model runs, still holds for the LGM model runs, then $\tilde{T}_s(T_{pr})$ will be close to the simulated surface temperature T_s . Note that this is analogous to using the present-day δ -temperature regression to deduce paleo-surface temperatures from the isotopic signal drawn from the ice cores. Table 7.1 compares the individual steps of this approach to the experimental procedure. The analogy between these two approaches is obvious.

Step	Model	Experimental procedure
1	Calculate T_{pr} for the PD simulation	Measure δ in PD snow
2	Establish spatial PD regression: T_{pr} vs. T_s	Establish spatial PD regression: δ vs. T_s
3	Calculate T_{pr} for the LGM simulation	Measure LGM δ signal in ice core
4	Estimate LGM $\tilde{T}_s(T_{pr})$ using PD regression (step 2)	Estimate LGM $\tilde{T}_s(\delta)$ using PD regression (step 2)
5	Compare simulated LGM T_s and estimated $\tilde{T}_s(T_{pr})$	Compare borehole temperatures and $\tilde{T}_s(\delta)$

Table 7.1: Different steps of the modeling and experimental approach.

We can then address the following questions:

- How does the climate change between the LGM and present-day influence the (local or global) relationship between δ and the surface temperature?
- Can the apparent discrepancy between the oxygen isotope temperature reconstructions and the borehole temperature measurements at Summit be explained by these changes?
- If so, what is the relative importance of the changes in inversion strength, precipitation seasonality etc.?
- Are the simulated changes in the relationship between T_{pr} and T_s similar for Antarctica and Greenland?

Before addressing these points, however, it might be useful to examine some global properties of T_{pr} .

7.3 Global properties of the “precipitation temperature”

We want to use T_{pr} as a proxy of the local part of the δ signal. It is therefore interesting to compare the simulated global distribution of T_{pr} (figure 7.1) to the observed values of δ (figure 7.2, given by *Jouzel et al.* [1987b]).

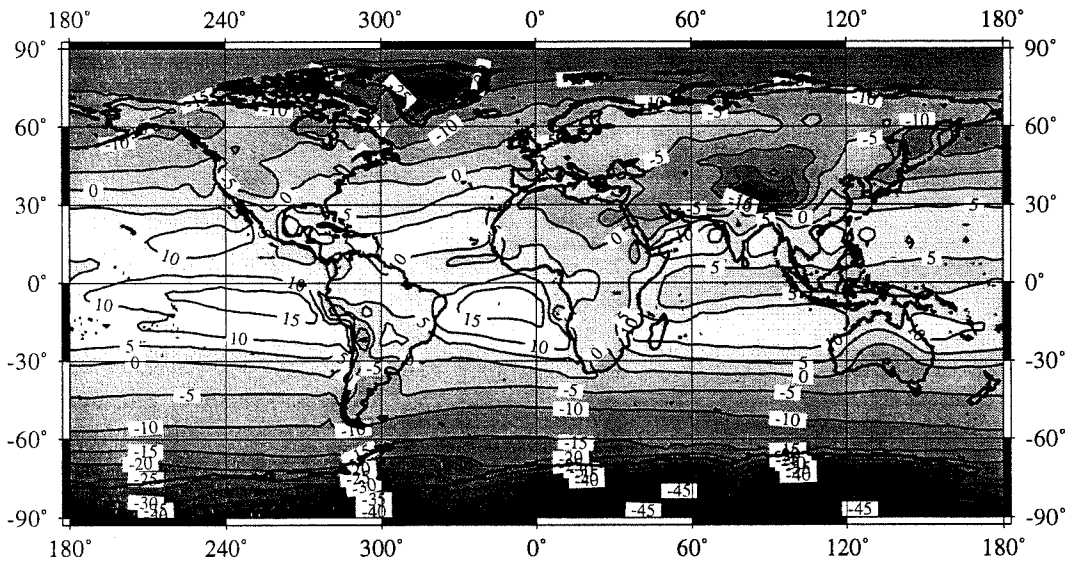


Figure 7.1: Simulated T_{pr} for the the 5 years of GL0. For AA0, the global distribution of T_{pr} is very similar.

Besides the unsurprising fact that the very-large-scale structures are similar (i.e., both maps actually bear close resemblance to global temperature maps), there are interesting similarities in some details. Both distributions actually display quite low values in the intertropical convergence zone (ITCZ), particularly in the Indonesian region. These are due to the fact that in the ITCZ, the precipitation forms in quite high levels of the troposphere as a consequence of intense convection. These levels are quite cold, and thus, both the δ and T_{pr} values are lower than in subtropical regions.

The maxima both of δ and T_{pr} are located in subtropical oceanic regions, west of Africa and America, where precipitation is relatively scarce. In these regions, precipitation is predominantly generated by large-scale, lower-level clouds. The precipitation thus forms in relatively warm atmospheric layers, and this is reflected in the high values of δ and T_{pr} . It is possible that additional resemblances on finer scales would be visible if the observational data coverage was better (the zonal extrapolations carried out in the regions where data are missing are clearly visible in figure 7.2).

Figure 7.3 displays the annual mean simulated difference between the precipitation

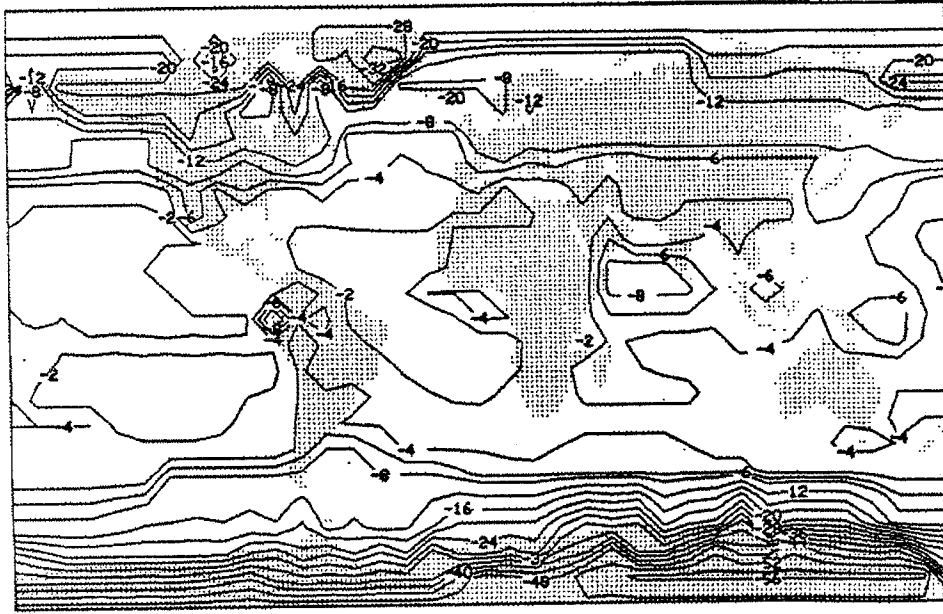


Figure 7.2: Observed annual mean $\delta^{18}\text{O}$ (adapted from *Jouzel et al.* [1987b]).

temperature T_{pr} and the surface temperature T_s , $\Delta T = T_{pr} - T_s$. ΔT is positive in the polar regions. This is a consequence of the frequent surface inversion and of the fact that precipitation generally takes place after intrusions of relatively warm and moist air into the polar regions (see section 4.5). ΔT is very low in the ITCZ, especially over the Indonesian region, and relatively high over subtropical dry oceanic regions to the west of Africa and America, which is consistent with the discussion above.

Because of the close resemblance of the global T_{pr} and δ maps, the precipitation temperature T_{pr} seems to be a powerful diagnostic variable to examine local influences on the δ signal. Moreover, due to its simplicity, its implementation into the model is straightforward (about 10 lines of FORTRAN code). The additional numerical cost of running the GCM with this diagnostic is negligible.

7.4 Results

The T_s vs. T_{pr} relationships for the different model runs are listed in table 7.2 and displayed in figure 7.4. Note that the two present-day regressions are sufficiently close to be considered as identical and that the correlation coefficients are quite high and close to the observed correlation coefficients between δ and T_s .

The T_s vs. T_{pr} relationship for the LGM in Antarctica is quite close to the present-day ones in the pertinent surface temperature range around -60°C (corresponding approximately to the LGM surface temperature at the Vostok and Dome C ice core drilling sites): the present-day and LGM regressions yield temperatures which differ from each other only by about 2°C (see figure 7.4). The sign of the change is such that for the same precipitation temperature T_{pr} , the LGM surface temperature tends to be slightly underestimated when using the present-day regression.

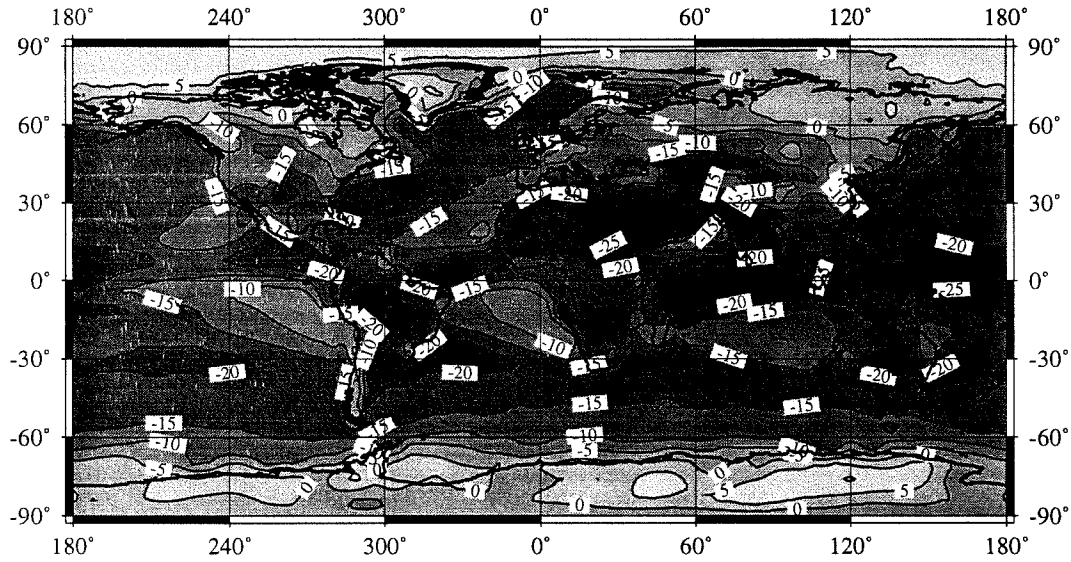


Figure 7.3: Simulated difference between the precipitation temperature T_{pr} and the surface temperature T_s (in $^{\circ}\text{C}$).

run	relationship	r^2
AA0	$T_s = 1.65 T_{pr} + 17.0$	0.90
GL0	$T_s = 1.63 T_{pr} + 17.8$	0.85
AA21	$T_s = 1.82 T_{pr} + 27.4$	0.88
GL21RC	$T_s = 4.90 T_{pr} + 119.2$	0.24
GL21PC	$T_s = 3.82 T_{pr} + 98.4$	0.37
GL21PW	$T_s = 3.31 T_{pr} + 82.8$	0.37

Table 7.2: Relationship between T_s and T_{pr} (in $^{\circ}\text{C}$) for the different ice sheets and model runs.

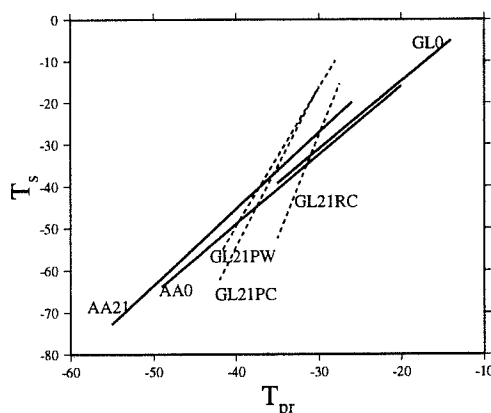


Figure 7.4: The surface temperature T_s as a function of the precipitation temperature T_{pr} (in $^{\circ}\text{C}$) for the different ice sheets and model runs. In the GL0, GL21PC, GL21RC, and GL21PW runs, the Greenland ice sheet is represented by about 250 grid points. The Antarctic ice sheet is represented by about 1300 grid points in the AA0 and AA21 runs. The regression lines for the Greenland LGM runs are dashed, as the regressions are meaningless because of low correlation coefficients.

Figure 7.5a displays the present-day $\Delta_{pr} = \tilde{T}_s(T_{pr}) - T_s$, i.e., the difference between the surface temperature estimate obtained from the present-day precipitation temperature by using the present-day regression of T_s against T_{pr} over Antarctica and the simulated present-day surface temperature. Figure 7.5b displays the same difference for the LGM simulation, using again the present-day regression. As the T_s vs. T_{pr} regression used here was calculated for the present-day climate, it is not surprising that over large parts of Antarctica, Δ_{pr} is close to zero in figure 7.5a. However, the regression breaks down over mountainous areas, the Lambert Glacier and over the shelves, which are subject to different precipitation regimes from those of the large plateau area. This is not a problem, because the deep ice cores are not drilled in these regions. An obvious feature of figure 7.5b is the high level of small-scale noise especially near the pole. This is very probably due to the unphysically noisy *Peltier* [1994] LGM topography. Still, one can see that using the present-day regression for estimating the LGM surface temperature generally yields an estimation which is relatively close to the simulated surface temperature, even if in the largest part in East Antarctica, the surface temperature estimation based on the precipitation temperature tends to be somewhat lower than the surface temperature (i.e., Δ_{pr} is slightly negative). However, the signal is not spatially homogeneous over the East Antarctic Plateau area.

For Greenland LGM simulations, the T_s vs. T_{pr} relationship breaks down, as can be seen from the low correlation coefficients in table 7.2. This means that the model suggests that T_{pr} becomes useless for estimating paleo-surface temperatures: in all three Greenland LGM simulations, the local part of the isotopic signal is essentially not correlated to the temperature. The figures 7.6a-d display the error Δ_{pr} for the different Greenland simulations. For the present-day climate, the error is close to zero along a North-South axis going through the center of the ice sheet in the Summit area; west of this axis, $\tilde{T}_s(T_{pr})$ overestimates slightly the surface temperature, whereas to the east, the surface

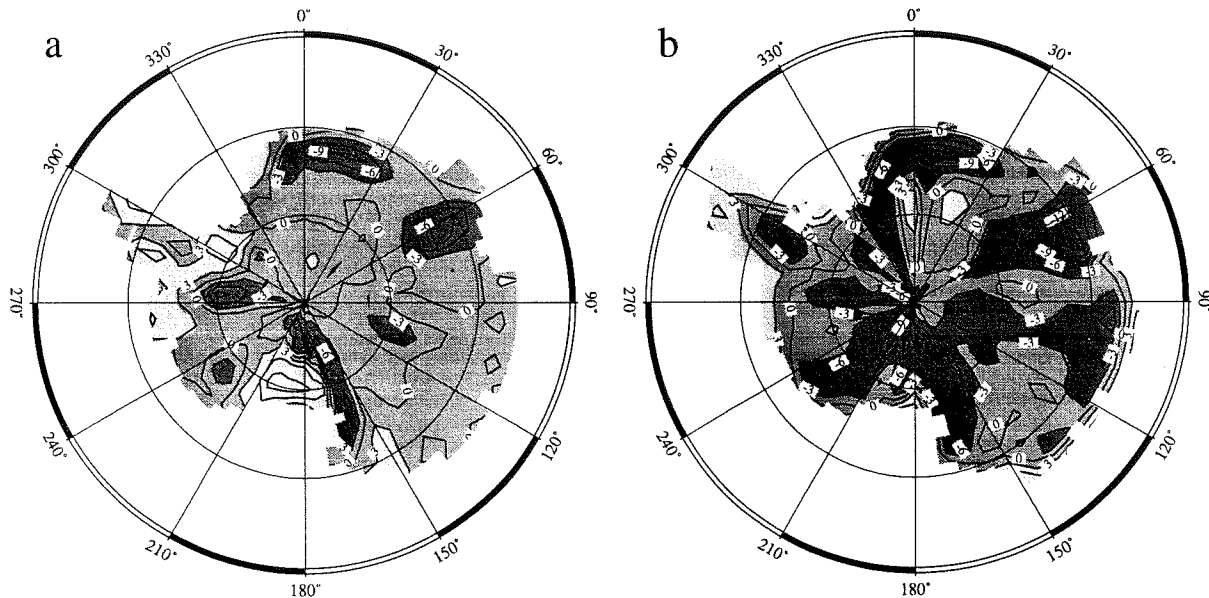


Figure 7.5: The surface temperature estimation error Δ_{pr} (in $^{\circ}\text{C}$) over Antarctica. a) for the present, b) for the LGM. The contour interval is 3°C . Dark gray shading indicates values below -3°C , medium gray from -3°C to $+3^{\circ}\text{C}$, and light gray shading indicates values above $+3^{\circ}\text{C}$.

temperature is slightly underestimated. For the LGM, a clear significant signal is visible; Δ_{pr} seems to depend on the grid point altitude (or on the surface temperature). In the two simulations using the *CLIMAP project members* [1981] sea surface boundary conditions (GL21PC and GL21RC), the error attains its maximum in the northern part of Greenland and a secondary maximum of about 10°C in the Summit area. This means that at Summit, $\tilde{T}_s(T_{pr})$ overestimates the simulated surface temperature by that amount. In GL21PW, Δ_{pr} displays a similar spatial pattern. However, Δ_{pr} is considerably shifted towards negative values. Thus, when forced with the warm *Weinelt et al.* [1996] LGM sea surface conditions, the model does not suggest that T_{pr} cannot be used as a proxy for T_s at Summit.

7.5 Discussion

In central Greenland, the GCM simulates large departures of the LGM T_s vs. T_{pr} relationship from the present-day one, whereas over the East Antarctic Plateau, the T_s vs. T_{pr} relationship does not seem to change drastically. In the GL21PC and GL21RC simulations, this local change in the central Greenland T_s vs. T_{pr} relationship leads to a 10°C overestimation of the paleo-surface temperature, when the present-day relationship is applied to the LGM precipitation temperatures. Thus, the model suggests that a large part of the water isotope - borehole temperature conflict could be explained by changes in the local surface climate parameters.

Following *Jouzel et al.* [1997], one can imagine several causes for a change in the T_s vs.

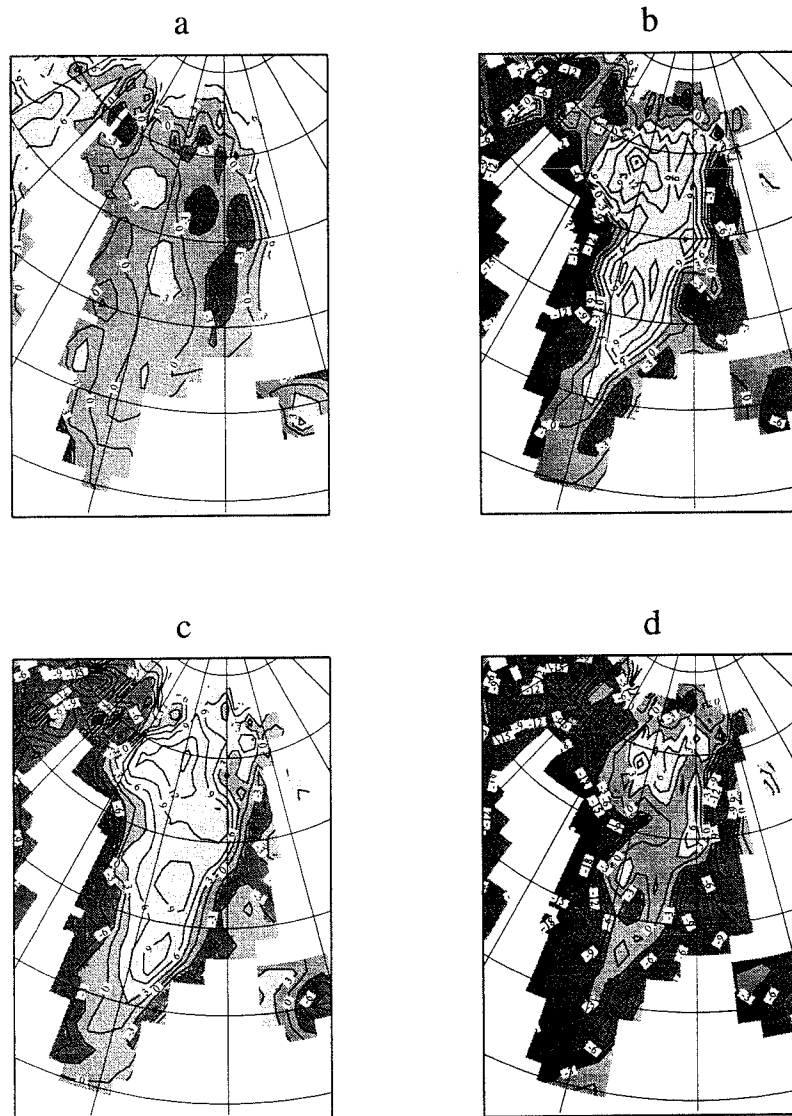


Figure 7.6: The surface temperature estimation error Δ_{pr} (in $^{\circ}\text{C}$) over Greenland. a) GL0 b) GL21PC c) GL21RC d) GL21PW. The contour interval is 3°C . Dark gray shading indicates values below -3°C , medium gray from -3°C to $+3^{\circ}\text{C}$, and light gray shading indicates values above $+3^{\circ}\text{C}$.

T_{pr} relationship :

- The precipitation primarily forms near the warmest tropospheric layer [Bromwich, 1988]. Both in reality [Phillpot and Zillman, 1970; Jouzel and Merlivat, 1984; Connolley, 1996] as in the LMDz GCM, the inversion strength over the ice sheets is well linearly correlated to the surface temperature. If this T_s vs. T_{inv} relationship changes, then the T_s vs. T_{pr} relationship is also likely to change. It is thus reasonable to calculate the regression between the present-day precipitation temperature and the annual mean inversion temperature, i.e. the temperature of the warmest tropospheric layer. In an approach similar to that used for the precipitation temperature, this regression may then be applied to the simulated LGM inversion temperature T_{inv} , yielding an estimation $\tilde{T}_s(T_{inv})$ of the simulated paleo-surface temperature. A comparison of the errors $\Delta_{inv} = \tilde{T}_s(T_{inv}) - T_s$ and Δ_{pr} allows to determine how much of Δ_{pr} is induced by a possible change in the T_s vs. T_{inv} relationship.

- A second possibility is a change in the precipitation seasonality. If, for example, precipitation decreases relatively more strongly in winter than in summer in a colder climate, the isotopic signal is likely to carry a warm (summer) bias, which would lead to an overestimation of the paleo-surface temperatures. In order to estimate the effect of the change in the precipitation seasonality, one can proceed in the way as above by using the precipitation-weighted inversion temperature

$$T_{inv,pr} = \frac{\sum \bar{T}_{inv} \bar{p}\bar{r}}{\sum \bar{p}\bar{r}} \quad (7.2)$$

instead of the annual mean inversion temperature. $T_{inv,pr}$ is, in a certain sense, an intermediate diagnostic variable between T_{inv} and T_{pr} . For calculating $T_{inv,pr}$, the monthly precipitation quantities $\bar{p}\bar{r}$ and inversion layer temperatures \bar{T}_{inv} are used, thus isolating the effect of the seasonality of the precipitation, but not taking into account short-term variability. As above, regressing T_s against $T_{inv,pr}$ for the present and using this regression for calculating an estimated paleo-surface temperature $\tilde{T}_s(T_{inv,pr})$ and an estimation error $\Delta_{inv,pr} = \tilde{T}_s(T_{inv,pr}) - T_s$ allows to evaluate the importance of this effect.

- A third possibility is a change in the short-term correlation (on a time scale of the order of a few days) between temperature and precipitation. Both in reality [Bromwich, 1988] as in the LMDz GCM (see chapter 4), high precipitation events on the ice sheets are mostly due to intrusions of warm air which cools down during its ascent and thus loses its moisture-holding capacity. Strong precipitation events are thus generally characterized by a positive deviation of the atmospheric temperature compared to the longer-term (e.g., monthly) mean temperature. A change in this short-term precipitation — temperature covariance can cause the residual error which is not explained by the two effects discussed above.

Of the three Greenland LGM simulations, only GL21RC will be discussed in the remainder of this analysis. The conclusions would be basically the same for GL21PC. Table 7.3 displays the simulated mean surface temperature T_s for the higher parts of both ice sheets (above 3000 m a.s.l.) and for the present-day and the LGM. Additionally, it shows the errors Δ_{pr} , Δ_{inv} , and $\Delta_{inv,pr}$ discussed above. As the regressions were calculated from the present-day conditions, the errors for the present-day estimations are generally low (mostly below 1°C). It should be noted that the correlation coefficients r^2 of the regres-

sions discussed in this section are all above 0.85, and mostly above 0.90. As discussed in the previous section, the LGM surface temperature estimation $\tilde{T}_s(T_{pr})$ is quite good in central East Antarctica, with a mean error below 2°C for the region above 3000 m, whereas in the Summit area in Greenland, $\tilde{T}_s(T_{pr})$ is off by about 10°C.

run	T_s	Δ_{pr}	$\Delta_{inv,pr}$	Δ_{inv}
AA0	-54.9	0.8	0.2	-0.2
AA21	-60.7	1.9	0.8	1.4
GL0	-35.8	1.3	0.9	0.4
GL21RC	-51.8	9.8	6.9	0.8

Table 7.3: T_s and the regression errors Δ_{pr} , $\Delta_{inv,pr}$, and Δ_{inv} (in °C, explanations see text) on the higher parts of Greenland and Antarctica (mean values for all grid points above 3000 m a.s.l.)

The LGM error Δ_{inv} is small because on the higher parts of the ice sheets, the linear T_s vs. T_{inv} relationship, when calculated for the whole ice sheet, does not change dramatically. It is worth noting that it does change relatively strongly in the coastal areas, where the LGM inversion tends to be weaker than the present-day one for the same surface temperature. Note that the LGM inversion is actually weakened at constant temperature in the higher parts of Greenland, but this is not seen if the *linear* T_s vs. T_{inv} relationship is calculated for the whole ice sheet (see section 6.4.1.2).

As can be seen in table 7.3, using the precipitation-weighted inversion temperature $T_{inv,pr}$ yields an error of about 7°C in the estimation of the LGM surface temperature in the Summit area. This means that the largest part (about 70%) of the total Δ_{pr} error of about 10°C seems to be caused by a change in the precipitation seasonality. Indeed, the LMDz GCM simulates an important change in the central Greenland precipitation seasonality when forced with *CLIMAP project members* [1981] LGM sea surface conditions. In accordance with observations reported by *Shuman et al.* [1995], the model does not simulate a clear seasonality of precipitation for the present in the higher regions of the Greenland ice sheet. During the LGM, however, the model simulates a clear summer precipitation maximum on the Greenland plateau areas, with very low accumulation rates in winter (see figure 8.7). This is due to the fact that in the LGM simulation, the winter cyclones advect much less humidity to Greenland than today because of the southward shift of the sea ice margin which inhibits evaporation over the North Atlantic. Thus, according to the model, the annual-mean isotopic composition of precipitation, which has little seasonal bias at the present, carries a strong warm (summer) signature during the LGM. On the East Antarctic Plateau, however, the annual cycle does not change that drastically; the model simulates the precipitation maximum in autumn and lower accumulation rates in summer for both climatic periods. The isotopic seasonal bias is thus essentially unaffected in that region. Some experimental support for the simulated change in the annual precipitation cycle over central Greenland can be found in *Raynaud et al.* [1997], who state that the magnitude of close-off porosity changes observed ice from the GRIP core could partially

be explained by changes of the annual cycle of snow deposition.

However, a change in the precipitation seasonality does not explain the whole Δ_{pr} . The unexplained 30% of the total 10°C error are most probably due to a change in the short-term covariance between temperature and precipitation, as discussed above.

7.6 Conclusion and Perspectives

The LMDz model, when forced with *CLIMAP project members* [1981] sea surface conditions, provides, principally through changes in precipitation seasonality, a plausible explanation for the $\approx 10^\circ\text{C}$ $\delta^{18}\text{O}$ — borehole thermometry conflict. When forced with *Weinelt et al.* [1996] sea surface conditions, the model simulated a similar spatial pattern of Δ_{pr} , but shifted towards more negative values, so that at Summit, Δ_{pr} is quite low. In all three Greenland LGM simulations, T_{pr} , which represents the local part of the isotopic signal δ , is not a useful proxy for the surface temperature T_{pr} . The case is different for Antarctica, where the model suggests that the T_{pr} vs. T_s relationship is essentially unaffected by the climate change.

The role of seasonality for explaining GRIP and GISP2 isotopic data, pinpointed by *Steig et al.* [1995], may be model dependent. In a somewhat different context, it has been confirmed by *Fawcett et al.* [1997], using the NCAR/GENESIS model. However, it does not appear to be supported by the NASA/GISS model experiments [*Charles et al.*, 1994]. On the other hand, many of the PMIP models do show similar changes in the Greenland precipitation seasonality (see chapter 8). It is interesting to note that amongst these models, some have been run with calculated SSTs. This means that the precipitation seasonality change discussed above is not only simulated when *CLIMAP project members* [1981] SSTs are used.

We obviously keep in mind that our study deals with only part of the factors which influence the δ vs. T_s relationship. In particular, we do not account for possible changes in the origin of the precipitation, the importance of which has been illustrated by *Boyle* [1997]. One way to separate the role of, for example, seasonality and source conditions would be to incorporate the precipitation temperature diagnostic in isotopic GCMs and to run them for different LGM oceanic temperatures. This can be done with existing isotopic GCMs and hopefully in the near future with an isotopic version of the LMDz model we have used in this study.

7.7 Résumé

Dans ce travail, nous avons examiné l'effet de changements de paramètres climatiques locaux sur les calottes de glace qui peuvent influencer le signal isotopique des carottes de glace. Une série de diagnostics permet de déterminer l'importance relative des changements de l'intensité de l'inversion de surface, de la saisonnalité de précipitation, et de la variabilité à court terme de précipitation et de température pour l'interprétation du signal isotopique. Pour le DMG au centre du Groenland, les résultats indiquent que la différence de 10°C entre les deux principales méthodes de reconstruction de la paléotempérature de surface pourrait en grande partie être due à un changement de la saisonnalité de la précipitation à cet endroit. Ce changement introduirait un biais chaud dans la méthode isotopique. Le

modèle ne suggère pas un changement semblable en Antarctique de l'Est.

Notation

T_s	surface temperature
T_{inv}	temperature of the inversion layer
$T_{inv,pr}$	annual mean precipitation-weighted temperature of the inversion layer, calculated from the monthly mean precipitations and inversion temperatures (see eq. 7.2)
T_{pr}	annual mean precipitation temperature, calculated from the instantaneous precipitation rates and temperatures of the model level where the precipitation originates (see eq. 7.1)
$\tilde{T}_s(T_{pr})$	estimation of T_s from T_{pr} , obtained by using a previously calculated present-day regression of T_s against T_{pr} for the given ice sheet
$\tilde{T}_s(T_{inv})$	similar to $\tilde{T}_s(T_{pr})$, using T_{inv} instead of T_{pr}
$\tilde{T}_s(T_{inv,pr})$	similar to $\tilde{T}_s(T_{pr})$, using $T_{inv,pr}$ instead of T_{pr}
Δ_{pr}	$\tilde{T}_s(T_{pr}) - T_s$
Δ_{inv}	$\tilde{T}_s(T_{inv}) - T_s$
$\Delta_{inv,pr}$	$\tilde{T}_s(T_{inv,pr}) - T_s$

Chapitre 8

Simulations du climat du Dernier Maximum Glaciaire : Implications pour l'interprétation des archives glaciaires

PMIP [Joussaume and Taylor, 1995] est un projet international de modélisation des paléoclimats du Dernier Maximum Glaciaire et de l'Holocène moyen (il y a 6000 ans). Ce projet est né de la volonté de rendre possible une intercomparaison rigoureuse de simulations paléoclimatiques entreprises à l'aide de différents MCG. Ainsi, les conditions aux limites imposés aux MCG sont identiques. Les intérêts principaux de ce genre de confrontation modèle—modèle et modèle—reconstructions paléoclimatiques sont la possibilité d'améliorer notre compréhension du système climatique et celle d'identifier des défauts des MCG.

Nous avons eu la possibilité d'accéder aux sorties de la vingtaine de modèles participant à PMIP. Cependant, notre but dans l'étude rapportée dans ce chapitre¹ n'était pas en premier lieu l'intercomparaison des modèles ou la confrontation modèles—reconstructions paléoclimatiques. Nous avons plutôt l'intention d'analyser les changements de certains paramètres du climat de surface dont la connaissance est nécessaire pour l'interprétation correcte des enregistrements climatiques contenus dans les carottes de glace.

8.1 Introduction

The interpretation of the ice proxy data in terms of past atmospheric and climatic records over the last glacial-interglacial cycles is generally not simple because of their dependence on several parameters, each of them being variable with time. We will here highlight two examples.

¹Il s'agit ici d'un article destiné à être soumis au *Journal of Geophysical Research* [Krinner et al., in preparation]. Cet article a été écrit plutôt indépendamment des autres chapitres de ce mémoire. Par conséquence, quelques redondances avec ces autres chapitres étaient malheureusement inévitables.

- 100 g of polar ice generally contain about 10 cm³ of air. The air is trapped at approximately 50 to 100 m below the surface of the ice sheet during the transformation of snow into ice, when the pores of the material close off to form air bubbles. The air content of the ice A then depends on the atmospheric pressure and temperature prevailing at the ice formation site as well as on the ice porosity at close-off [Raynaud and Lebel, 1979; Martinerie et al., 1992]. Because of the strong dependence on atmospheric pressure it has been proposed to use A as an indicator of past ice sheet surface elevation [Lorius et al., 1968]. Nevertheless the use of such a “paleobarometer” requires a knowledge of the past evolution of the atmospheric pressure fields at the surface of the ice sheet as well as of the wind stress, temperature and precipitation seasonality, these three last surface climate parameters influencing the ice porosity [Marterie et al., 1994; Raynaud et al., 1997].
- The second example deals with the ice isotopic composition ($\delta^{18}\text{O}$ or δD) which is widely used as an indicator of the ice sheet surface temperature. The δ signal depends not only on temperature, but also on various different factors among which the origin of the precipitation, its seasonality and the difference between cloud and surface temperatures (for a review see Jouzel et al. [1997]).

Atmospheric General Circulation Models (AGCMs) have already been used to investigate the possible role of a change in the seasonal patterns of temperature and precipitation on the past temperature changes, as deduced by ice isotopic paleothermometry (see chapter 7). The aim of the present work is to investigate surface pressure, surface wind, and the seasonalities of precipitation and temperature change in the central parts of Greenland and Antarctica as simulated by different AGCMs for the Present and the Last Glacial Maximum (LGM), in particular for providing additional information when interpreting the paleorecord of ice air content in terms of ice sheet elevation changes.

In the past, general circulation models (GCMs) have been used to simulate the LGM climate, but generally without emphasis on the ice sheet regions. Martinerie et al. [1994] note that the simulated Antarctic sea level pressure changes between the LGM and the present by some models [Gates, 1976b; Gates, 1976a; Manabe and Hahn, 1977; Kutzbach and Guetter, 1986; Rind, 1987; Joussaume, 1989] do not exceed 20 hPa. They used this result for interpreting air content measurements along the Vostok (Central East Antarctica) ice core. However, they note that the sea level pressure is not a very meaningful variable on the higher parts of the ice sheets, as the sea level pressure is obtained from the physically meaningful surface pressure by means of an extrapolation from about 3000 m altitude towards the sea level. Unfortunately, the surface pressure was not presented in the papers available to Martinerie et al. [1994]. However, the surface pressure was available for several of the simulations analyzed in this paper.

On the other hand, surface wind speed, surface temperature seasonality and precipitation seasonality in the ice sheet plateau regions have not yet been analyzed in detail in GCM LGM simulations.

The simulations discussed in this paper were mostly done within the Paleoclimate Modeling Intercomparison Project (PMIP) [Joussaume and Taylor, 1995]. Furthermore, the LMDz stretched grid GCM, adapted for the polar regions (see chapter 3), has been used for high resolution (≈ 100 km) simulations of the climate of the two major present ice sheets, Greenland and Antarctica.

The following section describes the GCM simulations analyzed in this work. Sections 8.3, 8.4, 8.5, and 8.6 report the results of the simulations with respect to surface pressure, wind, surface temperature seasonality and precipitation seasonality changes on the central parts of Greenland and Antarctica between the LGM and present. Section 8.7 summarizes the results. More specifically, the implications for the interpretation of ice core paleodata in terms of past changes in ice sheet surface elevation and for the interpretation of ice core water isotope signals are discussed in section 8.8.

8.2 The different GCM simulations

PMIP is an international project designed for the intercomparison of paleoclimate simulations for 21kyr bp, 6kyr bp, and for the present as control simulations. About 20 different modeling groups have participated in this program. Common boundary conditions are imposed on the GCMs, following *Peltier* [1994] for the ice-age topography and *CLIMAP project members* [1981] for the sea surface temperatures (SST) and the sea ice extent for the models with prescribed SST. Furthermore, the orbital parameters and the greenhouse gas concentrations are changed to LGM values.

Additionally, we analyze the LMDz LGM simulations discussed in chapter 6.

Table 8.1 contains a list of the models analyzed in this work, together with their respective spatial resolutions in the polar regions and an indication whether the surface pressure was available to us or not. Some modeling groups (e.g., UGAMP) have performed two sets of simulations, one with prescribed and one with calculated sea surface temperatures (SST). For these models, we indicate systematically which one of the two sets of simulations is meant. The resolutions over the ice sheets range from approximately 1000 km for LMCELMD4 to 100 km for LMDz.

8.3 Surface pressure

8.3.1 General remarks

All GCMs calculate the surface pressure, but according to meteorological habits, it is not a standard PMIP archived field; rather, the archive contains the sea level pressure, which is an extrapolation of the surface pressure from the altitude of the model surface to the sea level². This is a problem on ice sheets because of their high topography in excess of 3000 m: in this case, the sea level pressure becomes essentially meaningless for several reasons. First, the extrapolation is sensitive to the surface temperature. Especially for models with large temperature errors on the ice sheets (which is not too uncommon, although much progress has been made in recent years), this is a source of problems. Second, the extrapolation is not standardized, so that different modeling groups may use different extrapolation algorithms, leading to different results. Fortunately, the surface pressure field was saved by a subset of the modeling groups participating in PMIP, who kindly provided these data to us.

²In the following, “sea level” refers to the present mean sea level.

GCM	SST treatment	Resolution (km)	P_s available
CCM1	calculated	600	yes
CCSR1	prescribed	600	no
ECHAM3	prescribed	300	yes
GENESIS1	calculated	500	no
GENESIS2	calculated	400	yes
GENESIS2	prescribed	400	no
GFDL	calculated	280	no
LMCELMD4	prescribed	1000	yes
LMCELMD5	prescribed	600	yes
LMDz	prescribed	100	yes
MRI2	prescribed	450	no
UGAMP	calculated	300	yes
UGAMP	prescribed	300	yes
UKMO	calculated	280	yes

Table 8.1: Name of the models, treatment of the sea surface conditions, approximate resolution in polar regions (in km), and availability of surface pressure. CCM1: NCAR Community Climate Model; CCSR1: Center for Climate System Research, Tokyo; ECHAM3: Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg; GENESIS: NCAR Global ENVIRONMENTAL and Ecological Simulation of Interactive Systems; GFDL: Geophysical Fluid Dynamics Laboratory; LMCELMD and LMDz: Laboratoire de Météorologie Dynamique, Paris; MRI: Meteorological Research Institute, Tokyo; UGAMP: UK Universities Global Atmospheric Modeling Programme; UKMO: UK Met Office.

When analyzing the surface pressures, care has to be taken for the atmospheric mass in the models. One model (GENESIS2) has strongly different atmospheric masses for the present and the LGM, whereas the atmospheric mass change linked with the deglaciation does not exceed a 2 hPa increase [e.g., *Loewe, 1973; Mélières et al., 1991*]. In order to make a comparison between the present and the LGM surface pressures possible, the surface pressures for the LGM have been multiplied by a factor $f = 0.999 \frac{M_{0kyr}}{M_{21kyr}}$ so that the LGM atmospheric mass (M_{21kyr}) was 0.999 times the atmospheric mass of the control run (M_{0kyr}). This corresponds approximately to a 1 hPa decrease in global mean sea level pressure compared to the present in order to be consistent with the papers cited above. As the PMIP recommendation was to impose the same atmospheric mass in both runs, f was very close to 0.999 for most of the models. In other words, the correction was essentially negligible (except for GENESIS2, with $f = 1.013$).

In the following, the surface pressure on the two ice sheets is analyzed as a function of the model altitude. The altitude in this analysis is the altitude with respect to the present sea level. For the LGM, the model altitude was thus corrected for the sea level change, which was evaluated for each model by comparing the mean altitude of the central part of the Sahara in the two runs. As the surface pressure is tightly linked to the altitude by the hydrostatic equation, these two variables are very well correlated. Therefore, a cubic regression $\tilde{p}_0 = f(h)$ is calculated separately for each of the two ice sheets for the present. This regression $\tilde{p}_0(h)$ is then subtracted from the pressure values obtained for the LGM and for the present to yield a surface pressure anomaly $\pi_{0,21}(h) = p_{0,21}(h) - \tilde{p}_0(h)$. The advantage is that this yields figures that are quite easy to interpret. The points $\pi_0(h)$ are centered around the axis $\pi_0 = 0$ because the regression was calculated for the present, and the points $\pi_{21}(h)$ show the surface pressure difference between the LGM and the present as a function of the altitude.

However, this analysis does only indirectly reveal any dependence of the surface pressure on other potentially important parameters such as the distance from the coast. This may be an important parameter because ice sheets can be the origin of glacial anticyclones, so that a synoptic pressure maximum can be located near the center of the ice sheet, i.e. where the ice sheet is highest.

8.3.2 Greenland

In this section, we do not analyze the LMCELM4 model. Because of its low total number of grid points (48 x 36) and its sine-of-the-latitude grid, the model has only 8 grid points on the Greenland ice sheet, so that the figures we obtained are not very meaningful. However, the results for LMCELM4 do not seem to be in contradiction with those obtained for the other models. The remnant seven models yield a quite homogenous picture of what the surface pressure might have been in Greenland during the Last Glacial Maximum. Therefore, figure 8.1 shows the Greenland surface pressure anomaly π_{21} as a function of the altitude only for some selected models, the corresponding graphs for the remaining models being very similar.

Extrapolating the surface pressure anomaly π_{21} from figure 8.1 to the sea level ($h = 0$) gives us an idea about the pressure conditions along the Greenland coast. It suggests that the sea level pressure on the edge of the Greenland ice sheet was probably slightly higher during the LGM than at present. A sea level pressure increase in the Greenland

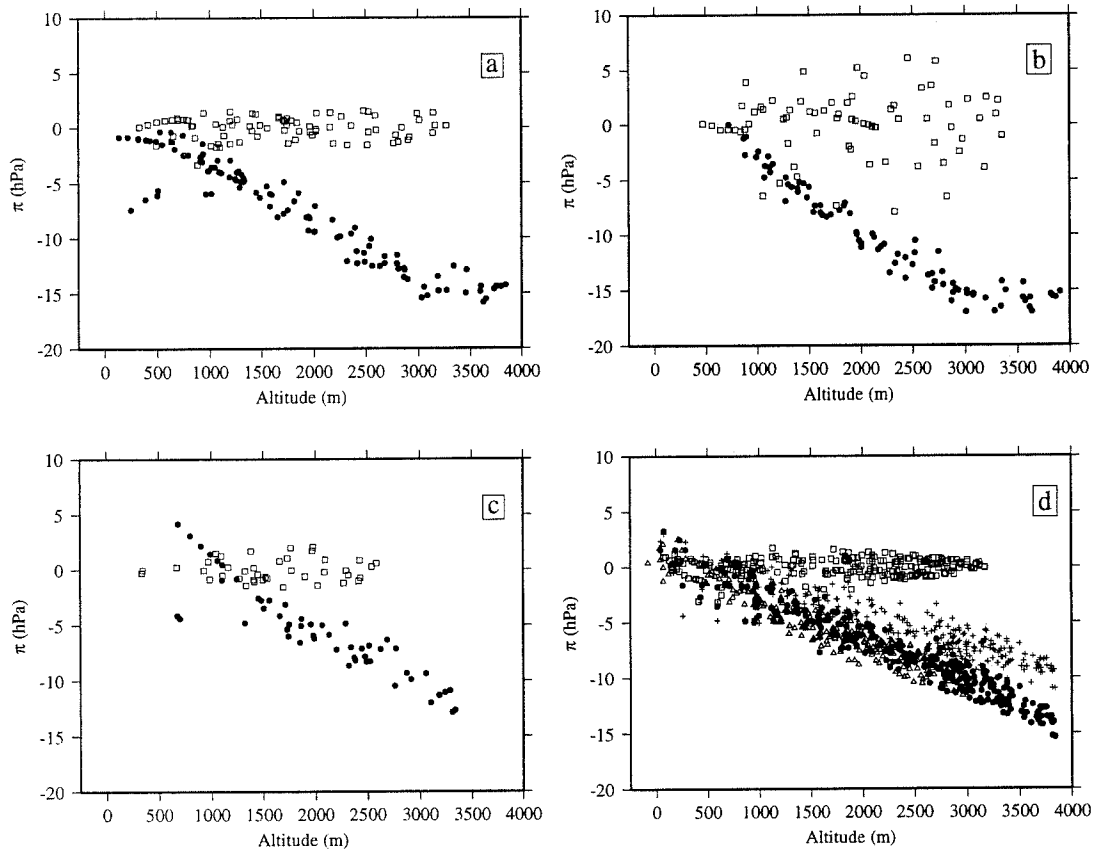


Figure 8.1: Greenland surface pressure anomaly π (in hPa) as a function of the altitude (in m) for some selected models. (a) ECHAM3; (b) UGAMP (SST prescribed); (c) GENESIS2 (SST calculated); (d) LMDz. Full circles: LGM surface pressure anomaly π_{21} . Squares: present-day surface pressure anomaly π_0 . For LMDz: Full circles, π_{21} GL21PC simulation; Empty triangles: π_{21} GL21RC simulation; Crosses: π_{21} GL21Pw simulation.

area is quite what one could expect. Conditions should have been more anticyclonic at the LGM as a consequence of the year-around presence of sea ice around the ice sheet. The second common feature of the figures is that the surface pressure anomaly $\pi_{21}(h)$ is becoming more negative with altitude. For most of the models, it reaches about -15 hPa at the top of the ice sheet. This is equally easy to understand. The hydrostatic equation reads $dz = -Rg^{-1}Td \ln p$. Consequently, pressure decreases faster with altitude at lower temperatures. This is what can be seen in figure 8.1, and because even at low altitudes, the LGM surface pressure is not much higher than the present one, π_{21} attains values around -15 hPa. Note that the pressure anomaly π_{21} has a somewhat surprising behavior for the ECHAM3 and UGAMP models, exhibiting a kink at about 3000 m altitude and -15 hPa. The LMDz model shows a weaker dependency of π_{21} on the altitude than the other models. Nevertheless, when forced with the *CLIMAP project members* [1981] sea surface conditions, it also attains -15 hPa at the top of the ice sheet (GL21PC and GL21RC simulations). It is interesting to note that LMDz does not simulate a noticeable dependence of $\pi_{21}(h)$ on the LGM topography, at least for the two data sets that were used here. However, when forced with the warm *Weinelt et al.* [1996] North Atlantic sea surface conditions (GL21PW simulation), LMDz simulates a weaker decrease of $\pi_{21}(h)$ with altitude. The reason is that the relatively warm LGM sea surface conditions lead to less LGM cooling over Greenland and thus, through the hydrostatic relationship discussed above, to a less negative $\pi_{21}(h)$ at high elevations. Because of its low resolution, CCM1 does not give any information about the conditions above 2700 meters.

Thus, the GCMs generally suggest that the surface pressure at the altitude of the Summit region (≈ 3200 m both during the LGM and today [*Raynaud et al.*, 1997]) was approximately 5 to 15 hPa lower during the LGM compared to today.

8.3.3 Antarctica

Figure 8.2 displays the Antarctic surface pressure anomaly $\pi_{21}(h)$ for some selected models. The corresponding figures for the remaining models are similar and thus not shown. Extrapolating $\pi_{21}(h)$ to the sea level, one can see that the models simulate a sea level pressure decrease of about 10 hPa during the LGM near the coast of Antarctica. Note that this number is only of limited significance for some models because of the quite high dispersion. Still, a surface pressure decrease at the present-day sea level points to a strengthening of the circumpolar low-pressure belt (or circumpolar trough, CPT) around Antarctica during the LGM. In most of the models, this anomaly is conserved at higher altitudes, so that at the higher parts of Antarctica, pressure at constant altitude is lower during the LGM than at present. This means that π_{21} does not decrease with altitude. When going towards the high interior of the continent, the influence of the stronger LGM CPT should vanish, so that π_{21} should increase (become less negative). However, the temperature effect (see section 8.3.2) offsets this increase of π_{21} , so that π_{21} stays almost constant with altitude. In the LMDz model, the synoptic situation of the central Antarctic becomes more anticyclonic than today, so that π_{21} increases with altitude, reaching -3 hPa at the top of the ice sheet. In the LMCELM4 and CCM1 models, π_{21} decreases with altitude.

In any case, all the models simulate a decrease of the surface pressure at any height. At the altitude of Vostok (3488 m today, and probably about 200 m lower during the LGM [*Martinerie et al.*, 1994]), the LGM surface pressure simulations at constant altitude are

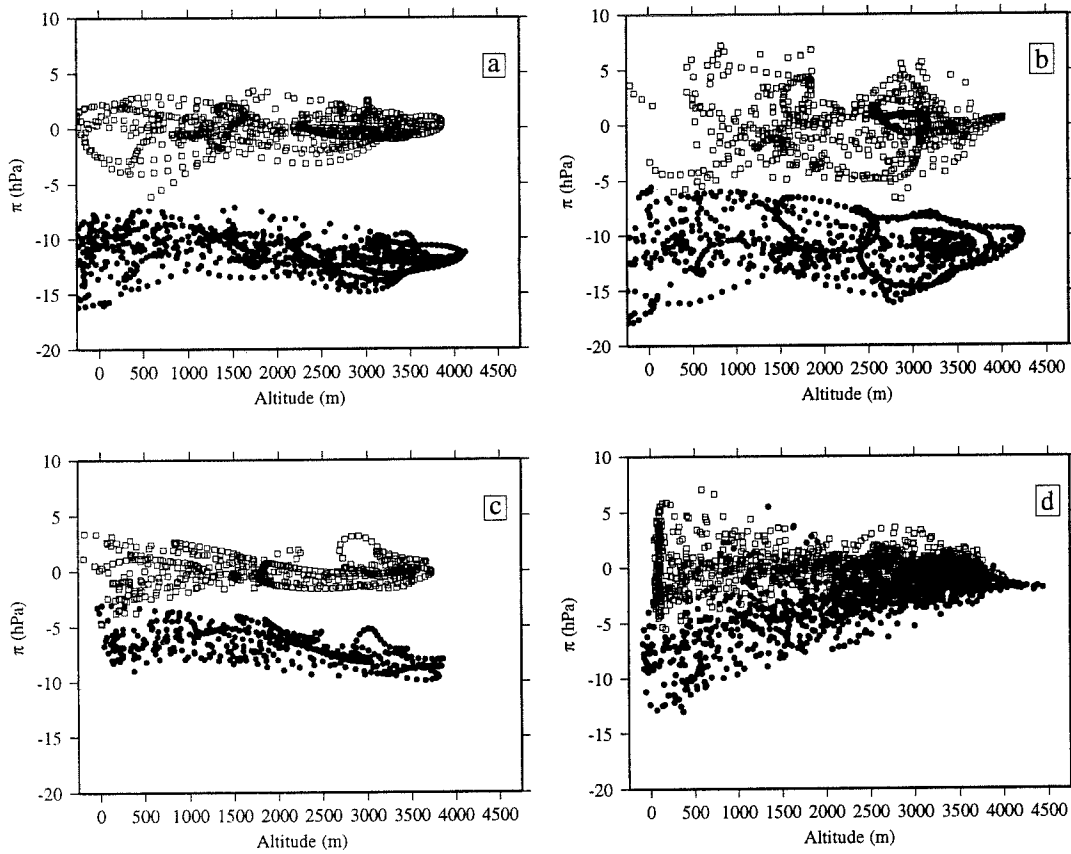


Figure 8.2: Antarctic surface pressure anomaly π (in hPa) as a function of the altitude (in m) for some selected models. (a) ECHAM3; (b) UGAMP (SST prescribed); (c) GENESIS2 (SST calculated); (d) LMDz. Full circles: LGM surface pressure anomaly π_{21} . Squares: present-day surface pressure anomaly π_0 .

approximately 0 to 15 hPa lower than for the present day.

8.4 Surface wind

8.4.1 General remarks

The surface wind on the ice sheets is to a large extent determined by the surface slope and the strength of the inversion [Ball, 1956]. Both during the LGM and today, the surface slope at Vostok and Summit is very low, so that one should not expect large average wind speeds. Moreover, an analysis of the inversion strength simulated by LMDz suggests that generally, it was not much stronger during the LGM than today at a given place in spite of the colder LGM surface temperatures (see chapter 6).

However, the surface wind speed is also influenced by the synoptic conditions, especially in central Greenland, where the distance to the coast is smaller than at Vostok.

8.4.2 Greenland

The physically meaningful variable in our case is the annual mean wind speed $\overline{|v|} = \sqrt{\overline{u_x^2 + u_y^2}}$, where the overbar denotes a temporal mean, and u_x and u_y are the west-erly and southerly components of the wind, respectively. Unfortunately, $\overline{|v|}$ is not available in the PMIP archive. However, the magnitude of the annual mean wind $|\overline{v}| = \sqrt{\overline{u_x^2} + \overline{u_y^2}}$ could be calculated from the PMIP archive. $|\overline{v}|$ is lower than $\overline{|v|}$, especially in regions where the wind exhibits a low directional constancy. This is the case at Summit, where the topography does not induce a preferential wind direction. AWS measurements show indeed quite variable wind directions in the Summit area [Stearns *et al.*, 1997]. In order to get an idea of the surface wind changes simulated by the PMIP models, it is nevertheless interesting to analyze the behavior of $|\overline{v}|$. Table 8.2 shows $|\overline{v}|$ from the different models at the GRIP site (Summit) for the present-day and the LGM simulations. The GRIP site is located on the Summit ridge of the ice sheet. Consequently, the horizontal ice flow is very slow, so that the LGM ice taken from the ice core was initially deposited relatively close to the drilling site. Therefore, it is reasonable to compare the present and LGM surface wind speeds for the same grid point. Changes of the magnitude of the annual average wind are quite low. Moreover, the models disagree between each other about the sign of the change between the LGM and today.

It was possible to calculate $\overline{|v|}$ for LMDz. $\overline{|v|}$ is 4.7 m s^{-1} for the present and 3.4 m s^{-1} (GL21PC), 3.1 m s^{-1} (GL21RC), and 3.1 m s^{-1} (GL21PW) for the LGM. There is a considerable difference between $|\overline{v}|$ (see table 8.2) and $\overline{|v|}$. Moreover, $\overline{|v|}$ is decreased during the LGM compared to today, whereas $|\overline{v}|$ virtually does not change.

An analysis of the daily values of the instantaneous surface wind speed as simulated for Summit by the LMDz GCM (figure 8.3) shows that for the LGM, wind speeds rarely reach 10 m s^{-1} , whereas they sometimes reach values around 20 m s^{-1} or more for the present, in very good agreement with the AWS observations at the GISP2 site [Data from the University of Wisconsin, Madison]. This is due to a substantial weakening of the influence of the cyclonic disturbances in central Greenland during the LGM compared to today due to the increased LGM sea ice cover (see chapter 6), especially when the

GCM	0 kyr	21 kyr
CCM1	3.7	3.2
CCSR1	1.8	0.4
ECHAM3	1.0	2.4
GENESIS2 (SST calculated)	1.7	2.2
GENESIS2 (SST prescribed)	1.8	2.0
GFDL	1.7	2.3
LMCELM4	2.2	1.3
LMCELM5	3.0	1.6
LMDz GL21PC	1.3	1.2
LMDz GL21RC	1.3	1.2
LMDz GL21PW	1.3	0.9
UGAMP (SST calculated)	1.2	2.4
UGAMP (SST prescribed)	1.3	2.1
UKMO	2.3	2.9

Table 8.2: Magnitude of the annual average wind $|\bar{v}|$ (m s^{-1}) at Summit.

cold *CLIMAP project members* [1981] LGM sea surface conditions are used (GL21PC and GL21RC simulations). The decrease of the frequency of high wind speed events is slightly less pronounced when the model is forced with the warmer *Weinelt et al.* [1996] LGM sea surface conditions (GL21PW), which is consistent with the fact that in this case, the simulated decrease of the North Atlantic cyclonic activity is not that strong (see chapter 6). Note that high wind speed events can induce a considerable mixing of the upper snow layers, and thus significantly influence vertical profiles of atmospheric tracers.

8.4.3 Antarctica

Table 8.3 lists the magnitude of the annual mean surface wind $|\bar{v}|$ at the grid point representing the Vostok area for the present and the LGM. The LGM ice taken from the Vostok ice core was initially deposited less than 40 km from the Vostok site [*Ritz, 1992*], a distance which is lower than the grid point distance for all the models. Again, as at Summit, the magnitude of the annual mean surface wind only changes slightly. Note that at Vostok, the annual mean surface wind $|\bar{v}|$ is more meaningful than at Greenland Summit, because Vostok is not located on the summit of the Antarctic ice sheet. Consequently, the surface slope, albeit very gentle, tends to induce a preferential wind direction.

The annual mean surface wind speed $|\bar{v}|$ as simulated by the LMDz model at Vostok is 5.2 m s^{-1} for the present and only slightly less (4.6 m s^{-1}) for the LGM, compared to $|\bar{v}| = 4.6 \text{ m s}^{-1}$ for the present and 4.1 m s^{-1} for the LGM. Accordingly, the daily instantaneous surface wind speeds for five years simulated by the LMDz model show a reduction of the frequency of high wind speeds during the LGM (figure 8.4). This figure also displays observational data from 1970 – 1973 [*Dolgin and Petrov, 1977*]. One can see that LMDz underestimates the frequency of strong wind events at Vostok. As expected,

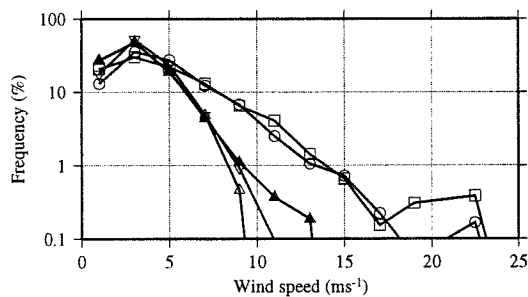


Figure 8.3: Frequency (in %) of wind speeds (in m s^{-1}) at Summit. The frequencies are calculated for intervals of 2 m s^{-1} below 20 m s^{-1} , and for intervals of 5 m s^{-1} above 20 m s^{-1} . Squares: AWS data at GISP2 for 1994; circles: GL0; empty triangles: GL21RC; inverted triangles: GL21PC; full triangles: GL21PW.

GCM	0 kyr	21 kyr
CCM1	2.4	2.3
CCSR1	2.2	2.5
ECHAM3	6.6	7.5
GENESIS2 (SST calculated)	4.5	4.6
GENESIS2 (SST prescribed)	4.8	4.4
GFDL	3.4	3.1
LMCELM4	1.8	2.0
LMCELM5	1.9	2.3
LMDz	4.6	4.1
UGAMP (SST calculated)	7.0	7.6
UGAMP (SST prescribed)	7.7	8.5
UKMO	2.7	2.7

Table 8.3: Magnitude of the annual average wind $|\bar{v}|$ (m s^{-1}) at Vostok.

the change in their frequency is smaller than at Summit.

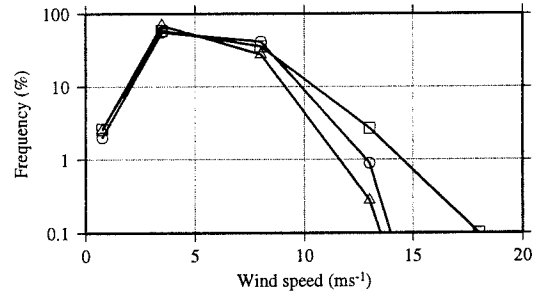


Figure 8.4: Frequency (in %) of wind speeds (in m s^{-1}) at Vostok. The frequencies are calculated for intervals 0–1, 2–5, 6–10, 11–15, and 16–20 m s^{-1} . Squares: Observations 1970 – 1973 [Dolgin and Petrov, 1977]; circles: LMDz present-day simulation; triangles: LMDz LGM simulation.

8.5 Surface temperature seasonality

8.5.1 General remarks

Ice cores can yield valuable information about the paleo-temperatures on the surface of the ice sheets, although there is a conflict between isotope and borehole paleothermometry in Greenland [Cuffey *et al.*, 1995; Johnsen *et al.*, 1995]. The surface temperature is necessarily highly sensitive to the surface elevation. As mentioned, there are reasons to believe that the Peltier [1994] paleo-topography, which was used in the PMIP models, is too high over the central regions of both ice sheets. Furthermore, it is doubtful that an analysis of the simulated surface temperatures would give new insights for the interpretation of the ice core record: It could help assess the models' ability to reproduce paleo-climates, but this is not the point addressed here. Therefore, the simulated annual mean surface temperatures are not analyzed in detail in this section. On the other hand, GCMs can provide information about the seasonal changes of the temperature, which ice core paleothermometry cannot.

8.5.2 Greenland

Figure 8.5 displays the simulated monthly mean Greenland 2 meter air temperature change above 2000 m, $T_{21kyr} - T_{0kyr}$. Some low resolution models (CCM1 and CCSR1) have no Greenland grid point above 2000 m. The Greenland climate of these models are not analyzed in this and in the following sections. Most of the models (8 out of 13) clearly simulate a stronger temperature decrease in winter than in summer. For the sake of clarity, the monthly mean temperature change for these models has been displayed in figure 8.5a, whereas figure 8.5b shows the change for the models that do not clearly simulate this kind of seasonality of the temperature change. The exact number of the models in each of the two groups is not crucial to our argumentation. The difference between summer and winter cooling attains some 10°C for many of the models displayed in figure 8.5a. It even attains

25°C for LMCELMD4, but this number might be somewhat misleading as this model has only one grid point above 2000 m in the present-day simulation due to its low spatial resolution.

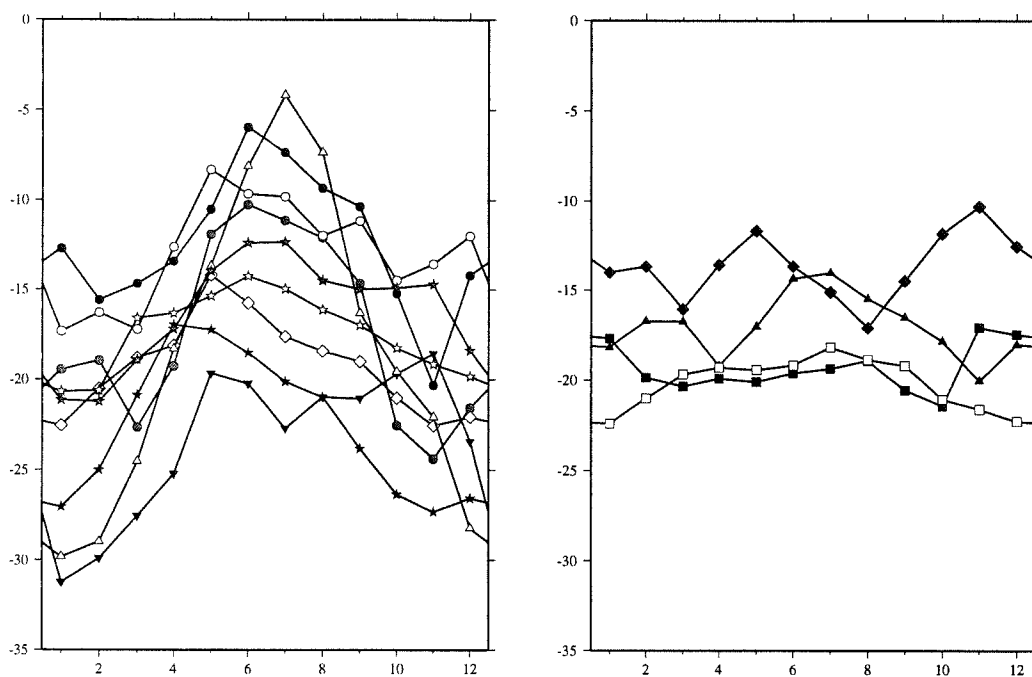


Figure 8.5: The monthly mean surface air temperature change $T_{21kyr} - T_{0kyr}$ in °C for the Greenland grid points above 2000 m. (a) For the models which simulate a clear seasonality; (b) for the models which do not simulate a clear seasonality. Full circles: LMDz GL21PC; Gray circles: LMDz GL21RC; Empty circles: LMDz GL21PW; Full triangles: LMCELMD5; Empty triangles: LMCELMD4; Full diamonds: GENESIS2 with calculated SSTs; Empty diamonds: GENESIS2 with prescribed SSTs; Gray diamonds: GENESIS1; Gray stars: MRI2; Empty stars: UKMO with calculated SSTs; Full stars: GFDL; Inverted full triangles: ECHAM3; Full squares: UGAMP with calculated SSTs; Empty squares: UGAMP with prescribed SSTs; Inverted empty triangles: CCSR1; Hexagons: CCM1.

The fact that most of the models simulate a stronger temperature change in winter than in summer might surprise at first, as the *CLIMAP project members* [1981] data set suggests a more important cooling of the North Atlantic sea surface temperature in summer than in winter. However, as already discussed in chapter 6, in winter, the polar regions exhibit a stronger top-of-the-atmosphere energy deficit than in summer [Nakamura and Oort, 1988]. This means that atmospheric advection of energy is more important for the ice sheet energy balance during that season. A strong winter temperature decrease is thus consistent with an increased sea ice cover, as an increased sea ice cover means that an important nearby energy source is cut off. Hence, the increased sea ice cover during the LGM seems to be an important reason for the seasonality of the simulated temperature change. This is corroborated by the fact that LMDz, when forced with the cold *CLIMAP*

project members [1981] LGM sea surface conditions (GL21PC and GL21RC simulations), simulates a strong temperature change seasonality, whereas the simulated seasonality of the cooling is weaker when the warmer *Weinelt et al.* [1996] sea surface conditions are prescribed. However, note that even some (not all) GCMs with calculated SSTs, which do not rely on the *CLIMAP project members* [1981] paleodata, simulate a clear seasonality of the cooling over central Greenland.

8.5.3 Antarctica

Figure 8.6 displays the simulated monthly mean 2 meter air temperature change above 3000 m, $T_{21kyr} - T_{0kyr}$, for Antarctica. About half of the models (8 out of 14) simulate a stronger temperature decrease in winter than in summer. Similarly to what has been done for Greenland, the monthly mean temperature change for these models has been displayed in figure 8.6a, whereas figure 8.6b shows the change for the models that do not simulate a stronger temperature change in winter than in summer. The difference between summer and winter cooling is typically about 5°C, and thus lower than in Greenland.

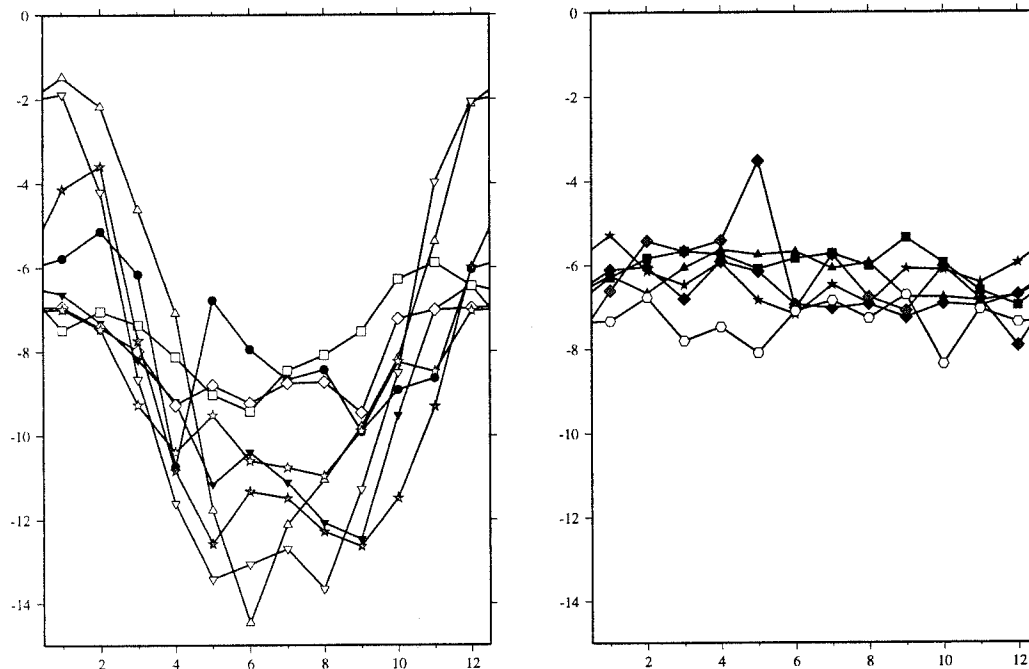


Figure 8.6: The monthly mean surface air temperature change $T_{21kyr} - T_{0kyr}$ in °C for the Antarctic grid points above 3000 m. (a) For the models which simulate a clear seasonality; (b) for the models which do not simulate a clear seasonality. Symbols as in figure 8.5 except for full circles: LMDz.

Three of the four models (not taking into account the LMDz GL21PW simulation, which has no Antarctic counterpart) that do not simulate a strong temperature change seasonality in central Greenland also do not do so in central East Antarctica. The Antarctic temperature change seasonality of the fourth model, UGAMP with prescribed SSTs, is not

extremely strong either. In other words, the models seem to be quite consistent with themselves as far as the temperature change seasonality on the ice sheets is concerned.

As discussed in chapter 6, the LMDz model shows only a slightly decreased winter cyclonic activity off East Antarctica during the LGM. This is consistent with a more moderate seasonality of the cooling than in the Greenland simulations GL21PC and GL21RC.

8.6 Precipitation seasonality

8.6.1 General remarks

Precipitation is generally one of the meteorological fields which GCMs tend to simulate poorly, although much progress has been made in recent years. Especially over the ice sheets, with their steep topography near the coast, the increasing spatial resolution (due to increased computer power) has been an important factor for these advances [*Genthon et al.*, 1994]. However, many of the GCMs analyzed in this work still poorly simulate the present-day annual mean precipitation over Greenland and Antarctica due to their relatively low resolution. As for the temperature, ice core analysis provides us with estimates of the paleo-surface mass balance which the models can be checked against [e.g., *Dahl-Jensen et al.*, 1993; *Cuffey and Clow*, 1997], but this is not the scope of the present work. Again, as in the preceding section, we rather analyze the simulated seasonality of the precipitation, which ice core studies cannot reveal directly. Changes in the precipitation seasonality can have important consequences on the interpretation of ice core paleodata, for example of the water isotope signal (see chapter 7) or the concentration of chemical species [*McConnell et al.*, 1997].

As in the preceding section, all grid points above 3000 m in Antarctica and above 2000 m in Greenland are taken into account. This seems more reasonable than taking the single grid point representing Vostok or Summit because one single grid point might not be very representative, as, at least in Antarctica, models and ECMWF analyses simulate a very high spatial variability of the precipitation seasonality (see appendix B).

As the absolute simulated present-day precipitation quantities vary widely between the models, the best way to analyze the changes of the precipitation seasonality is to plot the LGM to present-day precipitation ratio

$$X = \frac{P_{21kyr}}{P_{0kyr}} \quad (8.1)$$

for each month of the year and for each model.

8.6.2 Greenland

The precipitation ratio X is displayed in figure 8.7. X exhibits a clear seasonality for 8 out of 13 models, with a maximum in summer. For these models, X is displayed in figure 8.7a. For the remaining 5 models, X is shown in figure 8.7b. No model simulates a higher precipitation rate for the LGM than for the present at any month. In a quite consistent way, one can see that the models that simulate a stronger winter than summer temperature decrease (see section 8.5.2 and figure 8.5) also tend to simulate a stronger relative decrease of the winter than of the summer precipitation. In particular, X exhibits a clear seasonality

in the LMDz GL21PC and GL21RC simulations, but not in GL21PW. This is quite easy to understand by means of the water vapor holding capacity argument [Robin, 1977], which states that the precipitation quantity should be linked to the temperature by means of the saturation water vapor pressure.

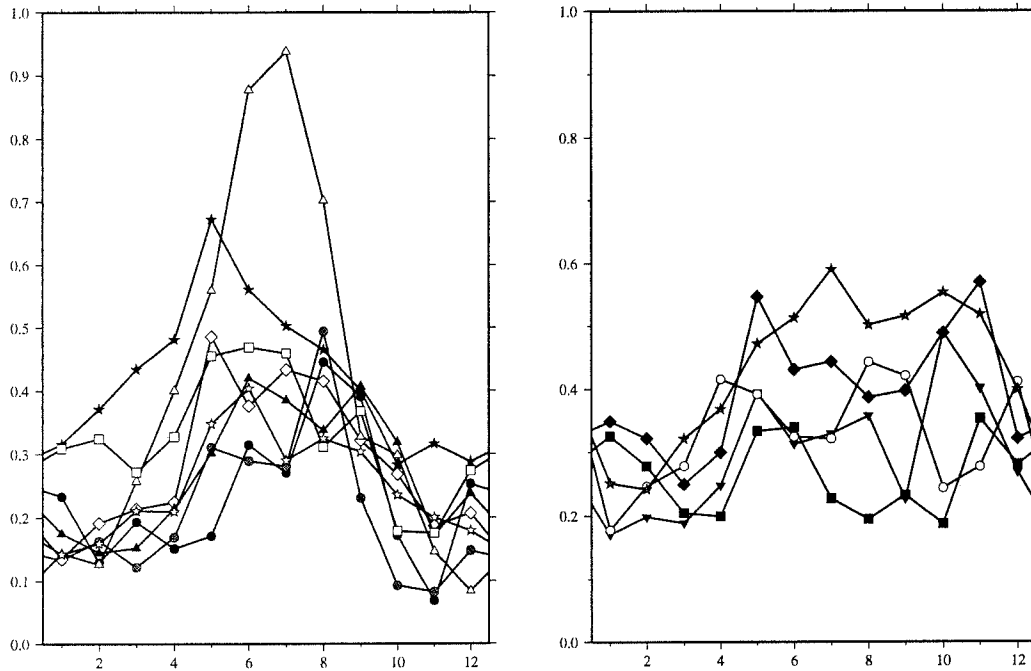


Figure 8.7: The monthly mean precipitation ratio $X = \frac{P_{21kyr}}{P_{0kyr}}$ for the Greenland grid points above 2000 m. (a) For the models which simulate a clear seasonality; (b) for the models which do not simulate a clear seasonality. Symbols as in figure 8.5.

8.6.3 Antarctica

The precipitation ratio X for the Antarctic grid points above 3000 m is shown in figure 8.8. X shows a clear seasonality (a strong precipitation decrease in winter) for 7 out of 14 models. Again, this is coherent with the temperature change discussed in section 8.5.3. The remaining models do not show any clear seasonal signal. As expected, the models which simulate a clear seasonality in the temperature change also tend to simulate clear seasonal variations of X . As the mean temperature change between the LGM and the present is weaker in Antarctica than in Greenland, X is generally higher in Antarctica than in Greenland. Consequently, even if the seasonalities of X in figure 8.8a (Antarctica) seem to be as strong as in figure 8.7a (Greenland) at the first glance, they are actually weaker, i.e. X_{summer}/X_{winter} tends to be higher in Greenland. Moreover, most of the models agree on the precipitation ratio X over central Greenland, whereas they do not agree over central East Antarctica. Thus, the signal is much clearer in Greenland than in Antarctica.

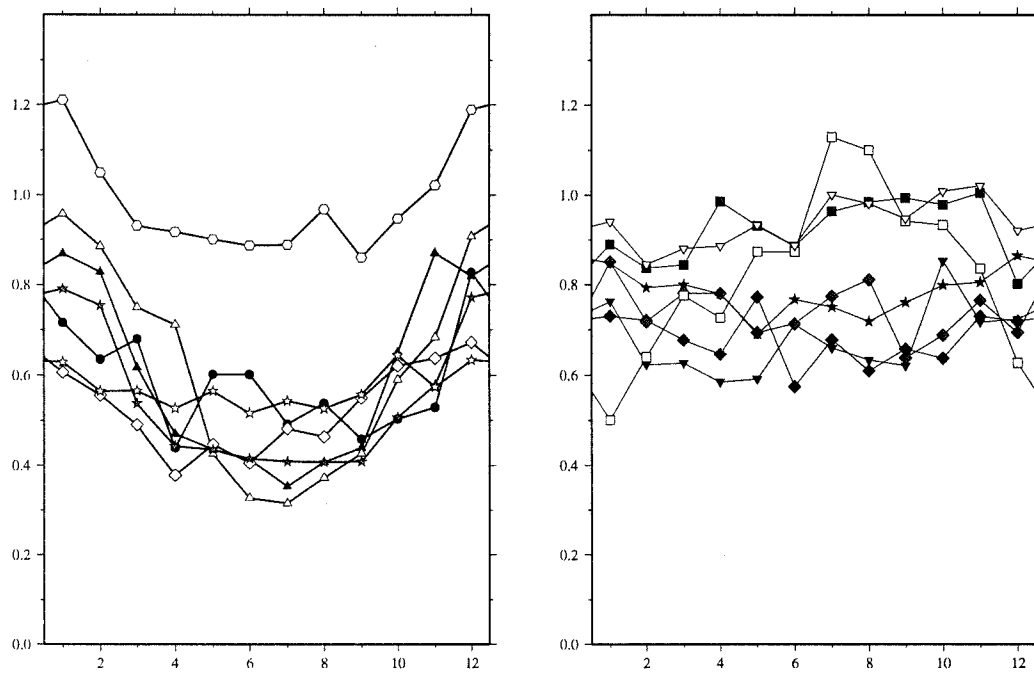


Figure 8.8: The monthly mean precipitation ratio $X = \frac{P_{21kyr}}{P_{0kyr}}$ for the Antarctic grid points above 3000 m. (a) For the models which simulate a clear seasonality; (b) for the models which do not simulate a clear seasonality. Symbols as in figure 8.6.

Again, similarly to what has been seen for the temperatures, three of the four models (again not taking into account the LMDz GL21PW simulation, which has no Antarctic counterpart) that do not simulate a strong precipitation change seasonality in central Greenland (figure 8.7b) also do not do so in central East Antarctica (figure 8.8b).

8.7 Summary of the results

The main results reported in this paper are the following.

- **Surface pressure.** On the Antarctic Plateau at a constant altitude of 3500 m (relative to the present-day sea level), the models suggest that the LGM surface pressure was between 0 and 15 hPa lower than today. In central Greenland at 3200 m, the surface pressure at constant altitude was about 10 to 15 hPa lower than today.
- **Surface wind.** As expected, the magnitude of the annual mean surface wind $|\bar{v}|$ does not show any drastic changes between the LGM and today. The annual mean wind speed $|\bar{v}|$, available only for the LMDz GCM, does not show important changes for Vostok. However, strong wind events are somewhat less frequent during the LGM than today. At Summit, on the other hand, even the annual mean wind speed $|\bar{v}|$ is reduced during the LGM, due to a strong decrease of the frequency of strong wind speed events.
- **Seasonality of temperature change.** A majority of the models suggest a clear seasonality of the surface air temperature change $T_{21kyr} - T_{0kyr}$ in central Greenland, with a more pronounced LGM to present-day temperature difference in winter than in summer. The situation is somewhat less clear in Antarctica, but even there, about half of the models suggest the same kind of seasonality. This result seems to be at least partially dependent on the prescribed sea surface temperatures.
- **Precipitation seasonality.** For Greenland, most of the models suggest that the ratio of summer to winter precipitation was higher during the LGM than today. However, the models disagree about the amplitude of that change. For Antarctica, most of the models simulate only a moderate change of the summer to winter precipitation ratio. These changes are in line with the seasonality of the surface air temperature change, and as these, seem to depend at least partially on the prescribed LGM surface conditions.

8.8 Discussion and conclusions

8.8.1 Implications for the interpretation of water isotope signals

The results reported in section 8.6 for the PMIP GCMs generally seem to corroborate the results obtained with the LMDz GCM, reported in chapter 7. For central Greenland, most of the GCMs simulate a relatively stronger precipitation decrease in winter. This means that the GCMs suggest the water isotope method used to reconstruct LGM surface temperatures at Summit has a warm bias. For central East Antarctica, the results are not so clear, although several models still suggest a relatively stronger precipitation decrease

in winter. This is again in line with the results reported in chapter 7. This seasonality of precipitation change seems to be linked to a similar seasonality of surface temperature change, as also discussed in chapter 6.

8.8.2 Implications for the interpretation of air content signals

As stated in the introduction, the air content A (in $\text{cm}^3 \text{g}^{-1}$) of ice is a function of the atmospheric pressure P_i and of the porous volume of the ice V_i at close-off (i.e., at the moment and depth of the transition from firn to ice, when the bubbles become isolated). By measuring the air content of old ice, one can thus theoretically retrieve the paleo-surface pressure, and, consequently, get an idea about the paleo-altitude [e.g., *Martinerie et al.*, 1992]:

$$A = \frac{P_i T_0}{P_0 T_i} V_i \quad (8.2)$$

where A is the air content of the ice reduced to standard temperature T_0 and pressure P_0 , T_i is the air temperature at close-off, and V_i is the pore volume of the ice at close-off.

Under present-day conditions, the mean porosity V_i at close-off decreases with the annual mean surface temperature T_i and a quasi-linear V_i vs. T_i relationship is observed [e.g. *Martinerie et al.*, 1994]. Nevertheless, very significant deviations from this relationship are observed today for several sites (2 sites with similar mean annual temperature may show a difference in values of the porosity at close-off as large as 10% or more). It has been postulated that wind [*Martinerie et al.*, 1994] and changes in precipitation seasonality [*Raynaud et al.*, 1997] should influence the porosity at close-off V_i (“non-thermal porosity changes”). In this context, it is important to note that the glacial-interglacial changes of the air content A observed along the ice cores of Vostok [*Martinerie et al.*, 1994] and GRIP [*Raynaud et al.*, 1997] cannot be explained taking into account only the changes in elevation and mean close-off temperature. At both sites, the latter is thought to be presently not very different from its LGM value [*Martinerie et al.*, 1994; *Raynaud et al.*, 1997]. Note however that this is based on ice sheet model results: the present work has actually been carried out to eventually make possible better estimates of paleo-altitudes. We thus examine the possible influence of surface pressure changes at constant altitude and of close-off non-thermal porosity changes on the air content A .

8.8.2.1 LGM atmospheric pressure

As reported in section 8.3, the surface pressure in central Greenland (East Antarctica) during the LGM at constant altitude was about 5–15 (0–15) hPa lower than today. In these regions, the pressure gradient with altitude $\partial p / \partial h$ is approximately 10 hPa / 100 m. This means that the uncertainty of the altitude-independent LGM surface pressure induces an uncertainty of about 100 m at both sites when the air content signal A is interpreted in terms of paleo-altitude.

8.8.2.2 Nonthermal porosity changes

8.8.2.2.1 Changes of precipitation seasonality.

Important seasonal A variations are observed at several ice core sites [e.g. *Delmotte*, 1997]. They reflect the fact that the

porosity of the summer snow layers is generally up to 10% larger than the porosity of the winter layers. It has been postulated that a change in the summer to winter precipitation ratio could have influenced the glacial-interglacial A changes [Raynaud *et al.*, 1997]. The GCMs results reported here indicate that the relative reduction of the winter precipitation rates over central Greenland might have been up to three times stronger than the corresponding relative reduction in summer. Supposing that there is no clear precipitation seasonality for the present (which seems to be quite realistic for central Greenland [Shuman *et al.*, 1995]), a very simple calculation shows that such a seasonally varying precipitation decrease could induce a mean A change of up to 2.5%:

$$\frac{1}{4}(-5\%) + \frac{3}{4}(5\%) = 2.5\% \quad (8.3)$$

Here, 5% corresponds to the maximum amplitude of the annual variation of A . The factors 1/4 and 3/4 come from the fact that if there is no clear precipitation seasonality today, and if the relative precipitation reduction in winter is 3 times stronger than in summer, then the LGM winter precipitation is 3 times lower than the summer precipitation. According to equation 8.2, this could induce a relative error of 2.5% on the estimation of the paleo-surface pressure. With an approximate surface pressure of 700 hPa at the center of the ice sheets, this means an absolute error of 18 hPa, corresponding to 180 m in terms of paleo-altitude. Note that in reality, A does not vary intra-annually in the way supposed in the simple calculation above; for example, it generally varies more like a sine wave (which is not surprising, as it is essentially determined by the temperature) superposed by a sharp late summer peak. This means that the real influence of the seasonality of the precipitation change is certainly much weaker than suggested by our simplistic calculation.

8.8.2.2.2 Wind speed changes. At least in the temperature range between -40 and -20°C , close-off porosity V_i depends on the surface porosity V_s [Martinerie *et al.*, 1994]: $\partial V_i / \partial V_s = 0.022$. Snow packing by wind may reduce the surface snow porosity. Thus, if the wind strength increases at the surface, we may expect a decrease in the close-off porosity. In Antarctica, the few data available suggest that the ice porosity at close-off, and consequently the ice air content A , decreases significantly with increasing mean wind speed $\overline{|v|}$ only for mean annual wind speeds $\overline{|v|} > 6 \text{ m s}^{-1}$ [Martinerie *et al.*, 1994]. However, for both climatic periods, $\overline{|v|}$ remains below this threshold both in central Greenland and in central East Antarctica. On the other hand, sporadic weather perturbations can lead to higher wind speeds which may affect the close-off porosity. LMDz suggests that at Summit, high wind speed events are very rare during the LGM, whereas they are much more frequent under present-day conditions (see figure 8.3). In order to evaluate the possible influence of such changes, a sensitivity experiment has been carried out with the detailed snow model CROCUS [Brun *et al.*, 1992; Dang *et al.*, 1997]. In the control run, the snow model is forced with 6-hourly ECMWF data for 20 years. A perturbed run is then carried out where the wind speed is limited to 8 m s^{-1} , while everything else is kept as in the control run. In the perturbed run, the surface snow porosity simulated by CROCUS (averaged over the upper four meters of the snow pack) is increased by about 5% compared to the control run. Supposing a $\partial V_i / \partial V_s$ gradient of 0.022, this 5% $\Delta V_s / V_s$ translates into $\Delta V_i / V_i = 0.3\%$. This low value means that there is not much influence to expect from the diminished

frequency of high wind speed events alone; however, in this experiment, we have not tested the influence of lowered short-term variability of other surface climate parameters such as surface temperature, which determines the formation of depth hoar and thus influences the close-off porosity [*Martinierie et al.*, 1994].

8.8.3 Conclusions

The results reported here tend to confirm the results reported in chapter 7 concerning the influence of precipitation seasonality changes on ice core δ signals. Part of the apparent water isotope-borehole thermometry conflict may be due to such effects. Concerning the interpretation of ice air content A , we have been able to better constrain some parameters which have to be known in order to correctly interpret A in terms of paleo-ice sheet altitude. However, the results remain quite qualitative at this stage. Paleo-climate simulations with a GCM coupled to a detailed snow model seem to be a promising step towards achieving a better knowledge of the variations of snow metamorphism under changing climatic conditions. We hope that this coupled approach will eventually enable us to fully exploit the information contained in the ice core air content variations.

8.9 Résumé

Dans ce travail, nous avons analysé la température de surface, la pression de surface, et les saisonnalités de température et de précipitation dans les parties centrales du Groenland et de l'Antarctique simulées par différents MCG pour le présent et le DMG. La motivation pour cette étude est le fait que, en plus de la température, la pression de surface, le vent de surface et la saisonnalité de la précipitation sont des paramètres importants pour une interprétation correcte des archives glaciaires, en particulier pour l'interprétation du contenu en air de la glace en termes de paléo-altitude. De plus, la saisonnalité de la précipitation a une influence marquée sur la composition isotopique de la glace, et il est donc important de pouvoir estimer l'amplitude de changements de ce paramètre entre le DMG et aujourd'hui. La plupart des simulations analysées ici ont été exécutées dans le cadre de PMIP. De plus, le modèle LMDz a été utilisé, ce qui nous permet de procéder à des diagnostics supplémentaires.

Sur les parties élevées du Groenland et de l'Antarctique, les modèles suggèrent une pression atmosphérique plus basse à altitude constante pendant le DMG. Ceci est principalement dû aux températures plus basses pendant le DMG, qui induisent un gradient $\partial p/\partial h$ plus fort. Sur les deux calottes de glace, la plupart des modèles tendent à simuler une diminution de la température de surface plus forte en hiver qu'en été. Pour le présent, les modèles sont en désaccord profond sur la saisonnalité de la précipitation à l'intérieur des calottes de glace, qui est mal déterminée par les observations. Par contre, surtout au Groenland, la précipitation diminue relativement plus fortement en hiver qu'en été. Ceci semble être lié à la saisonnalité du changement de température. Ainsi, les résultats obtenus dans le chapitre 7 sont confirmés.

Chapitre 9

Conclusion et perspectives

9.1 Conclusion

L'objectif initial de ce travail de thèse a été de mettre au point le modèle LMDz pour des études du climat régional des calottes de glace à haute résolution spatiale. Des modifications de la formulation du modèle ont été effectuées pour permettre une meilleure prise en compte des spécificités du climat polaire. Ces modifications touchent essentiellement les paramétrisations physiques des processus de surface et de la couche limite atmosphérique, par exemple, le traitement de la glace de mer et les flux turbulents dans une couche limite atmosphérique stable. Après ces modifications, le modèle a été validé pour le climat actuel de l'Antarctique. Malgré certains problèmes mineurs, le modèle fournit une très bonne simulation du climat de ce continent, et en particulier de son bilan de masse en surface, notoirement difficile à modéliser.

La validité de l'approche choisie pour la simulation du climat régional, à savoir, l'utilisation d'un modèle de circulation générale de l'atmosphère à grille variable, a été confirmée dans une analyse du comportement des systèmes dépressionnaires au bord du domaine à haute résolution. Les résultats indiquent que la déformation de la grille, tant qu'elle reste modérée et régulière, ne crée pas de problèmes numériques notables. Ainsi, nous disposons d'un outil puissant et économique pour l'étude du climat polaire.

L'objectif initial du travail de thèse ayant été atteint, il a été possible d'appliquer LMDz à l'étude du climat du Dernier Maximum Glaciaire (il y a 21000 ans), avec une résolution spatiale inégalée à ce jour. Cette période, caractérisée par une extension massive des grandes calottes de glace dans l'hémisphère Nord, est l'une des plus souvent étudiées à l'aide de MCG. Pourtant, le climat des calottes de glace de cette période n'a pas reçu beaucoup d'attention. Nous avons vérifié le climat du DMG simulé par le MCG sur les calottes par comparaison aux reconstructions paléoclimatiques obtenues par l'étude des archives glaciaires. A l'aide du MCG, nous avons obtenu une extrapolation physique de ces enregistrements éparses sur l'ensemble de la calotte. Certains résultats peuvent apparaître surprenants au premier abord, comme la diminution de l'activité cyclonique dans certaines régions autour du Groenland et de l'Antarctique, mais des explications élémentaires ont pu être fournies. Des études de sensibilité ont montré que le climat glaciaire simulé est très sensible aux incertitudes concernant les conditions aux limites inférieures (par exemple, topographie des calottes, températures de surface de l'océan) à imposer au modèle.

Nous avons utilisé LMDz en particulier pour une étude des influences locales sur le signal isotopique, utilisé pour la reconstruction des paléotempératures sur les calottes de glace. Cette étude, qui suggère que ces influences locales pourraient expliquer une grande partie des problèmes d'incohérence entre les différentes méthodes de reconstruction des paléotempératures, démontre une autre utilisation possible des MCG pour l'étude du paléoclimat : les MCG peuvent fournir des indications sur des paramètres du climat de surface dont la connaissance est nécessaire pour une interprétation correcte des archives glaciaires.

Dans le même esprit, les sorties de plusieurs MCG participant au programme PMIP [Joussaume et Taylor, 1995] ont été analysées. Les résultats semblent confirmer les résultats obtenus à l'aide de LMDz. Il a été possible de fournir des estimations des changements de pression de surface entre le DMG et aujourd'hui qui sont nécessaires pour une interprétation correcte du volume d'air inclus dans les bulles de la glace carottée en tant qu'indicateur de la paléo-altitude.

9.2 Perspectives

Amélioration du modèle. Le travail sur un MCG n'est jamais fini. Notre principal intérêt étant le climat de surface, nous n'avons en particulier pas abordé les paramétrisations de la physique des nuages dans ce travail. Pourtant, il est très probable que les formulations de LMDz, développées et validées principalement pour les basses et moyennes latitudes, ne sont pas optimisées pour les particularités du climat polaire. De même, l'introduction d'une formulation plus physique du métamorphisme du manteau neigeux et de l'albédo de la neige est souhaitable. Pour ce genre de travail, le LGGE est un endroit privilégié : des travaux sur l'adaptation du modèle CROCUS aux particularités du climat polaire sont bien avancés [Dang et al., 1997], et la télédétection, également une activité développée au LGGE, pourra apporter des renseignements précieux à ce sujet.

Couplage avec un modèle de métamorphisme de la neige. Les changements simulés de certains paramètres du climat de surface entre le DMG et aujourd'hui (par exemple, variations de la saisonnalité de la précipitation, changements de la variabilité à court terme, etc.) peuvent avoir des implications importantes pour l'interprétation des archives glaciaires. Dans certains cas, celles-ci sont dues à une modification du métamorphisme de la neige, soumise au climat de surface. Une étude approfondie des implications de ces changements pour les fonctions de transfert air-neige-glace profitera donc d'une approche de modélisation couplée climat-métamorphisme de la neige. Un travail de couplage CROCUS-LMDz est en cours avec H. Dang dans le but de fournir une quantification des effets attendus.

Couplage avec un modèle d'écoulement des calottes de glace. Le cycle de croissance et de fonte des calottes de glace est l'une des principales caractéristiques de la dynamique du climat. L'étude numérique de cette dynamique est freinée par le coût des modèles numériques, surtout des MCGA (même en utilisant un outil efficace comme LMDz) : les grands cycles climatiques ont une périodicité d'une centaine de milliers d'années. Néanmoins, des simulations paléoclimatiques "instantanées" (c'est à dire, des

simulations relativement courtes de périodes climatiques bien définies) peuvent être entreprises avec un MCGA dans le but d'un couplage asynchrone entre le MCG et un modèle tridimensionnel d'écoulement des calottes de glace comme celui qui a été développé au LGGE [Fabre *et al.*, 1995; Ritz *et al.*, 1997]. Ces modèles d'écoulement des calottes de glace ont typiquement une résolution de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres. Pour les expériences de couplage — ou, dans un premier temps, de forçage du modèle d'écoulement des calottes par le MCG —, il est donc souhaitable de disposer d'un MCG de résolution équivalente. Des expériences de ce type, utilisant les sorties de LMDz discutées dans ce travail, sont envisagés au LGGE pour un futur proche.

Prédiction de l'accumulation sur les calottes de glace au prochain siècle.

L'augmentation du CO₂ atmosphérique aura très probablement des influences importantes sur le climat des hautes latitudes. Des simulations à haute [Ohmura *et al.*, 1996] et moyenne [par exemple, Thompson *et Pollard*, 1997] résolution spatiale ont été entreprises dans le but de quantifier l'influence de ces changements sur le bilan de masse du Groenland et de l'Antarctique, mais il est nécessaire de confirmer les résultats obtenus dans ces études par des simulations avec d'autres MCG à haute résolution spatiale.

Modélisation méso-échelle. En collaboration avec le groupe de Hans Oerlemans (Utrecht), un projet d'intercomparaison¹ entre LMDz et le modèle de circulation régionale RACMO [van Lipzig *et al.*, 1997] est en cours. Dans le cadre de ce projet, des simulations à 60 km de résolution sur l'Antarctique seront exécutées. Le modèle régional sera forcé à ses limites extérieures avec les sorties de LMDz.

Traceurs atmosphériques. La version de LMDz développée dans ce travail est utilisée pour des études des traceurs atmosphériques au LGGE par Katrine Andersen et Alexandre Armengaud. Surtout l'étude des traceurs paléoclimatiques ciblée sur les calottes de glace est très prometteuse, car les archives glaciaires montrent des variations extrêmement importantes des concentrations de poussières atmosphériques au dessus des calottes de glace liées aux changements climatiques [par exemple, Thompson *et Mosley-Thompson*, 1997]. L'étude des traceurs paléoclimatiques peut ainsi servir de test pour le MCG, mais elle peut aussi fournir des renseignements précieux sur le paléoclimat même. Les premiers résultats obtenus avec des simulations ciblées sur le Groenland et sur le Bassin Arctique sont très encourageants et semblent montrer une amélioration par rapport à des simulations en grille régulière.

¹Ce projet est financé par Eismint (European Ice Sheet Modeling Initiative).

Annexe A

Quelques diagnostics dans le cadre de PMIP

Cette partie rapporte quelques résultats préliminaires de l'analyse des simulations PMIP. Dans le cadre du sous-projet PMIP "Bilan de masse en surface des calottes de glace", entrepris en étroite collaboration avec David Pollard (Pennsylvania State University), les différents termes de ce bilan b_m — précipitation, évaporation / sublimation, fonte, ruissellement — seront étudiés en détail. Un des objectifs de cette étude est de répondre à la question de savoir si les MCG sont capables de maintenir les calottes de glace dans leur état reconstitué au DMG. On suppose ici que pendant le DMG, les calottes réelles étaient en équilibre, car il s'agissait de la période d'extension maximale des calottes de glace. Cet annexe est plutôt un rapport d'étape, car le travail réel d'analyse des résultats n'a pas encore été entrepris.

A.1 Bilan de masse en surface moyen

Avec une largeur typique de quelques dizaines de kilomètres, la zone d'ablation d'une calotte de glace comme le Groenland est trop mince pour être réellement résolue dans un MCG. Néanmoins, beaucoup de MCG simulent de la fonte aux bords des calottes glaciaires, par exemple à cause de la mauvaise représentation du relief escarpé ou simplement parce que le climat simulé est trop chaud. Il est donc intéressant d'analyser ce terme du bilan de masse.

La fonte en surface n'est pas une variable sauvegardée dans l'archive PMIP. Il est donc nécessaire de la calculer à partir du bilan énergétique à la surface. Le raisonnement est le suivant. Le bilan énergétique à la surface se lit :

$$R_S + R_L + T_S + T_L = L\rho F + C_p \rho d \partial_t T \quad (\text{A.1})$$

avec

R_S : flux radiatif visible en surface (W m^{-2} , positif vers le bas) ;

R_L : flux radiatif infrarouge en surface (W m^{-2} , positif vers le bas) ;

T_S : flux de surface turbulent de chaleur sensible (W m^{-2} , positif vers le bas) ;

T_L : flux de surface turbulent de chaleur latente (W m^{-2} , positif vers le bas) ;

L : chaleur latente de fonte de la glace ($0.3336 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$);
 ρ : densité de l'eau (1000 kg m^{-3});
 F : fonte en surface en équivalent d'eau (m s^{-1});
 C_p : capacité calorifique de la glace ($\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$);
 d : épaisseur typique du manteau neigeux sur laquelle la température peut changer lors d'une intégration du modèle sur une dizaine d'années, typiquement quelques m;
 $\partial_t T$: dérive de température de cette couche du manteau neigeux (K s^{-1}).

Pour déduire la fonte simulée, nous devons supposer ici que la dérive de température du manteau neigeux est nulle dans les modèles. Un petit calcul montre qu'en absence de fonte, un petit déséquilibre des termes à gauche de l'ordre de 1 W m^{-2} conduirait à un réchauffement du manteau neigeux de plusieurs °C en une seule année. Notre simplification semble donc défendable.

En calculant ainsi la fonte en surface, il s'est avéré qu'un certain nombre de modèles semblent simuler de la fonte négative, ce qui est évidemment dépourvu de sens. Plusieurs interprétations sont possibles :

- Le modèle du sol utilisé dans ces MCG ne conserve pas l'énergie. Dans ce cas, le calcul entier devient caduc.
- Le manteau neigeux s'est refroidi, parfois de façon considérable, au cours de la simulation. Ceci est en contradiction avec l'hypothèse que la dérive de température du manteau neigeux est nulle dans les modèles.

En tout cas, il est clair que pour ces modèles, le calcul de la fonte sera très approximatif. Il est évidemment possible de mettre simplement la fonte à 0 sur les endroits où le calcul donnerait une fonte négative. Mais ceci n'est guère satisfaisant.

Ensuite, le bilan de masse b_m peut être calculé de la façon suivante :

$$b_m = p - e - r \quad (\text{A.2})$$

où p est la précipitation (pluie plus neige), e l'évaporation, et r le ruissellement. L'évaporation peut être négative. Dans ce cas, il s'agit d'un flux turbulent de chaleur latente dirigé vers le bas. Cette situation est fréquente dans une couche limite stable. Le ruissellement est difficile à estimer dans les simulations. En réalité, la situation est la suivante : a un endroit où il pleut rarement et où la fonte est également peu fréquente, l'eau de fonte ou de pluie règlera très vite dans le manteau neigeux. Par contre, dans la zone d'ablation, où la fonte est très importante, cette eau ne règlera pas, mais ruissellera vers le bord de la calotte. On dénomme ici ν la fraction ruisselée de l'eau total liquide présente dans le manteau neigeux :

$$r = \nu l \quad (\text{A.3})$$

Ici, l est l'eau liquide présente dans la neige au cours d'une année ($l = \text{pluie} + \text{fonte}$). D'après *Thompson et Pollard* [1997], cette fraction ν peut être paramétrée de la façon suivante :

$$\nu = \max \left(0, \min \left(\frac{l/n - 0.7}{1 - 0.7} \right) \right) \quad (\text{A.4})$$

où n est la quantité de précipitation solide dans l'année.

Quelques groupes n'ont pas fourni la précipitation solide et la précipitation liquide séparément, mais uniquement la précipitation totale. Pour pouvoir calculer le ruissellement, il est possible d'estimer la quantité de précipitation liquide à partir des précipitations et températures de l'air en surface mensuelles en supposant que si la température de l'air en surface mensuelle est supérieure à 0°C, toute la précipitation de ce mois est liquide. Ceci est évidemment très approximatif. Il aurait été plus souhaitable d'appliquer ce même critère aux données diurnes, mais celles-ci ne sont pas disponibles dans l'archive PMIP.

Devant ces difficultés, il semble peu utile d'analyser en détail le bilan de masse simulé par les modèles tel quel, même pour les modèles PMIP à plus haute résolution spatiale. Pour l'étude numérique de la stabilité des calottes de glace au DMG, des approches indirectes comme celle développée par *Fabre et al.* [1997] semblent donc s'imposer pour la totalité des modèles PMIP, et non pas seulement pour les modèles LMD4 et LMD5, qui ont une basse résolution spatiale proche de 1000 km dans les régions polaires.

A.2 Dépendance entre précipitation et température

Régionalement, la quantité de précipitation dépend assez fortement de la température (voir les sections 6.3.4.2 et 6.4.2.2). Les figures A.1 et A.2 montrent la précipitation moyenne annuelle en fonction de la température de surface moyenne annuelle pour le Groenland et l'Antarctique au présent et au DMG. Dans les deux cas, une dépendance exponentielle, attendue en suivant *Robin* [1977], est observée. Selon presque tous les modèles, cette dépendance n'a presque pas changé en Antarctique entre le DMG et aujourd'hui. Les changements de circulation atmosphérique entre le DMG et aujourd'hui ne semblent donc pas l'influencer de façon notable.

Au Groenland également, la précipitation moyenne annuelle dépend de façon exponentielle de la température dans beaucoup de modèles. Par contre, pour quelques modèles, les paramètres de cette relation semblent changer entre le DMG et aujourd'hui. Ceci est cohérent avec les travaux de *Kapsner et al.* [1995], qui ont montré qu'au Groenland, les changements de circulation atmosphérique ont une influence très importante sur la précipitation. Il est évident qu'au Groenland, les changements de circulation entre le DMG et aujourd'hui sont plus importants qu'en Antarctique. Dans l'hémisphère nord, la Laurentide et la Fennoscandie représentaient des obstacles importants au flux atmosphérique au DMG, tandis que la topographie dans l'hémisphère sud n'a pas changé de façon aussi dramatique.

A.3 Rapport des précipitations entre le DMG et aujourd'hui

Il est déjà visible dans les figures A.1 et A.2 que le refroidissement du climat sur les calottes polaires a induit un assèchement au DMG. Le rapport des précipitations moyennes annuelles entre le DMG et aujourd'hui est tracé dans les figures A.3 et A.4 pour certains modèles PMIP. Nous avons choisi des modèles à bonne résolution spatiale (de l'ordre de 300 km).

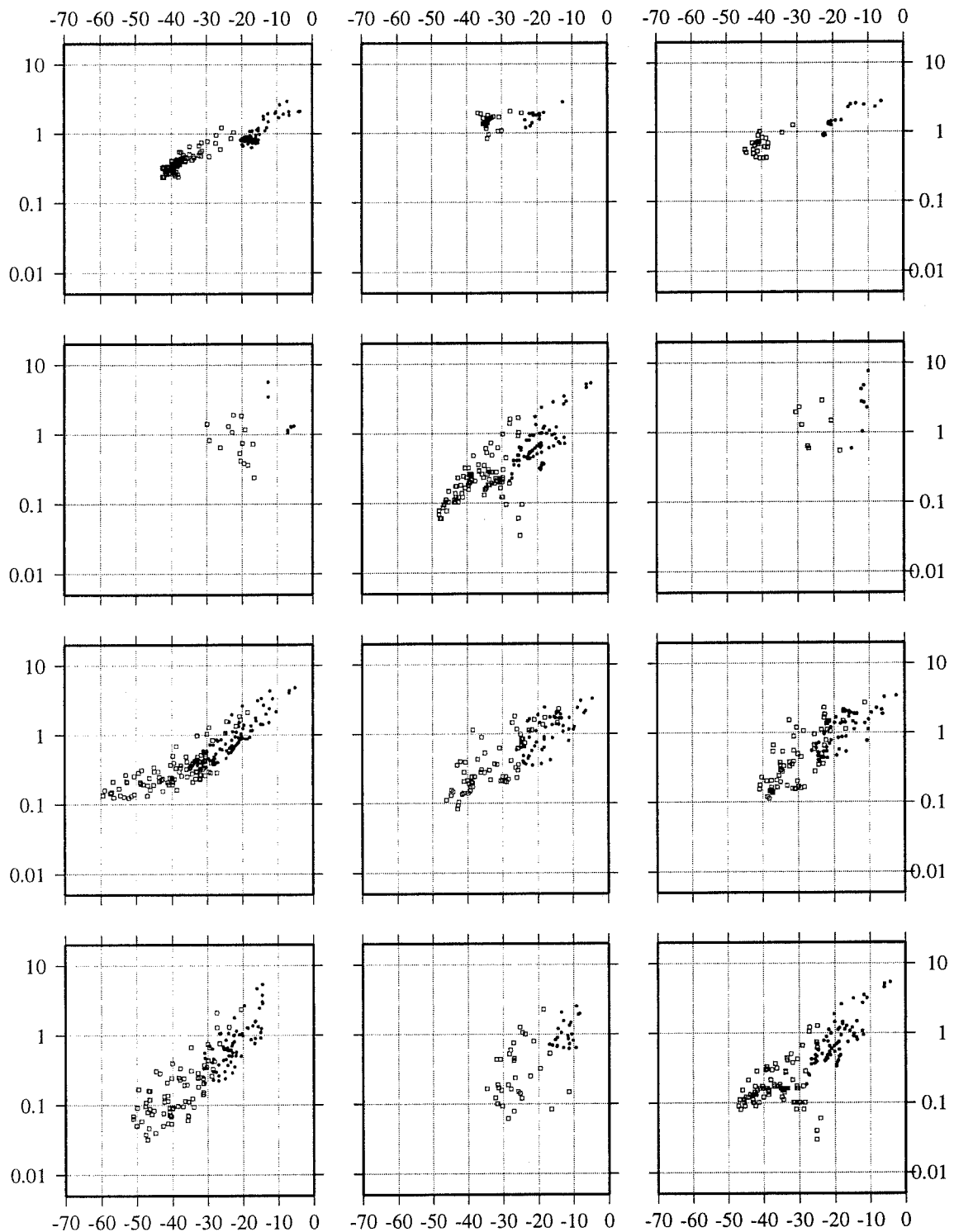


Figure A.1: La précipitation moyenne annuelle (en mm d^{-1}) en fonction de T_{2m} moyenne annuelle (en $^{\circ}\text{C}$) pour le Groenland. Points noirs : simulation de contrôle; carrés vides : simulation du DMG. Les modèles sont, de gauche à droite et de haut en bas : GFDL, CCM1, CCSR1; LMD5, UMGAP (SST prescrites), LMD4; ECHAM3, GENESIS2 (SST prescrites), GENESIS2 (SST calculées); UKMO (SST calculées), MRI2, UGAMP (SST calculées).

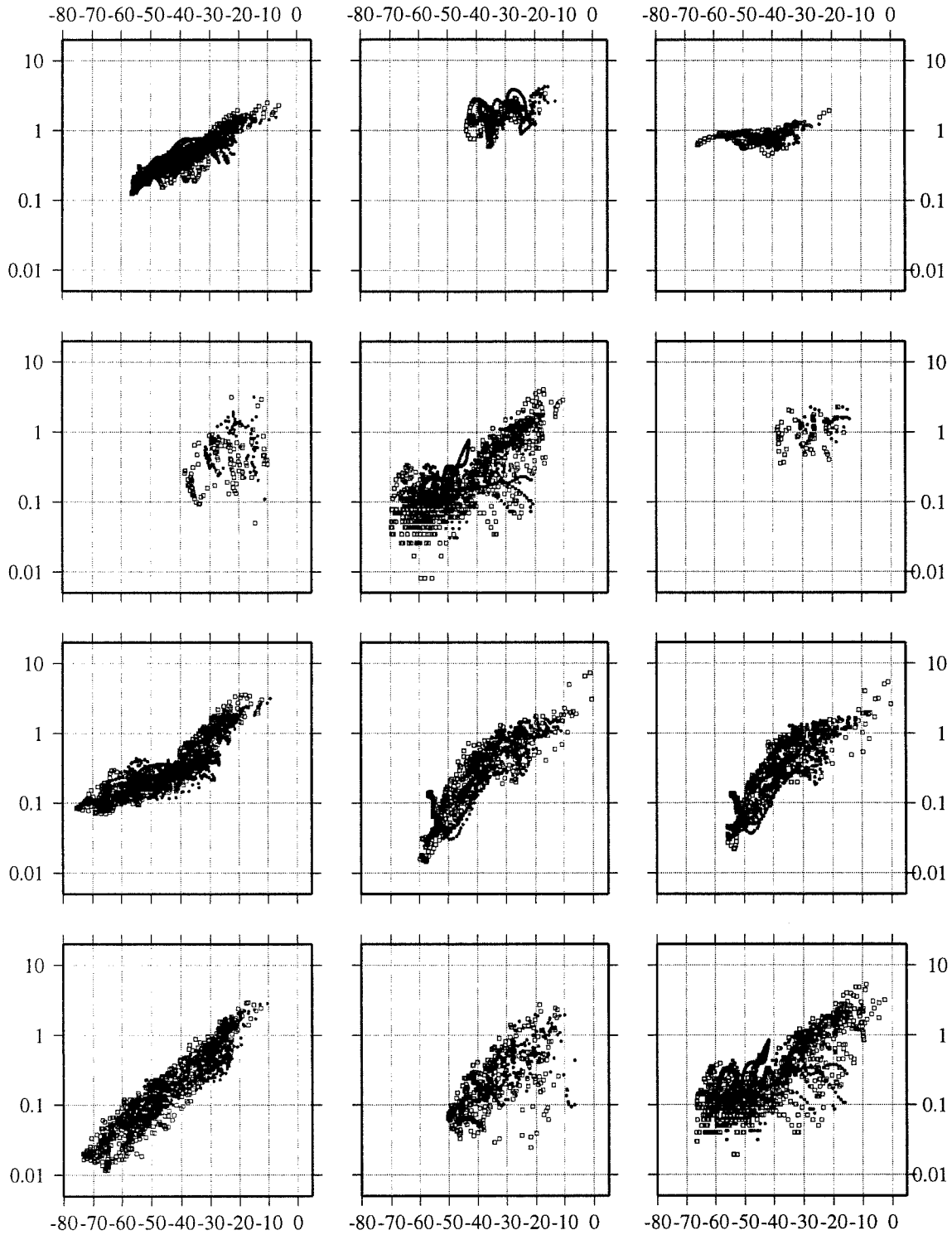


Figure A.2: La précipitation moyenne annuelle (en mm d^{-1}) en fonction de T_{2m} moyenne annuelle (en $^{\circ}\text{C}$) pour l'Antarctique. Points noirs : simulation de contrôle; carrés vides : simulation du DMG. Les modèles sont, de gauche à droite et de haut en bas : GFDL, CCM1, CCSR1; LMD5, UMGAP (SST prescrites), LMD4; ECHAM3, GENESIS2 (SST prescrites), GENESIS2 (SST calculées); UKMO (SST calculées), MRI2, UGAMP (SST calculées).

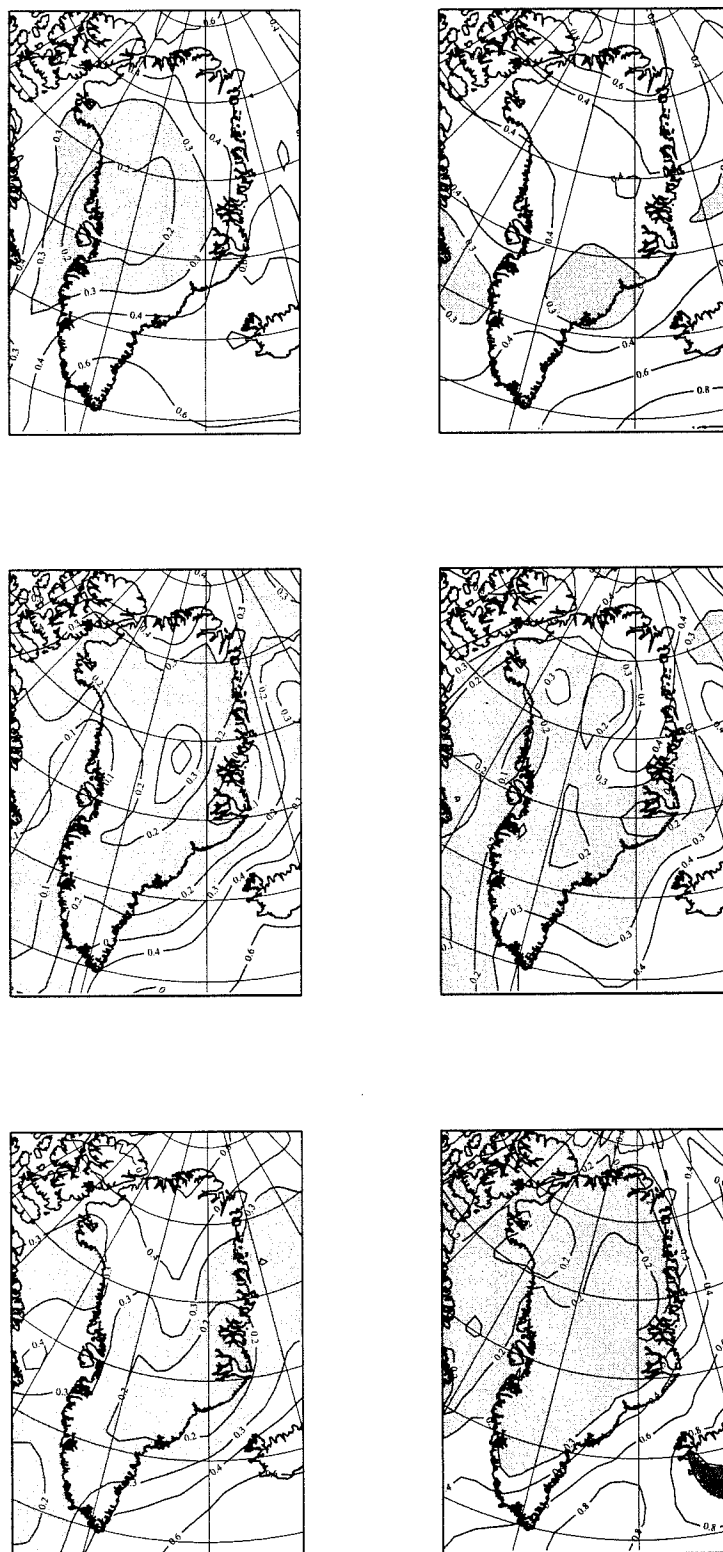


Figure A.3: Le rapport des précipitations moyennes annuelles p_{21ka}/p_{0ka} sur le Groenland. Les isolignes sont 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.5, 2, et 3. Les valeurs en dessous de 0.6 sont teintées en gris clair, celles au-dessus de 1 en gris foncé. Les modèles, de gauche à droite et de haut en bas, sont : GEN2 (SST prescrites), GFDL, UGAMP (SST calculées), UGAMP (SST prescrites), ECHAM3, et UKMO.

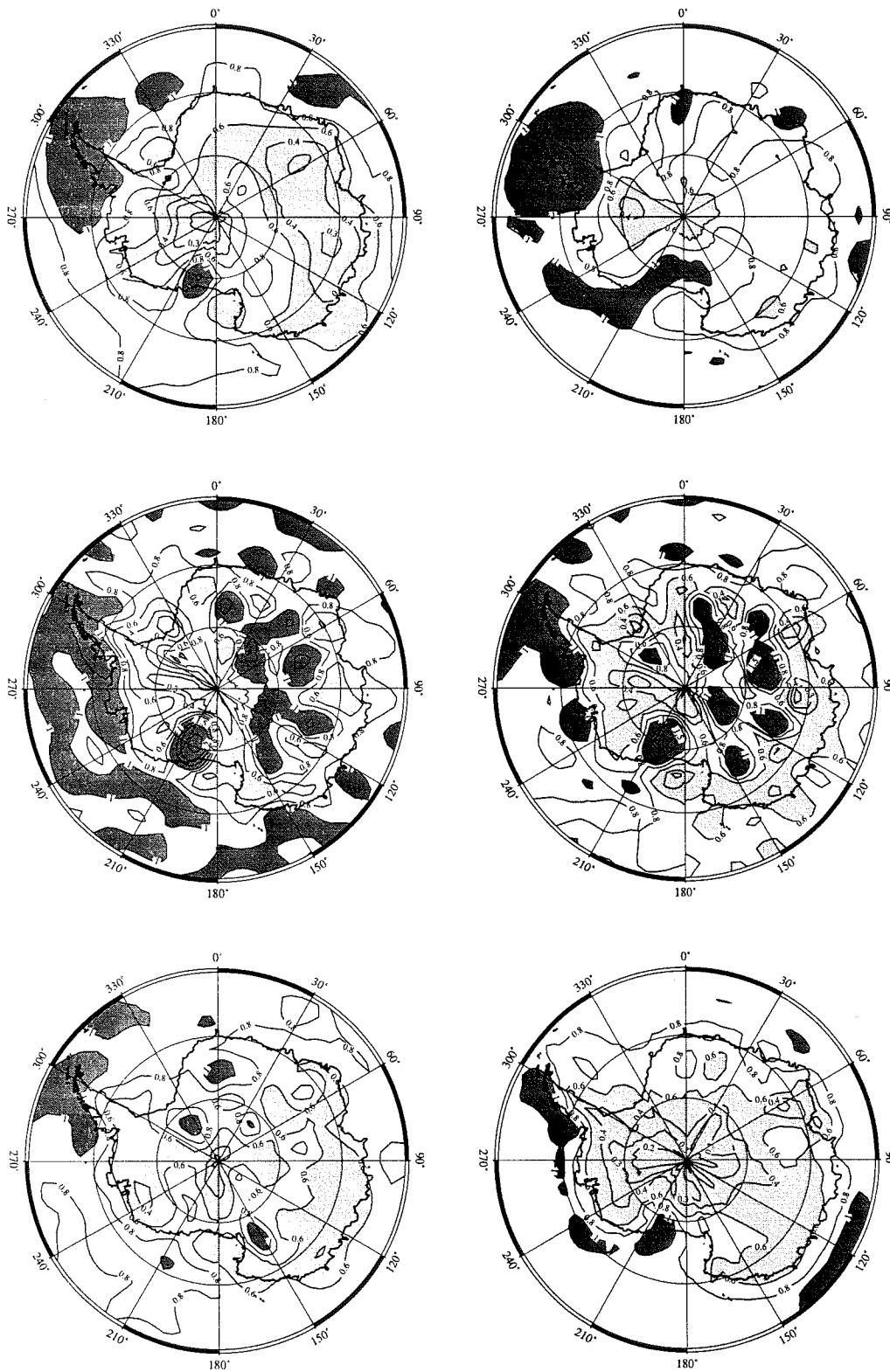


Figure A.4: Le rapport des précipitations moyennes annuelles p_{21ka}/p_{0ka} sur l'Antarctique. Les isolignes sont 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.5, 2, et 3. Les valeurs en dessous de 0.6 sont teintées en gris clair, celles au-dessus de 1 en gris foncé. Les modèles, de gauche à droite et de haut en bas, sont : GEN2 (SST prescrites), GFDL, UGAMP (SST calculées), UGAMP (SST prescrites), ECHAM3, et UKMO.

A.4 Conclusion

Ce travail n'est qu'abordé, et les résultats donnés dans cet annexe sont préliminaires. Une grande difficulté dans ce travail est que certains diagnostics importants pour l'analyse du bilan de masse en surface ne sont pas inclus dans l'archive PMIP. Nous pensons ici surtout à la fonte simulée par les modèles. Il serait souhaitable d'introduire ce diagnostic dans des stades ultérieurs du programme.

Annexe B

Variabilité intra-annuelle de la précipitation en Antarctique déduite de prévisions météorologiques et de modèles de climat à haute résolution

Les articles dont je suis le premier auteur (et parmi lesquels trois sont publiés ou sous presse) se trouvent tous sous une forme ou une autre dans le corps de cette thèse. Il n'a donc que très peu de sens de les reprendre ici. J'ai en outre participé à deux articles dont Christophe Genthon est le premier auteur:

1. "Convergence and disposal of energy and moisture on the Antarctic polar cap from ECMWF analyses and forecasts", sous presse dans le *Journal of Climate* ;
2. "Intra-annual variability of Antarctic precipitation from weather forecasts and high resolution climate models", sous presse dans les *Annals of Glaciology*.

Certains passages de la thèse font référence à ce deuxième travail. Comme les *Annals of Glaciology* ne sont pas disponibles dans toutes les bibliothèques scientifiques, cet article est repris ici.

B.1 Introduction

In the Antarctic region, precipitation is often associated with dynamic atmospheric features and processes, e.g. fronts, cyclones or mechanical uplift of moist air [Bromwich, 1988]. Radiative cooling of air is probably important for condensing atmospheric water in the interior of the Antarctic ice sheet, but moisture often becomes available for precipitation in significant amounts when air flow is of a particular intensity and direction. For instance, Krinner and Genthon [1997] describe a modeled synoptic situation off the coast of East Antarctica which efficiently channels moist marine air to the remote east Antarctic interior, producing significant precipitation events at Dome C and then Vostok further inland (see

also section 4.5 of this work). Precipitation observations, although often unreliable, do not show maxima during the warmest part of the year. Therefore the thermodynamic, or so-called moisture-holding-capacity argument (according to which warmer air holds more moisture and thus can release more precipitation) is probably not verified over the Antarctic ice sheet and surrounds on seasonal time scales. Rather, maxima are often observed in the other seasons when the effect of large scale atmospheric dynamics surrounding Antarctica is strongest due to maximum meridional temperature gradients [*Bromwich, 1988*]. On the other hand, ice core studies suggest that precipitation was lower during ice ages than today, a fact which is used to predict that Antarctic precipitation will increase in a warmer climate. Model studies so far tend to confirm this assumption, but the dynamics and hydrology of climate models are not always well verified in the polar regions. Over Antarctica, model precipitation is generally verified against observations of annual-mean mass balance with little exploration of its variability. Of course, scarcity of observations and lack of confidence in existing measurements [*Bromwich, 1988*] is a major limitation to examining more than just the annual means. However, characterizing the variability of precipitation might help provide a better indication of the ability of climate models to resolve and reproduce the atmospheric dynamics responsible for moisture advection and deposition on Antarctica.

In this paper, we study the intra-annual variability of precipitation (more specifically, the annual-mean seasonality and statistical distribution of daily precipitation) over the Antarctic region as predicted by the European Centre for Medium-range Weather Forecasts (ECMWF) short term forecasts and as simulated by two atmospheric General Circulation Models (GCM) with high spatial resolution (about 100 km) over the region of interest. The mass balance distribution of the Antarctic ice sheet is affected by topography, which is better handled at higher resolution. In addition, high resolution can better resolve atmospheric features (e.g. cyclones) of interest for precipitation variability. To assess the impact of high resolution, we also show results from a medium-resolution version (about 300 km) of one of the GCMs. The ECMWF forecasts could be considered a substitute for missing or unreliable observations of precipitation since, unlike climate model results, they are constrained by analyzed observations of wind, temperature and moisture in the atmosphere. This should limit the consequences of any ECMWF model biases and help identify real aspects of the precipitation regime. Yet, it is well known that precipitation is one of the most difficult meteorological parameters to simulate and to predict, even in regions with a dense network of weather observations. It is certainly even more difficult in Antarctica.

B.2 The forecasts and climate simulations

Short-term precipitation forecasts are available from the ECMWF 15-year (1979-93) T106 (about 125 km physical resolution) re-analysis (ERA) project [*Gibson et al., 1996*]. Forecasts at lead times up to 24 hours were produced twice daily. In order to benefit as much as possible from the analysis step, one is tempted to use only the 6-hour forecast. However, the model is relaxed towards analyzed values and this constraint is known to affect precipitation in some regions in the first few hours after forecast start. Therefore, we discard the first 6 hours and use precipitation forecasted between hour 6 and hour 12 to obtain daily-mean precipitation [*Genthon and Krinner, 1997*]. The re-analyses probably represent the

best possible use of the archived observations and therefore the best constraint on the forecasts. However, the resultant surface mass balance of central Antarctica is found to be low [Genthon and Krinner, 1997], whereas the previous forecasts based on the operational analyses (i.e., the regular real-time ECMWF product, not the re-analyses) over 1985-91 proved to be fairly correct [Genthon and Braun, 1995]. The steady evolution of the ECMWF climate model and assimilation tools improves the forecasts globally, but may occasionally be detrimental to the analyses and predictions in some specific regions. This appears to be the case for Antarctica in the re-analyses. We thus also study the operational forecasts over the July 1985 to June 1991 period, which are available only once a day. In addition, we analyze the precipitation simulated by two atmospheric GCMs, the Météo-France Arpège model developed by the Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM, Toulouse) and the Centre National de la Recherche Scientifique LMDZ (for LMD-Zoom) model designed by the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD, Paris).

Arpège (version 1), a spectral model, was run by CNRM over the AMIP (Atmospheric Model Intercomparison Project) period (1979-88) at T106 resolution with a reduced grid providing approximately 125 km isotropic resolution over the polar regions [Déqué and Piedelièvre, 1995]. The model was also run at T42 truncation (about 300 km), a rather standard resolution nowadays. A previous version of the Arpège model (version 0) has been run at T21, T42 and T79 truncations and Genthon *et al.* [1994] showed how increasing resolution dramatically improves the resultant distribution of surface mass balance over Greenland and Antarctica. Arpège (version 1) actually somewhat over-estimates precipitation in the polar regions, but the impact of resolution is nevertheless clear when comparing the results at T42 and T106 resolution.

The grid-point LMDZ GCM was run to simulate the September 1986 to August 1991 period. A variable resolution grid was used decreasing to about 100 km over the Antarctic region (taking into account numerical filters) at the expense of the grid points elsewhere. This “zoom” function of the model was adapted for Antarctica and checked by Krinner *et al.* [1997b] (see also chapters 3 and 4 of this work). A first study of Antarctic hydrology of this model was performed by Krinner and Genthon [1997] who found that model performance was relatively good (see also section 4.5 of this work). Both the Arpège and the LMDZ GCMs were run with prescribed (and hence non-interactive) observed sea-surface temperatures, sea-ice extent, and sea-ice coverage.

Time series of forecast and simulated precipitation on a common regular longitude-latitude grid were extracted and processed. The test points are shown in figure B.1. The test grid extends from the pole to 65°S in 5° steps, and zonally in 45° steps. The different sampling is adopted because less spatial variability is expected in the zonal direction and because the zonal spatial resolution increases as the meridians converge to the pole. Thus, we obtain 41 time series from each model, a number which we feel large enough to essentially sample the spatial distribution of precipitation variability, but small enough to display on one page.

B.3 Seasonal variability

To illustrate the spatial variability of precipitation, figure B.2 shows all 41 15-year-mean seasonal cycles (smoothed with a 60-day running mean) from the ERA forecasts (henceforth

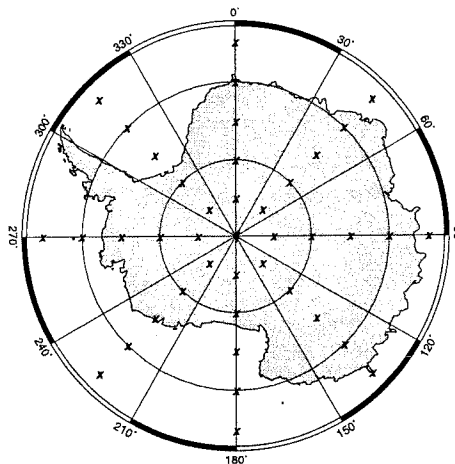


Figure B.1: Location of the 41 Antarctic sites where precipitation time series are extracted and processed. The 70° and 80°S parallels are drawn.

ERAf). Seasonality is rather weak everywhere since maxima (minima) never reach twice (half) the annual-mean precipitation. Over the oceans, whether the Atlantic, Pacific or Indian ocean, the seasonal cycle clearly has maxima in the two equinoctial seasons, with a generally higher maximum in local fall (March). *Dolgin and Petrov* [1977] report data which indicate similar cycles in Antarctic stations located on the Ross and Filchner ice shelves and along the Antarctic Peninsula. *Turner et al.* [1997] also report that the frequency of precipitation events is greatest near the equinoxes on the West coast of the Peninsula, and they anti-correlate this with the semi-annual cycle of sea-level pressure. Consequently, they associate periods of increased precipitation with times of higher frequency of synoptic-scale depressions in the area, that is, during the equinoxes. The semi-annual cycle of sea-level pressure is well known and it affects many coastal stations all around Antarctica [*van Loon*, 1967]. A semi-annual cycle of precipitation with maxima in equinoctial seasons may thus be expected on much of the Antarctic coast. In fact, the ERAf data suggests that equinoctial maxima appear over a large fraction of Antarctica, including areas far inland (e.g. the South Pole). This result differs to that found by *Bromwich* [1988] who, on the basis of the data compiled by *Dolgin and Petrov* [1977], suggests that over most of East Antarctica the cycle has a broad winter maximum.

Raw observations must be corrected to account for wind-blown snow and other spurious effects, and examinations of the tables presented by *Dolgin and Petrov* [1977] show that the correction is sometimes much larger than the raw measurement itself. For instance, at Wilkes Station (66°15'S, 110°31'E), the annual-mean corrected precipitation is 50% larger than the uncorrected precipitation, the correction contributing largely to produce a strong winter maximum. This is shown on figure B.3, along with the ERAf monthly precipitation at the two nearest model test sites (90°E and 135°E, at 65°S). In both the corrected and uncorrected data, the observed precipitation shows peaks in spring and fall. ERAf precipitation also shows a fall peak at both test sites, but the spring peak is much weaker or non-existent. In fact, at test sites with equinoctial maxima, the fall peak often dominates the precipitation series (figure B.2). Cyclones in the vicinity of the Antarctic

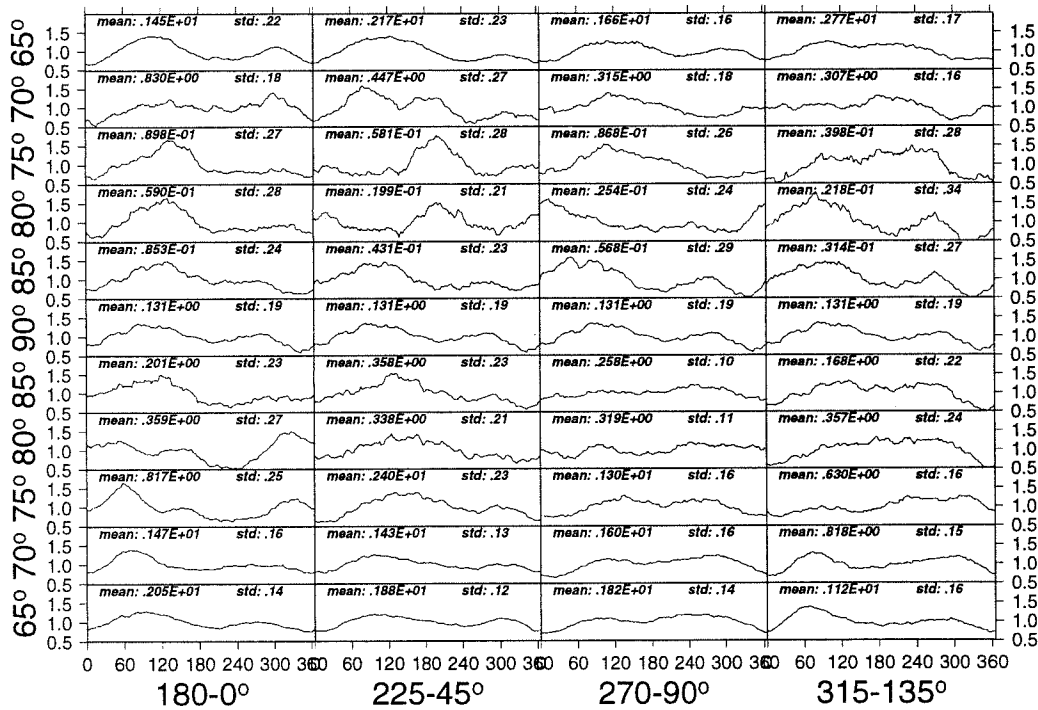


Figure B.2: Mean 1979-1993 ERAF seasonal cycle at all 41 study sites. The mean daily precipitation is smoothed with a 60-day running-mean filter. Each vertical stack of plots is a transect from 65°S to 65°N through the pole, e.g. the first stack is from the date-line to the Greenwich meridian (the seasonal cycle at the pole is thus repeated four times). X-axis is in day (1 = Jan 1st). The amplitude is normalized to the local annual-mean precipitation. The annual mean precipitation in $\text{kg m}^{-2} \text{d}^{-1}$ (mean) and normalized standard deviation (std) are printed for each site.

coast are more intense in spring than in fall [Jones and Simmonds, 1993], and sea-level pressure is consequently deeper [e.g., Krinner et al., 1997b] (see also section 4.4 of this work). However, the distance to the free ocean is also larger because sea-ice break-up is much faster than sea-ice build-up and so the seasonality of precipitation may reflect the seasonality of the distance of sites from the sources of moisture.

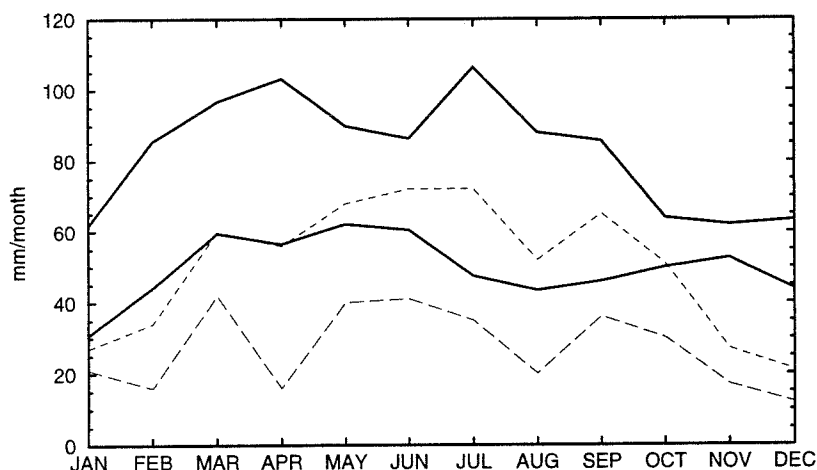


Figure B.3: Corrected (short dashes) and uncorrected (long dashes) monthly-mean precipitation at Wilkes Station, from Dolgin and Petrov [1977], and ERA5 monthly-mean precipitation at the two nearest sampling sites.

Obtained with a different meteorological model, the 1985-91 operational analyses-based forecasts (henceforth OPAF) also suggest that precipitation is semi-annual over a large part of the ice sheet, although marked winter maxima are somewhat more frequent than in ERA5 (no figure shown). Partial disagreement between ERA5 and OPAF shows that the forecasts do certainly not provide a highly reliable picture of the seasonality of Antarctic precipitation, and that divergence from some observations is certainly not a proof that these observations are wrong. However, ERA5 and OPAF both show that the details, and in some cases even the main features, of the seasonal cycle appear to significantly vary in space. For instance, along the 80°S parallel around the pole, the timing of the absolute maximum changes from winter to spring to fall and even, at one of the eight sites, to summer (figure B.2).

Figure B.4 compares precipitation at 10 selected test sites from the ERA5 data, the Arpège (T106 and T42, henceforth A42 and A106) and the LMDZ models. The models agree with the forecasts as they all indicate weak seasonal cycle amplitudes. In general, spatial variability is as large in the climate models as in the meteorological forecasts, but the details are not well reproduced and there are sites where all three simulations strongly disagree with the forecasts and with each other. If the forecasts are broadly correct, then the Arpège models do fairly well over the oceans, whereas the LMDZ model appears to fare better further south. The results at some points are sensitive to spatial resolution: A106 reveals a weak and poorly defined seasonal cycle at 75° and 85°S on the Greenwich meridian compared to A42. Occurrences of cycles with an absolute maximum in summer are very scarce in the models and the forecasts, at high latitudes (80°S and more) and,

rather disturbingly, they do not show up in a same specific sector of Antarctica.

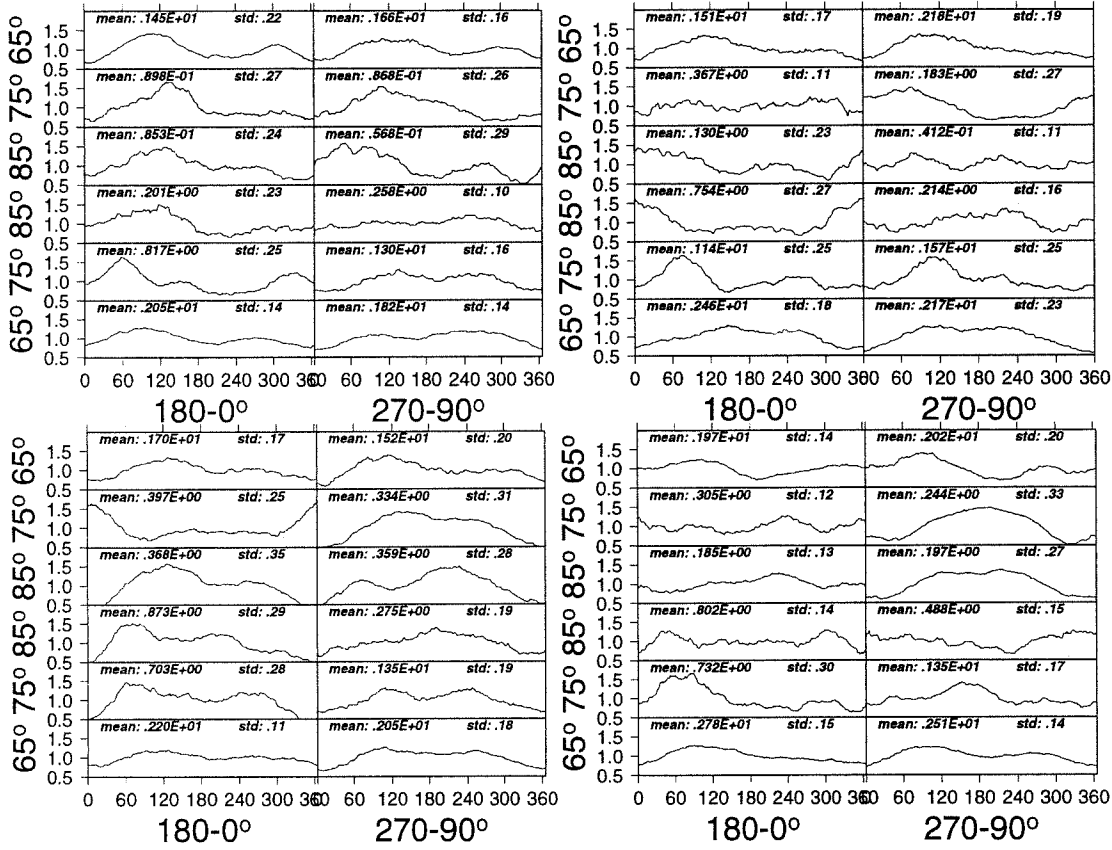


Figure B.4: The forecast and simulated seasonal cycle of precipitation at 10 selected sites: ERAF (top left), LMDZ (top right), A42 (bottom left) and A106 (bottom right).

B.4 Statistics of daily precipitation

Antarctic precipitation is a mixture of episodic events and tenuous but quasi-continuous deposition, with large spatial variations in the relative contribution of the two processes. The latter process is insignificant in the coastal regions whereas, according to *Bromwich* [1988], it is a important contributor to precipitation over the high Antarctic plateau. The statistics of daily precipitation should therefore vary in different regions, and they are analyzed here using data from the forecasts and the climate model simulations. For each data set, the daily-mean precipitation $p(n)$ is sorted into 25 bins according to the quantity of water deposited, so that the cumulated precipitation within bin i ($i = 1-25$) is:

$$P(i) = \sum_{n=1}^N \frac{p(n)}{\bar{p}} \delta(n, i) \quad (\text{B.1})$$

with

$$\delta(n, i) = \begin{cases} 1 & \text{if } \frac{(i-1)\bar{p}}{2} \leq p(n) \leq \frac{i\bar{p}}{2} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

N is the number of days sampled (e.g. 5479 for ERAF), and \bar{p} is the annual-mean daily precipitation. If the number of bins was large enough to sort all daily precipitation, including the largest events in the whole time series (which is often not the case with only 25 bins), then $\sum_i P(i)=1$. With only 25 bins, some distributions with long tails are only partially sampled, but no important information (e.g. multi-modality) is missed.

Figure B.5 presents $P(i)$ as a function of i for the ERAF data. Spatial signature is strong. Over the ocean, a large fraction of the total annual precipitation falls with a daily mean close to (from 1/2 to 4 times) the annual-mean daily precipitation. In other words, precipitation tends to occur regularly every day or every few days. Precipitation tends to become more occasional inland, and there are sites where precipitation is either insignificant or at least 4–5 times the annual-mean daily-mean. This picture would be reasonable if precipitation is mainly associated with atmospheric dynamic processes: dynamic features (fronts, cyclones, air flows channeled toward Antarctica by synoptic systems) are scarcer inland because of the topographic barrier the ice sheet exerts. Figure B.5 is thus a mixed dynamic-hydrological diagnostic, indicating where moist air masses find it more difficult to go.

Indeed, *Bromwich* [1988] reports that snowfall is associated with clouds, and thus moist air, only 2% of the time at Plateau and Vostok stations on the high plateau. On the other hand, clear-sky (comparatively dry air) precipitation is very frequent and may well account for a major part of the total precipitation in some areas. The ERAF data, while more or less properly representing the dynamic precipitation, may fail to reproduce the clear-sky one. The annual-mean forecasted precipitation appears correct in the coastal regions, but it is clearly low on the East plateau [*Genthon and Krinner, 1997*]. Also, the ECMWF meteorological model used for the re-analyses overestimate the surface temperature inversions, a bias which might affect some of the relatively slow air dynamics behind clear-sky precipitation (e.g., the sinking of free troposphere air in the cold surface layer and consequent condensation).

Again, the OPAF data over the period 1985-91 better reproduce the annual-mean precipitation in the Antarctic interior [*Genthon and Braun, 1995*]. Figure B.6 shows the daily precipitation statistics on a reduced 10-site grid for the ERAF and the OPAF data and for the A106 and LMDZ model simulations. The OPAF indeed tends to predict more frequent low precipitation events than ERAF over the East Antarctic plateau. This is also the case for the A106 and LMDZ simulations, quite dramatically for the former model. In fact, for A106, the East Antarctic plateau is where precipitation is most frequent. Annual-mean precipitation is also rather largely overestimated. Archived diagnostics are insufficient to thoroughly characterize the surface temperature inversion but the mean surface temperature is clearly too warm, a feature likely associated with a weak inversion. Therefore, A106 and ERAF have opposite climate biases, and the precipitation characteristics they show may be oppositely wrong, with too few continuous precipitation inland for the former and too much for the latter. The OPAF and LMDZ model yield a comparatively better Antarctic climate, including mean precipitation. The daily statistics of precipitation they produce, broadly midway between those of ERAF and A106, may be closest to reality.

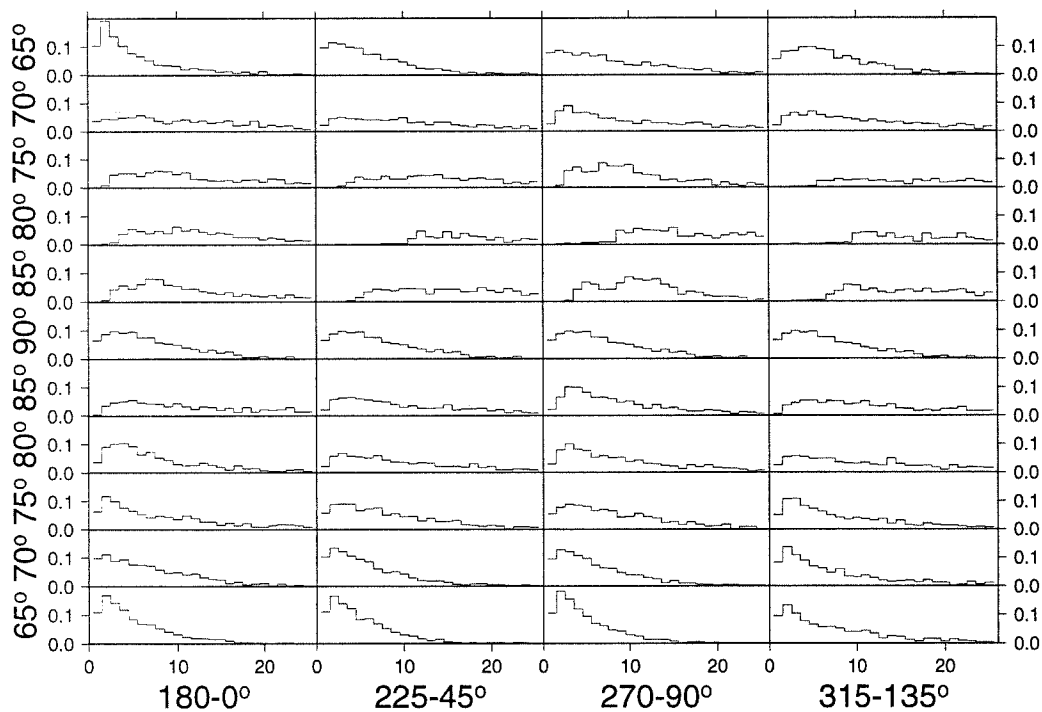


Figure B.5: Mean 1979-1993 ERAF distribution of daily precipitation at all 41 study sites. Plot stacks as described in figure B.2. There are 25 bins on the X-axis. Bin 1 contains the relative cumulated precipitation which fell at a rate of up to $0.5 \bar{p}$, where \bar{p} is the annual-mean daily precipitation, bin 2 at a rate of $0.5 \bar{p}$ to \bar{p} ...see text. Y-axis is the fraction of total annual precipitation within each bin.

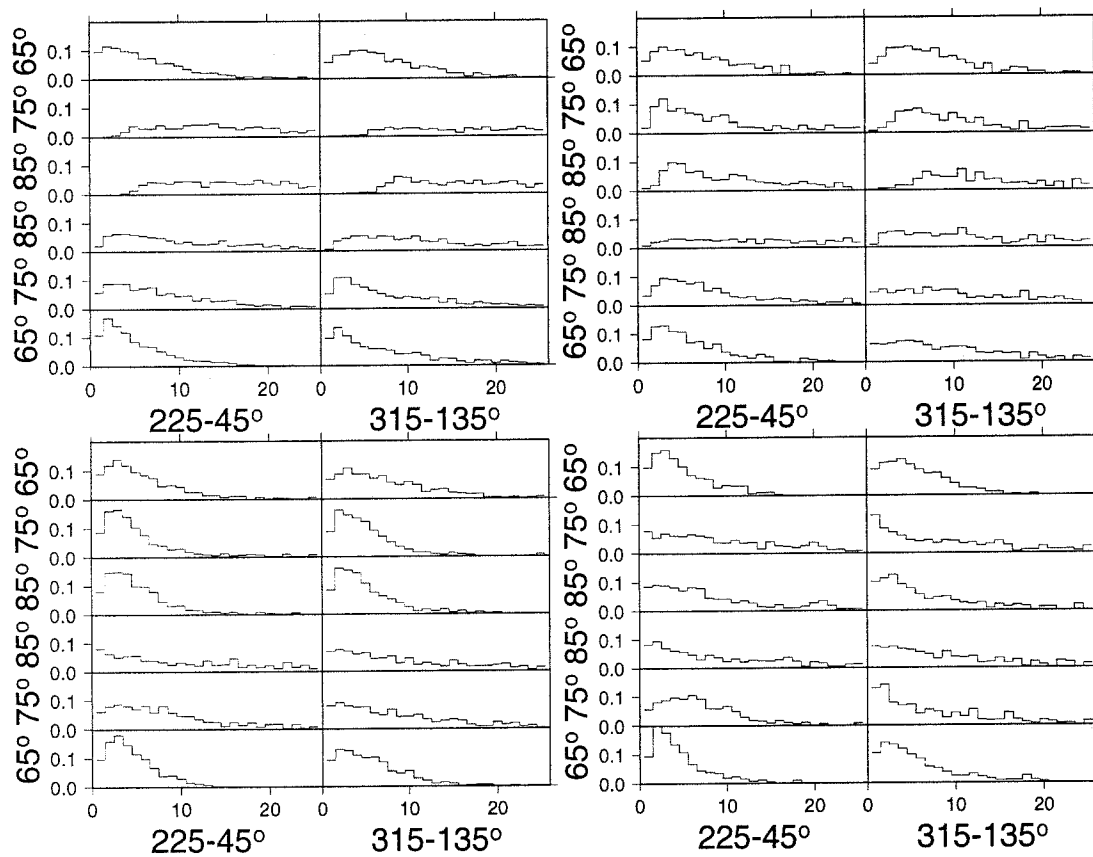


Figure B.6: The forecast and simulated statistics of daily precipitation at 10 selected sites: ERAF (top left), OPAF (top right), A106 (bottom left) and LMDZ (bottom right). See legend of figure B.5 for details.

Dolgin and Petrov [1977] report the number of days per year with precipitation larger than 0.1 mm ($dpy > 0.1$ henceforth) at several Antarctic stations. Again, such low daily rates are hard to measure in Antarctica and the reliability of the results presented by *Dolgin and Petrov* [1977] may be questionable. The $dpy > 0.1$ ranges from 54 to 265 around the coast of Antarctica, e.g., 135 at Wilkes Station. Climate simulations and forecasts suggest much higher numbers over the ocean: at 65°S near Wilkes, about 260 (ERA-F), 200 (OPAF), 340 (LMDZ), 270 (A106), and 260 (A42). The modeled annual-mean daily precipitation is similar or slightly higher than the observed 1.6 mm (itself much higher than the 0.1 mm threshold of $dpy > 0.1$), and over the ocean the spatial variations of $dpy > 0.1$ are clearly not correlated with the spatial variations of annual-mean precipitation. Thus, over the ocean and near the coast, if annual-mean precipitation is sufficiently high, the $dpy > 0.1$ provides information on precipitation intermittence rather than quantity. The modeled $dpy > 0.1$ drops significantly 5° further inland (except for A42 which has the least resolved coastal geography and Antarctic topography): the ERA-F and OPA-F at 70°S near Wilkes have $dpy > 0.1$ of the order of the 135 observed. However, the modeled annual-mean accumulation is much lower than at the station itself. Similar discrepancies between the models and *Dolgin and Petrov* [1977] data are found elsewhere around Antarctica so that, either the observations reported at Antarctic coastal stations are incorrect, or all the models, including those which produce the forecasts, reproduce similarly poorly the coastal atmospheric dynamics associated with precipitation.

Dolgin and Petrov [1977] report $dpy > 0.1$ at only one interior station, Vostok at 78°27'S and 106°52'E. The count amounts to 54. Examination of the four test sites closest to Vostok Station, at longitudes 90° and 135°E and latitudes 75° and 80°S, reveals that on the plateau, unlike over the ocean and the coast, $dpy > 0.1$ is clearly correlated with annual-mean precipitation. This is not surprising since the annual-mean daily precipitation at Vostok (about 0.08 mm) is below the threshold 0.1 mm. The modeled $dpy > 0.1$ is 96 for ERA, 102 for OPA-F and 62 for LMDZ at the test site with mean precipitation closest to the observed (precipitation in A106 and A42 models is too large in the vicinity of Vostok for a meaningful analysis). For the forecasts, this is almost twice as large as reported by *Dolgin and Petrov* [1977]. LMDZ fares fairly well. *Krinner and Genthon* [1997] show a full series of daily precipitation for 1990 as simulated by LMDZ at Dome C (74°39'S, 124°1'E), not far from Vostok, which very well illustrates the intermittency of precipitation (see also section 4.5, and in particular figure 4.20, of this work). Actually, the model barely simulates any day with no snow-fall at all, yet about 95% of the total precipitation within a year corresponds to discrete events lasting of the order of a day. *Krinner and Genthon* [1997] (see also section 4.5 of this work) provide a synoptic description and interpretation of one of the summer events at Dome C, and they mention that Vostok is similarly affected.

B.5 Conclusion

Both the climate models and meteorological forecasts simulate a seasonal cycle of Antarctic precipitation that is rather weak and very variable in space. They disagree on the characteristics of the spatial distribution of seasonality. They confirm that, generally, precipitation does not peak in summer. However, precipitation does not consistently reach a maximum in winter over most of East Antarctica and this conflicts with observation-based,

but somewhat unreliable estimates [*Dolgin and Petrov, 1977*] as presented and discussed by *Bromwich [1988]*. Maxima at equinoxes rather than in full winter are not inconsistent with the seasonality of the atmospheric dynamics [*van Loon, 1967*] potentially responsible for bringing moisture in the Antarctic region. The statistical distribution of daily precipitation is also largely spatially variable, and the simulations and forecasts again disagree as to the features of this variability. Altogether, the simulations and forecasts seem to agree on few points, other than the fact that the intra-annual variability of precipitation in Antarctica is rather complex and spatially variable. This complexity and variability, which is not necessarily larger than over regions of the same size elsewhere on the globe, is somewhat unexpected given the apparent homogeneity of some parts of the Antarctic continent. The coastal-to-interior contrast is generally marked, but there are equally strong gradients in the zonal direction, even within a single quadrant of Antarctica. The rather systematic disagreement between different simulations and different forecasts as to the detailed characteristics of Antarctic precipitation variability is not very encouraging: these features are clearly hard to reproduce, and correspondingly constitute a difficult challenge for models. However, it is apparent that the sensitivity of Antarctic precipitation to climate change is not simply related to atmospheric temperature and moisture holding capacity changes. If changes of the atmospheric dynamics and of boundary conditions for atmospheric moisture (e.g., sea-ice cover) are also important, then the ability of models which do not simulate present intra-annual variability may be questioned if used to predict inter-annual variability and long-term trends.

The scarcity and unreliability of observations required to check the models is particularly specific to Antarctica because of the difficulties in measuring solid, and often tenuous, precipitation in the adverse polar environment. A limited attempt has been made here to provide evidence of precipitation variability beyond the data reported by *Dolgin and Petrov [1977]* and *Bromwich [1988]*. In fact, observational progress since the ten-year old compilation by *Bromwich [1988]* appears limited. It will be useful to compare future observations with the model results presented. Other modelers may also wish to compare their results with these. In other words, we wish to trigger some interest in the intra-annual variability of Antarctic precipitation which, if sufficiently good observations are obtained, could provide a good test of the models tentatively used to predict future climate and mass balance changes over Antarctica.

B.6 Résumé

La variabilité intra-annuelle de la précipitation en Antarctique, déduite de prévisions CEPMMT à court terme et de simulations climatiques des MCG Arpège and LMDZ, a été présentée et discutée. La résolution spatiale des prévisions et des simulations est élevée dans la région Antarctique (de l'ordre de 100 km), de sorte que les impacts de la topographie et de la dynamique atmosphérique à petite échelle sont mieux résolus que dans des modèles conventionnels, dont la résolution spatiale est de l'ordre de 300 km. Les modèles et les prévisions montrent que la saisonnalité de la précipitation est très variable dans l'espace. Les contrastes méridionaux entre la côte et l'intérieur sont marqués, mais des variations aussi fortes ont été trouvées là où elles ne sont pas attendues à cause de l'homogénéité de l'environnement, par exemple sur le plateau de l'Antarctique de l'Est. Ni les prévisions

ni les simulations confirment que la précipitation atteint son maximum de préférence en hiver dans de grandes parties de l'Antarctique, comme suggéré par de rares observations probablement peu fiables [*Bromwich*, 1988]. Des maxima de printemps et d'automne sont aussi fréquents, tandis que des maxima d'été sont rares. Les statistiques des précipitations journalières présentent des structures spatiales quelque peu mieux définies. La fréquence (et non pas seulement la quantité) des précipitations diminue avec la distance à la côte. Plusieurs aspects de la variabilité intra-annuelle peuvent être interprétés en termes de la dynamique atmosphérique, mais, et à l'échelle diurne et à l'échelle saisonnière, prévisions et modèles sont souvent en désaccord. Le manque d'observations fiables de la variabilité spatiale et temporelle de la précipitation en Antarctique présente un obstacle considérable à l'évaluation de la qualité des simulations et des prévisions, et donc aussi à de futures améliorations des modèles.

Références bibliographiques

- Allison, I., R. Brandt, et W. S.G., 1993, East Antarctic sea-ice: Albedo, thickness distribution, and snow cover, *J. Geophys. Res.*, *98*, 12417–12429.
- Allison, I., R. Kiernan, M. Craven, et A. Ruddell, An overview of the mass budget of the Lambert Glacier – Amery Ice Shelf system, présentation orale, IGS conference on Antarctica and Global Change, 1997.
- Arakawa, A., Finite-difference methods in climate modeling, in *Schlesinger* [1988], 79–168.
- Arakawa, A., et V. R. Lamb, 1977, Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model, *Methods in Computational Physics*, *17*, 173–265.
- Arrhenius, S., 1896, On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature on the ground, *Philosoph. Mag.*, *41*, 237–275.
- Ball, F., 1956, The theory of strong katabatic winds, *Aust. J. Phys.*, *9*, 373–386.
- Beck, J., R. Edwards, E. Ito, F. Taylor, J. Recy, F. Rougerie, P. Joannot, et C. Henin, 1992, Sea-surface temperature from coral skeletal Sr/Ca ratios, *Science*, *257*, 644–647.
- Berger, A., 1978, Long-term variations of dialy insolation and quaternary climatic changes, *J. Atmos. Sci.*, *35*, 2362–2367.
- Berger, A., H. Gallée, T. Fichefet, I. Marsiat, et C. Tricot, 1990, Testing the astronomical theory with a coupled climate-ice-sheets model, *Glob. Planet. Change*, *3*, 113–124.
- Bjerknes, V., 1904, Das Problem der Wettervorhersage, betrachtet vom Standpunkt der Mechanik und der Physik, *Meteor. Zeitschrift*, *21*, 1–7.
- Boer, G., et B. Denis, 1997, Numerical convergence of the dynamics of a GCM, *Clim. Dyn.*, *13*, 359–374.
- Boer, G., et M. Lazare, 1988, Some results concerning the effect of horizontal resolution and gravity-wave drag on simulated climate, *J. Climate*, *1*, 789–806.
- Boucher, O., *Etude de quelques interactions aérosol-nuage-rayonnement : modélisation et simulations avec un modèle de circulation générale*, Thèse de doctorat, Université Paris-6, 1995.
- Bourke, W., Spectral methods in global climate and weather prediction models, in *Schlesinger* [1988], 169–222.
- Boville, B. A., 1991, Sensitivity of simulated climate to model resolution, *J. Climate*, *4*, 469–485.
- Boyle, E., 1997, Cool tropical temperatures shift the global $\delta^{18}\text{O}$ – T relationship: An explanation for the ice core $\delta^{18}\text{O}$ – borehole thermometry conflict?, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 273 – 276.
- British Antarctic Survey, Scott Polar Research Institute, et World Conservation Monitoring Center, Antarctic digital database user's guide and reference manual, with one CD-Rom, 1993.
- Brocchi, A., et S. Manabe, Climate model studies of interactions between ice sheets and the atmosphere-ocean system, in *Peltier* [1993], 271–290.
- Bromwich, D., 1988, Snowfall in high southern latitudes, *Rev. Geophys.*, *26*, 149–168.
- Bromwich, D., 1989, Satellite analyses of katabatic wind behavior, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *70*, 738–749.
- Bromwich, D., F. Robasky, R. Cullather, et M. van Woert, 1995, The atmospheric hydrologic cycle over the Southern Ocean and Antarctica from operational numerical analyses, *Monthly Weather Rev.*, *123*, 3518–3538.

- Brun, E., P. David, M. Sudul, et G. Brunot, 1992, A numerical model to simulate snow-cover stratigraphy for operational avalanche forecasting, *J. Glaciol.*, *38*, 13–22.
- Budd, W., 1991, Antarctica and global change, *Climatic Change*, *18*, 271–299.
- Budd, W., P. Reid, et L. Minty, 1995, Antarctic moisture flux and net accumulation from global atmospheric analyses, *Ann. Glaciol.*, *21*, 149–156.
- Businger, J., J. Wyngaard, Y. Izumi, et E. Bradley, 1970, Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, *28*, 181–189.
- Caian, M., et J.-F. Geleyn, 1997, Some limites to the variable-mesh solution and comparison with the nested-LAM solution, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *123*, 743–766.
- Carleton, A., 1989, Antarctic sea-ice relationships with indices of the atmospheric circulation of the Southern Hemisphere, *Clim. Dyn.*, *3*, 207–220.
- Chalita, S., *Sensibilité du modèle de circulation atmosphérique du LMD à l'albédo de surfaces enneigées: Résultats préliminaires de rétroactions liées à la couverture neigeuse*, Thèse de doctorat, Université Paris-6, 1992.
- Chalita, S., et H. Le Treut, 1994, The albedo of temperate and boreal forest in the northern hemisphere climate: a sensitivity experiment using the LMD AGCM, *Clim. Dyn.*, *10*, 231–240.
- Charles, C., D. Rind, J. Jouzel, R. Koster, et R. Fairbanks, 1994, Glacial-interglacial changes in moisture sources for Greenland: Influences on the ice core record of climate, *Science*, *263*, 508–511.
- Charney, J., R. Fjörtoft, et J. von Neumann, 1950, Numerical integration of the barotropic vorticity equation, *Tellus*, *2*, 237–254.
- Charney, J. G., et N. Phillips, 1953, Numerical integration of the quasi-geostrophic equations for barotropic and simple baroclinic flows, *J. Meteor.*, *10*, 71–99.
- Chen, B., D. H. Bromwich, K. M. Hines, et X. Pan, 1995, Simulations of the 1979–1988 polar climates by global climate models, *Ann. Glaciol.*, *21*, 83–90.
- Chen, T., et J. Tribbia, 1994, An effect of the model's horizontal resolution on stationary eddies simulated by the NCAR CCM1, *J. Climate*, *6*, 1657–1664.
- Christensen, J., B. Machenauer, R. Jones, C. Schär, P. Ruti, M. Castro, et G. Visconti, 1997, Validation of present-day regional climate simulations over Europe: LAM simulations with observed boundary conditions, *Clim. Dyn.*, *13*, 489–506.
- CLIMAP project members, Seasonal reconstructions of the Earth's surface at the last glacial maximum, 1981.
- Comiso, J., 1994, Surface temperatures in the polar regions from Nimbus 7 temperature humidity infrared radiometer, *J. Geophys. Res.*, *99*, 5181–5200.
- Connolley, W., 1996, The Antarctic temperature inversion, *Int. J. Climatol.*, *16*, 1333–1342.
- Connolley, W., et J. King, 1996, A modeling and observational study of east Antarctic surface mass balance, *J. Geophys. Res.*, *101*, 1335–1343.
- Courtier, P., et J.-F. Geleyn, 1988, A global numerical weather prediction model with variable resolution: Application to the shallow-water equations, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *114*, 1321–1346.
- Crowley, T., et G. North, *Paleoclimatology*, Oxford University Press, 1991.
- Cuffey, K., G. Clow, R. Alley, M. Stuiver, E. Waddington, et R. Saltus, 1995, Large Arctic temperature change at the Wisconsin-Holocene deglacial transition, *Science*, *270*, 455–458.
- Cuffey, K., et G. Clow, 1997, Temperature, accumulation, and ice sheet elevation in central Greenland through the last deglacial transition, *J. Geophys. Res.*, sous presse.
- Cullather, R., et D. Bromwich, 1996, Interannual variations in Antarctic precipitation related to El Niño-southern oscillation, *J. Geophys. Res.*, *101*, 19109–19118.
- Curry, J., W. Rossow, D. Randall, et J. Schramm, 1996, Overview of Arctic cloud and radiation characteristics, *J. Climate*, *9*, 1731–1764.
- Dahl-Jensen, D., S. Johnsen, C. Hammer, H. Clausen, et J. Jouzel, Past accumulation rates derived from observed annual layers in the GRIP ice core from Summit, Central Greenland, in *Peltier* [1993], 517–531.

- Dang, H., E. Martin, et C. Genthon, 1997, Snow-cover studies in Greenland: snow-pit observations and numerical modeling, *Ann. Glaciol.*, sous presse.
- Delmotte, M., *Enregistrements climatiques à Law Dome : Variabilité pour les périodes récentes et pour la déglaciation*, Thèse de doctorat, Université Grenoble-1, 1997.
- Déqué, M., C. Drevet, A. Braun, et C. D., 1994, The Arpège/IFS atmosphere model: A contribution to the French community climate modelling, *Clim. Dyn.*, 10, 249–266.
- Déqué, M., et J. P. Pielidèvre, 1995, High resolution climate simulation over Europe, *Clim. Dyn.*, 11, 321–339.
- Dines, W., 1917, The heat balance of the atmosphere, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 43, 151–158.
- Dines, W., 1929, Atmospheric and terrestrial radiation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 46, 163–173.
- Dolgin, I., et L. Petrov, *Handbook of Antarctic Climate*, vol. 2, Hydrological Institute, Leningrad, 1977, in Russian.
- Dyson, J. F., The effect of resolution and diffusion on the simulated climate, In *Research activities in Atmospheric and Ocean modelling*, vol. 8, 4.4–4.6, WMO, Genève, 1985.
- Eicken, H., H. Fischer, et P. Lemke, 1995, Effects of the snow cover on Antarctic sea ice and potential modulation of its response to climate change, *Ann. Glaciol.*, 21, 369–376.
- Einaudi, F., et J. J. Finnigan, 1993, Wave-turbulence dynamics in the stably stratified boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 50, 1841–1864.
- Eliassen, E., et L. L. Larsen, 1990, On the effects of horizontal resolution and diffusion in a two-layer general simulation model with a zonally symmetric forcing, *Tellus*, 42A, 520–530.
- Fabre, A., A. Letréguilly, C. Ritz, et A. Mangeney, 1995, Greenland under changing climates: sensitivity experiments with a new three dimensional ice-sheet model, *Ann. Glaciol.*, 21, 1–7.
- Fabre, A., C. Ritz, et G. Ramstein, 1997, Modelling of Last Glacial Maximum ice sheets using different accumulation parameterizations, *Ann. Glaciol.*, 24, sous presse.
- Fawcett, P., A. Ágústsdóttir, R. Alley, et C. Shuman, 1997, The Younger Dryas termination and north Atlantic deep water formation : Insights from climate model simulations and Greenland ice cores, *Paleoceanography*, 12, 23–38.
- Felzer, B., R. J. Oglesby, T. Webb, et D. E. Hyman, 1996, Sensitivity of a general circulation model to changes in northern hemisphere ice sheets, *J. Geophys. Res.*, 101, 19077–19092.
- Flato, G., 1995, Spatial and temporal variability of Arctic ice thickness, *Ann. Glaciol.*, 21, 323–328.
- Fleet Numerical Oceanic Center (FNOC), 10-minute global elevation, terrain, and surface characteristics, 1985.
- Fortuin, J., *The surface mass balance and temperature of Antarctica*, Thèse de doctorat, Utrecht Institute of Technology, Utrecht, The Netherlands, 1992.
- Friedmann, A., J. Moore, T. Thornsteinsson, J. Kipfstuhl, et H. Fischer, 1995, A 1200 year record of accumulation from northern Greenland, *Ann. Glaciol.*, 21, 19–25.
- Frolich, R., Surface mass balance of the Antarctic peninsula ice sheet, In Morris, E. (éditeur), *The Contribution of the Antarctic Peninsula to Sea Level Rise*, British Antarctic Survey, 1992.
- Gallée, H., 1996, Mesoscale atmospheric circulations over the southwestern Ross Sea sector, Antarctica, *J. Appl. Met.*, 35, 1129–1141.
- Gallée, H., 1997, Air-sea interactions over Terra Nova Bay during winter: Simulation with a coupled atmosphere-polynya model, *J. Geophys. Res.*, 102, 13835–13850.
- Gallée, H., et P. Duynkerke, 1997, Air-snow interactions and the surface energy and mass balance over the melting zone of west Greenland during GIMEX, *J. Geophys. Res.*, 102, 13813–13824.
- Gates, W., 1976a, Modeling the ice-age climate, *Science*, 191, 1138–1144.
- Gates, W., 1976b, The numerical simulation of an ice-age climate with a global general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, 33, 1844–1873.
- Gates, W., 1992, AMIP: the atmospheric model intercomparison project, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 73, 1962–1970.
- Genthon, C., J. Jouzel, et M. Déqué, Accumulation at the surface of polar ice sheets: Observation and modelling for global climate change, In Desbois, M., et F. Désalmand (éditeurs), *Global*

- precipitations and climate change*, NATO ASI Ser., 53–75, Springer, New York, 1994.
- Genthon, C., G. Krinner, et M. Déqué, 1997, Intra-annual variability of Antarctic precipitation from weather forecasts and high resolution climate models, *Ann. Glaciol.*, sous presse.
- Genthon, C., et A. Braun, 1995, ECMWF analyses and predictions of the surface climate of Greenland and Antarctica, *J. Climate*, 8, 2324–2332.
- Genthon, C., et G. Krinner, 1997, Convergence and disposal of energy and moisture on the Antarctic polar cap from ECMWF analyses and forecasts, *J. Climate*, sous presse.
- Ghil, M., 1994, Cryothermodynamics: the chaotic dynamics of paleoclimate, *Physica D*, 77, 130–159.
- Ghil, M., et H. Le Treut, 1981, A climate model with cryodynamics and geodynamics, *J. Geophys. Res.*, 86, 5262–5270.
- Gibson, R., P. Kallberg, et S. Uppala, 1996, The ECMWF re-analysis (ERA) project, *ECMWF newsletter*, 73, 7–16.
- Giorgi, F., et L. O. Mearns, 1991, Approaches to the simulation of regional climate change: a review, *Rev. Geophys.*, 29, 191–216.
- Giovinetto, M., N. Waters, et C. Bentley, 1990, Dependence of the Antarctic surface mass balance on temperature, elevation, and distance to open ocean, *J. Geophys. Res.*, 95, 3517–3531.
- Giovinetto, M., et C. Bentley, 1985, Surface balance in ice drainage systems of Antarctica, *Antarct. J. U.S.*, 20, 6–13.
- Godfred-Spenning, C., et I. Simmonds, 1996, An analysis of Antarctic sea-ice and extratropical cyclone associations, *Int. J. Climatol.*, 16, 1315–1332.
- Grenfell, T., S. Warren, et P. Mullen, 1994, Reflection of solar radiation by the Antarctic snow surface at ultraviolet, visible, and near-infrared wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 99, 18669–18684.
- Grötzner, A., R. Sausen, et M. Claussen, 1996, The impact of sub-grid scale sea-ice inhomogeneities on the performance of the atmospheric general circulation model ECHAM3, *Clim. Dyn.*, 12, 477–496.
- Hall, N., P. Valdes, et B. Dong, 1996, The maintenance of the last great ice sheets: A UGAMP GCM study, *J. Climate*, 9, 1004–1019.
- Hammer, C., H. Clausen, et C. Langway, 1985, The Byrd ice core: Continuous acidity measurements and solid electrical measurements, *Ann. Glaciol.*, 7, 214.
- Harvey, L. D. D., 1988, Climatic impact of ice-age aerosols, *Nature*, 334, 333–335.
- Harzallah, A., et R. Sadourny, 1994, Internal versus SST-forced atmospheric variability as simulated by an atmospheric general circulation model, *J. Climate*, 8, 474–495.
- Hasegawa, A., H. Tanaka, H. Hirakuchi, et S. Taguchi, 1997, Comparative energetics analysis of CCM2 with different horizontal resolutions, *Clim. Dyn.*, 13, 521–532.
- Heinemann, G., 1997, Idealized simulations of the Antarctic katabatic wind system with a three-dimensional mesoscale model, *J. Geophys. Res.*, 102, 13825–13834.
- Held, I., et P. J. Phillipps, 1993, Sensitivity of the eddy momentum flux to meridional resolution in atmospheric GCMs, *J. Climate*, 6, 499–507.
- Hines, K., D. Bromwich, et T. R. Parish, 1995, A mesoscale modelling study of the atmospheric circulation of the high latitudes, *Monthly Weather Rev.*, 123, 1146–1165.
- Hines, K., D. Bromwich, et Z. Liu, 1997, Combined global climate model and mesoscale model simulations of the Antarctic climate, *J. Geophys. Res.*, 102, 13747–13760.
- Hogan, A., 1997, A synthesis of warm air advection to the South Polar Plateau, *J. Geophys. Res.*, 102, 14009–14020.
- Houghton, J. T., L. Meira Filho, B. Callander, N. Harris, A. Kattenberg, et K. Maskell (éditeurs), *Climate change 1995, The Science of Climate Change*, Cambridge University Press, New York, 1995.
- James, I. N., 1989, The Antarctic drainage flow: implications for hemispheric flow on the Southern hemisphere, *Antarctic Science*, 1, 279–290.

- James, I. N., *Introduction to Circulating Atmospheres*, Cambridge University Press, New York, 1994.
- Johnsen, S., W. Dansgaard, et J. White, 1989, The origin of Arctic precipitation under present and glacial conditions, *Tellus*, *41B*, 452–468.
- Johnsen, S., D. Dahl-Jensen, W. Dansgaard, et N. Gundestrup, 1995, Greenland paleotemperatures derived from GRIP bore hole temperature and ice core isotopic profiles, *Tellus*, *47B*, 624–629.
- Jones, D. A., et I. Simmonds, 1993, A climatology of southern hemisphere extratropical cyclones, *Clim. Dyn.*, *9*, 131–145.
- Joussaume, S., *Simulations du climat du dernier maximum glaciaire à l'aide d'un modèle de circulation générale de l'atmosphère incluant une modélisation du cycle des isotopes de l'eau et des poussières d'origine désertique*, Thèse de doctorat d'état, Université Paris-6, 1989.
- Joussaume, S., et K. E. Taylor, Status of the Paleoclimate Modeling Intercomparison Project (PMIP), In *Proceedings of the first international AMIP scientific conference*, 425–430, 1995.
- Jouzel, J., C. Lorius, J. Petit, C. Genthon, N. Barkov, V. Kotlyakov, et V. Petrov, 1987a, Vostok ice core: a continuous isotope temperature record over the last climatic cycle (160000 years), *Nature*, *329*, 402–408.
- Jouzel, J., G. Russell, R. Suozzo, R. Koster, J. White, et W. Broecker, 1987b, Simulations of HDO and H₂¹⁸O atmospheric cycles using the NASA/GISS general circulation model: the seasonal cycle for present-day conditions, *J. Geophys. Res.*, *92*, 14739–14760.
- Jouzel, J., G. Raisbeck, J. Benoist, F. Yiou, C. Lorius, D. Raynaud, J. Petit, N. Barkov, Y. Korotkevitch, et V. Kotlyakov, 1989, A comparison of deep Antarctic ice cores and their implications for climate between 65000 and 15000 years ago, *Quat. Res.*, *31*, 135–150.
- Jouzel, J., R. Alley, K. Cuffey, W. Dansgaard, P. Grootes, G. Hoffmann, S. Johnsen, R. Koster, D. Peel, C. Shumann, M. Stievenard, et J. White, 1997, Validity of the temperature reconstruction from water isotopes in ice cores, *J. Geophys. Res.*, sous presse.
- Jouzel, J., et L. Merlivat, 1984, Deuterium and Oxygen 18 in precipitation : modeling of the isotopic effects during snow formation, *J. Geophys. Res.*, *89*, 11749 – 11757.
- Kapsner, W., R. Alley, C. Shuman, S. Anandakrishnan, et P. Grootes, 1995, Dominant influence of atmospheric circulation on snow accumulation in Greenland over the past 18000 years, *Nature*, *373*, 52–54.
- Keller, L. M., G. Weidner, et C. Stearns, Antarctic automatic weather station data for the calendar year 1990, technical report, Dep. of Meteorol., Univ. of Wis., Madison, 1991.
- Kiehl, J., Atmospheric general circulation modeling, in *Trenberth* [1992], 319–370.
- Kiehl, J. T., et D. L. Williamson, 1991, Dependence of cloud amount on horizontal resolution in the NCAR CCM, *J. Geophys. Res.*, *96*, 10955–10980.
- King, J., 1990, Some measurements of turbulence over an Antarctic ice shelf, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *116*, 379–400.
- King, J., Contrasts between the Antarctic stable boundary layer and the mid-latitude nocturnal boundary layer, In Mobbs, S., et J. King (éditeurs), *Waves and turbulence in stably stratified flows*, 105–120, Clarendon Press, Oxford, 1993.
- Kondo, J., O. Kanechika, et N. Yasuda, 1978, Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, *35*, 1012–1027.
- Krinner, G., C. Genthon, et J. Jouzel, 1997a, GCM analysis of local influences on ice core δ signals, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 2825–2828.
- Krinner, G., C. Genthon, Z.-X. Li, et P. Le Van, 1997b, Studies of the Antarctic climate with a stretched-grid general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *102*, 13731–13745.
- Krinner, G., D. Raynaud, et H. Dang, en préparation, Simulated changes of ice sheet surface climate parameters between the Last Glacial Maximum and today: Implications for the interpretation of the ice core paleorecord, *J. Geophys. Res.*
- Krinner, G., et C. Genthon, 1997, The Antarctic surface mass balance in a stretched-grid GCM, *Ann. Glaciol.*, sous presse.

- Krinner, G., et C. Genthon, soumis, GCM simulations of the Last Glacial Maximum surface climate of Greenland and Antarctica, *Clim. Dyn.*
- Kristjánsson, J. E., 1991, Cloud parametrization at different horizontal resolutions, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *117*, 1255–1280.
- Kutzbach, J., et P. Guetter, 1986, The influence of changing orbital parameters and surface boundary conditions on climate simulations for the past 18000 years, *J. Atmos. Sci.*, *43*, 1726–1759.
- Leslie, L., et K. Fraedrich, 1997, A new general circulation model: formulation and preliminary results in a single- and multi-processor environment, *Clim. Dyn.*, *13*, 35–43.
- Li, Z., K. Ide, H. Le Treut, et M. Ghil, 1997, Atmospheric radiative equilibria in a simple column model, *Clim. Dyn.*, *13*, 429–440.
- Loewe, F., 1973, Über Änderungen des Luftdrucks während der Eiszeit, *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, *9*, 229–230.
- Lorius, C., D. Raynaud, et L. Dollé, 1968, Densité de la glace et étude des gaz en profondeur dans un glacier Antarctique, *Tellus*, *20*, 449–458.
- Lorius, C., et L. Merlivat, Distribution of mean surface stable isotope values in east Antarctica. observed changes with depth in a coastal area, In IAHS (éditeur), *Isotopes and impurities in snow and ice*, Vienna, proceedings of the Grenoble Symposium Aug./Sep. 1975, 1977.
- Loth, B., et H. Graf, 1993, Snow cover model for global climate simulations, *J. Geophys. Res.*, *98*, 10451–10464.
- Lott, F., et M. Miller, 1997, A new subgrid-scale orographic drag parametrization: its formulation and testing., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *123*, 101–127.
- Louis, J., 1979, A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Boundary-layer Meteorol.*, *17*, 187–202.
- Lynch, A., W. Chapman, J. Walsh, et G. Weller, 1995, Development of a regional climate model of the western Arctic, *J. Climate*, *8*, 1555–1570.
- Lynch-Stieglitz, M., 1994, the development and validation of a simple snow model for the GISS GCM, *J. Climate*, *7*, 1842–1855.
- Manabe, S., J. Smagorinsky, J. L. Holloway, et H. M. Stone, 1970, Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. III: effects of increased horizontal computational resolution, *Monthly Weather Rev.*, *98*, 175–212.
- Manabe, S., et A. J. Broccoli, 1985, The influence of continental ice sheets on the climate of an ice age, *J. Geophys. Res.*, *90*, 2167–2190.
- Manabe, S., et K. Bryan, 1969, Climate calculations with a combined ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, *26*, 786–789.
- Manabe, S., et D. Hahn, 1977, Simulation of the tropical climate of an ice-age, *J. Geophys. Res.*, *82*, 3889–3911.
- Manabe, S., et R. Stouffer, 1996, Low-frequency variability of surface air temperature in a 1000-year integration of a coupled ocean-land surface model, *J. Climate*, *9*, 376–393.
- Marbouty, D., 1980, An experimental study of temperature-gradient metamorphism, *J. Glaciol.*, *26*, 303–312.
- Marshall, S., J. Roads, et R. Oglesby, 1997, Effects of resolution and physics on precipitation in the NCAR Community Climate Model, *J. Geophys. Res.*, *102*, 19529–19541.
- Marshall, S., et R. Oglesby, 1994, An improved snow hydrology for GCMs. Part 1: snow cover fraction, albedo, grain size, and age, *Clim. Dyn.*, *10*, 21–37.
- Martinerie, P., D. Raynaud, D. Etheridge, J.-M. Barnola, et D. Mazaudier, 1992, Physical and climatic parameters which influence the air content in polar ice, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *112*, 1–13.
- Martinerie, P., V. Lipenkov, D. Raynaud, J. Chappellaz, N. Barkov, et C. Lorius, 1994, Air content paleo record in the Vostok ice core (Antarctica): A mixed record of climatic and glaciological parameters, *J. Geophys. Res.*, *99*, 10565–10576.

- Mason, P., On the parameterization of orographic drag, In ECMWF (éditeur), *ECMWF seminar on physical parameterizations for numerical models of the atmosphere*, 139–165, Reading, 1985.
- Mason, P., 1988, The formation of areally-averaged roughness lengths, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *114*, 399–420.
- Maykut, G., 1978, Energy exchange over young sea ice in the central Arctic, *J. Geophys. Res.*, *83*, 3646–3658.
- McConnell, J., R. Bales, et D. Davis, 1997, Recent intra-annual snow accumulation at South Pole: Implications for ice core interpretation, *J. Geophys. Res.*, *102*, 21947–21954.
- Mechoso, C., 1980, The atmospheric circulation around Antarctica: Linear stability and finite amplitude interactions with migrating cyclones., *J. Atmos. Sci.*, *37*, 1224–1248.
- Mélières, M., P. Martinerie, D. Raynaud, et L. Lliboutry, 1991, Glacial-interglacial mean sea level pressure change due to sea level, ice sheet and atmospheric mass changes, *Global Planet. Change*, *3*, 333–340.
- Menendez, C., V. Serafini, et H. Le Treut, 1997, Sensitivity of the atmospheric circulation to the presence of Antarctic sea-ice: an experiment using the LMD GCM, *Atmosfera*, sous presse.
- Michaud, R., *Sensibilité de prévisions météorologiques à longue échéance aux anomalies de température superficielle des océans*, Thèse de doctorat d'état, Université Paris-6, 1987.
- Mintz, Y., Very-long-term integration of the primitive equations of atmospheric motion, Tech. Note 66, WMO, Geneva, 1965.
- Monin, A., et A. Obukhov, 1954, The main features of turbulent mixing in the surface atmospheric layer, *Trudy Inst. Geophys. Acad. Sci. USSR*, *24*.
- Monin, A., et S. Zilitinkzvitich, 1974, Similarity theory and resistance laws for the planetary boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, *7*, 391–397.
- Murray, R., et I. Simmonds, 1991a, A numerical scheme for tracking cyclone centres from digital data. Part I: development and operation of the scheme, *Aust. Met. Mag.*, *39*, 155–166.
- Murray, R., et I. Simmonds, 1991b, A numerical scheme for tracking cyclone centres from digital data. Part II: application to January and July general circulation model simulations, *Aust. Met. Mag.*, *39*, 167–180.
- Murray, R., et I. Simmonds, 1995, Responses of climate and cyclones to reductions in Arctic winter sea-ice, *J. Geophys. Res.*, *100*, 4791–4806.
- Nakamura, N., et A. Oort, 1988, Atmospheric heat budgets of the polar regions, *J. Geophys. Res.*, *93*, 9510–9524.
- National Snow and Ice Data Center, DMSP SSM/I sea ice concentration grids for the polar regions on CD-rom, vol. 1-2, revision 2, digital data on CD-Rom available from nsidc@kryos.colorado.edu, 1994.
- Ohmura, A., M. Wild, et L. Bengtsson, 1996, A possible change in mass balance of Greenland and Antarctic ice sheets in the coming century, *J. Climate*, *9*, 2124–2135.
- Ohmura, A., et N. Reeh, 1991, New precipitation and accumulation maps for Greenland, *J. Glaciol.*, *37*, 140–148.
- Okamoto, M., et E. K. Webb, 1970, The temperature fluctuations in stable stratification, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *96*, 591–600.
- Overpeck, J., D. Rind, A. Lacis, et R. Healy, 1996, Possible role of dust-induced regional warming in abrupt climate change during the last glacial period, *Nature*, *384*, 447–449.
- Parish, T. R., 1988, Surface winds over the Antarctic continent: A review, *Rev. Geophys.*, *26*, 169–180.
- Parish, T., et D. H. Bromwich, 1991, Continental-scale simulation of the Antarctic katabatic wind regime, *J. Climate*, *4*, 135–146.
- Parish, T., et K. Waight, 1987, The forcing of Antarctic katabatic winds, *Monthly Weather Rev.*, *115*, 2214–2226.
- Peltier, W. (éditeur), *Ice in the climate system*, vol. I 12 of *NATO ASI Series*, Springer Verlag, 1993.

- Peltier, W. R., 1994, Ice age paleotopography, *Science*, 265, 195–201.
- Petit, J., M. Briat, et A. Royer, 1981, Ice age aerosol content from East Antarctic ice core samples and past wind strength, *Nature*, 293, 391–394.
- Petit, J., P. Duval, et C. Lorius, 1987, Long-term climatic changes indicated by crystal growth in polar ice, *Nature*, 326, 62–64.
- Pétré, P., C. Payan, et T. Parish, 1993, Interaction of katabatic flow with local thermal effects in a coastal region of Adélie Land, east Antarctica, *J. Geophys. Res.*, 98, 10429–10440.
- Pfeffer, R. (éditeur), *Dynamics of Climate*, Pergamon Press, 1960.
- Phillips, N., 1956, The general circulation of the atmosphere: a numerical experiment, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 82, 123–164.
- Phillips, T., L. Corsetti, et S. Grotch, 1995, The impact of horizontal resolution on moist processes in the ECMWF model, *Clim. Dyn.*, 11, 85–102.
- Phillpot, H. R., et J. W. Zillman, 1970, The surface temperature inversion over the Antarctic continent, *J. Geophys. Res.*, 75, 4161–4169.
- Piedelièvre, J., et M. Déqué, The 10-year simulation at CNRM, 1997.
- Pielke, R. A., *Mesoscale Meteorological Modeling*, Academic Press, 1984.
- Pielke, R. A., 1991, A recommended specific definition of “resolution”, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 72, 1914.
- Pollard, D., et S. Thompson, 1997, Climate and ice-sheet mass balance at the Last Glacial Maximum from the GENESIS Version 2 global climate model, *Quat. Sci. Rev.*, sous presse.
- Radok, U., D. Jensen, et B. McInnes, On the surging potential of polar ice streams, technical report, U.S. Dep. of Commerce, Washington, D.C., 1987.
- Ramstein, G., et S. Joussaume, 1995, Sensitivity experiments to sea surface temperatures, sea-ice extent and ice-sheet reconstruction, for the Last Glacial Maximum, *Ann. Glaciol.*, 21, 343–347.
- Raynaud, D., C. Chapellaz, J. Ritz, et P. Martinerie, 1997, Air content along the GRIP core: a record of surface climatic parameters and elevation in central Greenland, *J. Geophys. Res.*, sous presse.
- Raynaud, D., et B. Lebel, 1979, Total gas content and surface elevation of polar ice sheets, *Nature*, 281, 289–291.
- Raynaud, D., et I. Whillans, 1982, Air content of the Byrd core and past changes in the West Antarctic ice sheet, *Ann. Glaciol.*, 3, 269–273.
- Richardson, L., *Weather prediction by numerical process*, Cambridge University Press, 1922, reprinted Dover, 1965.
- Rind, D., 1987, Components of the ice age circulation, *J. Geophys. Res.*, 92, 4241–4281.
- Rind, D., 1988, Dependence of warm and cold climate depiction on climate model resolution, *J. Climate*, 1, 965–997.
- Rind, D., et G. Kukla, 1989, Can Milankovitch model orbital variations initiate the growth of ice sheets in a general circulation model?, *J. Geophys. Res.*, 94, 851–871.
- Ritz, C., *Un modèle thermo-mécanique d'évolution pour le bassin glaciaire Antarctique Vostok - Glacier Byrd: Sensibilité aux valeurs des paramètres mal connus*, Thèse de doctorat d'état, Université Grenoble 1, France, 1992.
- Ritz, C., A. Fabre, et A. Letréguilly, 1997, Sensitivity of a Greenland ice sheet model to ice flow and ablation parameters: consequences for the evolution through the last climatic cycle, *Clim. Dyn.*, 13, 11–24.
- Robin, G., 1977, Ice cores and climatic changes, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, B280, 143–168.
- Rommelaere, V., *Trois problèmes inverses en glaciologie*, Thèse de doctorat, Université Grenoble 1, Grenoble, 1997.
- Sadourny, R., 1975, The dynamics of finite-difference models of the shallow-water equations, *J. Atmos. Sci.*, 32, 680–689.

- Salamatin, A., V. Lipenkov, N. Barkov, J. Jouzel, J. Petit, et D. Raynaud, 1997, Ice core age dating and paleothermometer calibration on the basis of isotopes and temperature profiles from deep boreholes at Vostok station (east Antarctica), *J. Geophys. Res.*, sous presse.
- Schlesinger, M. (éditeur), *Physically-Based Modelling and Simulation of Climate and Climatic Change*, vol. 243 of *NATO ASI series C*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht Boston London, 1988.
- Schwander, J., T. Sowers, J. Barnola, B. Malaize, T. Blunier, et A. Fuchs, 1997, Age scale of the air in the Summit ice – implication for glacial-interglacial temperature change, *J. Geophys. Res.*, *102*, 19483–19493.
- Schwerdtfeger, W., *Weather and Climate of the Antarctic*, Elsevier, 1984.
- Scorer, R. S., 1988, Sunny Greenland, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *114*, 3–29.
- Senior, C., 1995, The dependence of climate sensitivity on the horizontal resolution of a GCM, *J. Climate*, *8*, 2860–2880.
- Severinghaus, J., E. Brook, T. Sowers, R. Alley, et M. Bender, soumis, Thermal fractionation of N₂ and Ar isotopes: a gas-phase stratigraphic marker of abrupt warmings in ice core climate records, *Nature*.
- Shapiro Ledley, T., 1991, Snow on sea ice: Competing effects in shaping climate, *J. Geophys. Res.*, *96*, 17195–17208.
- Sharma, O., H. Upadhyaya, T. Braine-Bonnaire, et R. Sadourny, 1987, Experiments on regional forecasting using a stretched-coordinate general circulation model, *J. Meteorol. Soc. Jpn*, *NWP Symp. special issue*, 263–271.
- Sharma, O., et R. Sadourny, Numerical experimentation with FGGE data: Simulation of the 1979 Indian monsoon onset using a stretched-coordinate version of the LMD GCM, 1985.
- Shinn, R. A., et E. J. Barron, 1989, Climate sensitivity to continental ice sheet size and configuration, *J. Am. Meteorol. Soc.*, *2*, 1517–1537.
- Shuman, C., R. Alley, S. Anandkrishnan, J. White, P. Grootes, et C. Stearns, 1995, Temperature and accumulation at the Greenland Summit: Comparison of high-resolution isotope profiles and satellite passive microwave brightness temperature trends, *J. Geophys. Res.*, *100*, 9165–9177.
- Simmonds, I., et W. Budd, 1990, A simple parameterization of ice leads in a general circulation model, and the sensitivity of climate to change in Antarctic ice concentration, *Ann. Glaciol.*, *14*, 266–269.
- Simmonds, I., et W. Budd, 1991, Sensitivity of the southern hemisphere circulation to leads in the Antarctic pack ice, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *117*, 1003–1024.
- Simmonds, I., et X. Wu, 1993, Cyclone behaviour response to changes in winter southern hemisphere sea-ice concentration, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *119*, 1121–1148.
- Simmons, A., et L. Bengtsson, Atmospheric General Circulation Models: Their design and use for climate studies, in *Schlesinger* [1988], 23–78.
- Simpson, G., 1928, Further studies in terrestrial radiation, *Mem. Roy. Meteorol. Soc.*, *3*, 1–26.
- Smagorinsky, J., S. Manabe, et J. Holloway, 1965, Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere, *Monthly Weather Rev.*, *93*, 727–768.
- Smith, S., R. Muench, et C. Pease, 1990, Polynyas and leads: an overview of physical processes and environment, *J. Geophys. Res.*, *95*, 9461–9479.
- Sperber, K., S. Hameed, G. Plotter, et J. Boyle, 1994, Simulation of the northern summer monsoon in the ECMWF model: Sensitivity to horizontal resolution, *Monthly Weather Rev.*, *122*, 2461–2481.
- Staniforth, A. N., et H. L. Mitchell, 1978, A variable-resolution finite-element technique for regional forecasting with the primitive equations, *Monthly Weather Rev.*, *106*, 429–447.
- Stearns, C., G. Weidner, et L. Keller, 1997, Atmospheric circulation around the Greenland crest, *J. Geophys. Res.*, *102*, 13801–13812.
- Steig, E., P. Grootes, et M. Stuiver, 1995, Seasonal precipitation timing and ice core records, *Science*, *266*, 1885–1886.

- Stratton, R., et V. Pope, Results from the UKMO high resolution AMIP run, 1997.
- Street-Perrott, F., 1991, General circulation GCM modelling of palaeoclimates: a critique, *The Holocene*, 1, 74–80.
- Stute, M., P. Schlosser, J. Clark, et W. Broecker, 1992, Paleotemperatures in the southwestern United States derived from noble gases in ground water, *Science*, 256, 1000–1003.
- Tett, S., T. Johns, et J. Mitchell, 1997, Global and regional variability in a coupled AOGCM, *Clim. Dyn.*, 13, 303–323.
- Thompson, L., *Variations in microparticle concentration, size distribution and elemental composition found in Camp Century, Greenland, and Byrd Station, Antarctica, deep ice cores*, vol. 118 of *AISH*, 351–364, IAHS, 1977.
- Thompson, L., et E. Mosley-Thompson, 1997, Microparticle concentration variations linked with climatic change: evidence from polar ice cores, *Science*, 212, 812–815.
- Thompson, S., et D. Pollard, 1997, Greenland and Antarctic mass balances for present and doubled atmospheric CO₂ from the GENESIS version-2 global climate model, *J. Climate*, 10, 871–900.
- Thorndike, A., D. Rothrock, G. Maykut, et R. Colony, 1975, The thickness distribution of sea ice, *J. Geophys. Res.*, 80, 4501–4513.
- Tibaldi, S., T. N. Palmer, C. Branković, et U. Cubasch, 1990, Extended-range predictions with ECMWF models: Influence of horizontal resolution on systematic error and forecast skill, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 116, 835–866.
- Trenberth, K. (éditeur), *Climate System Modeling*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- Turner, J., S. Colwell, et S. Harangozo, 1997, Variability of precipitation over the coastal western Antarctic Peninsula from synoptic observations, *J. Geophys. Res.*, 102, 13999–14007.
- Tzeng, R., D. Bromwich, et T. Parish, 1993, Present-day Antarctic climatology of the NCAR community climate model version 1, *J. Climate*, 6, 205–226.
- Tzeng, R., D. Bromwich, T. Parish, et B. Chen, 1994, NCAR CCM2 simulation of the modern Antarctic climate, *J. Geophys. Res.*, 99, 23131–23148.
- van den Broeke, M. R., R. S. W. van de Wal, et M. Wild, 1997, Representation of Antarctic katabatic winds in a high-resolution GCM and a note on their climate sensitivity, *J. Climate*, sous presse.
- van den Broeke, M., et R. Bintanja, 1995, The interaction of katabatic winds and the formation of blue ice areas in east Antarctica, *J. Glaciol.*, 41, 395–407.
- van der Veen, C., Land ice and climate, in *Trenberth [1992]*, 437–450.
- van Lipzig, N., E. van Meijgaard, et J. Oerlemans, 1997, Evaluation of a regional atmospheric model using in-situ measurements from the Antarctic, *Ann. Glaciol.*, sous presse.
- van Loon, H., 1967, The half-yearly oscillations in middle and high southern latitudes and the coreless winter, *J. Atmos. Sci.*, 24, 472–486.
- Verbitsky, M., et B. Saltzman, 1995, Behaviour of the east Antarctic ice sheet as deduced from a coupled GCM/ice sheet model, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 2913–2916.
- Vichnevetsky, R., 1987, Wave propagation and reflection in irregular grids for hyperbolic equations, *Appl. Num. Math.*, 133–166.
- Vichnevetsky, R., et L. Turner, 1991, Spurious scattering from discontinuously stretching grids in computational fluid dynamics, *Appl. Num. Math.*, 289–299.
- von Storch, J.-S., V. V. Kharin, U. Cubasch, G. Hegerl, D. Schriever, H. von Storch, et E. Zorita, 1997, A description of a 1260-year control integration with the coupled ECHAM1/LSG general circulation model, *J. Climate*, 10, 1525–1543.
- Wallace, J., S. Tibaldi, et A. Simmons, 1983, Reduction of systematic errors in the ECMWF model through the introduction of an envelope orography, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 109, 683–718.
- Walland, D., et I. Simmonds, 1997, Modelled atmospheric response to changes in northern hemisphere snow cover, *Clim. Dyn.*, 13, 25–34.
- Walsh, K., et J. McGregor, 1996, Simulations of the Antarctic climate using a limited area model, *J. Geophys. Res.*, 101, 19093–19108.

- Weinelt, M., M. Sarnthein, U. Pflaumann, H. Schultz, S. Jung, et H. Erlenkeuser, 1996, Ice-free nordic seas during the last glacial maximum? Potential sites of deepwater formation, *Paleoclimates*, 1, 283-309.
- Wellck, R., A. Kasahara, W. Washington, et G. Santo, 1971, Effect of horizontal resolution in a finite-difference model of the general circulation, *Monthly Weather Rev.*, 99, 673-683.
- Wendler, G., C. Stearns, G. Weidner, et G. Dargaud, 1997, On the extraordinary katabatic winds of Adélie Land, *J. Geophys. Res.*, 102, 4463-4474.
- Wendler, G., et J. Kelley, 1988, On the albedo of snow in Antarctica: a contribution to I.A.G.O., *J. Glaciol.*, 34, 19-25.
- Whillans, I., 1979, Ice flow along the Byrd station strain network, Antarctica, *J. Glaciol.*, 24, 15-28.
- Wieringa, J., 1986, Roughness-dependent geographical interpolation of surface wind speed averages, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 112, 867-889.
- Williams, J., R. Barry, et W. Washington, 1974, Simulation of the atmospheric circulation using the NCAR global circulation model with ice age boundary conditions, *J. Appl. Met.*, 13, 305-317.
- Wood, N., et P. Mason, 1993, The pressure force induced by neutral, turbulent flow over hills, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 119, 1233-1267.
- Worby, A., et I. Allison, 1994, Ocean-atmosphere energy exchange over thin, variable concentration Antarctic pack ice, *Ann. Glaciol.*, 15, 184-190.
- Wu, X., I. Simmonds, et W. Budd, 1997, Modeling of Antarctic sea ice in a general circulation model, *J. Climate*, 10, 593-609.
- Xu, J.-S., H. von Storch, et H. van Loon, 1990, The performance of four spectral GCMs in the southern hemisphere: The January and July climatology and the semiannual wave, *J. Climate*, 3, 53-70.
- Yagüe, C., et J. Redondo, 1995, A case study of turbulent parameters during the Antarctic winter, *Antarct. Sci.*, 7, 421-433.
- Yamada, T., 1975, The critical richardson number and the ratio of the eddy transport coefficients obtained from a turbulence closure model, *J. Atmos. Sci.*, 32, 926-933.
- Yamazaki, K., Moisture budget in the Antarctic atmosphere, In *Proc. NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol.*, vol. 6, 36-45, 1992.