



**HAL**  
open science

# Modélisation du bilan de masse en surface de la calotte glaciaire antarctique

Luc Gential

► **To cite this version:**

Luc Gential. Modélisation du bilan de masse en surface de la calotte glaciaire antarctique. Modélisation et simulation. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00189139

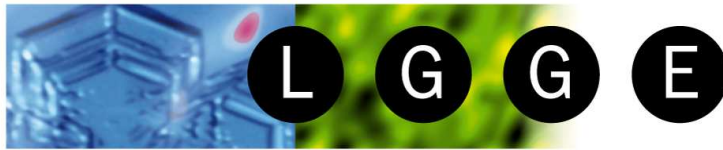
**HAL Id: tel-00189139**

**<https://theses.hal.science/tel-00189139>**

Submitted on 20 Nov 2007

**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.



**LABORATOIRE DE GLACIOLOGIE  
ET GÉOPHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT  
UMR 5183**

*Centre national de la recherche scientifique  
Université Joseph Fourier  
54, rue Molière – Domaine Universitaire  
BP96 – 38402 – Saint Martin d'Hères Cedex (France)*

# **Modélisation du bilan de masse en surface de la calotte glaciaire antarctique**

Luc Gential

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier (Grenoble 1)  
(Arrêté ministériel du 7 août 2006 relatif à la formation doctorale)

**Spécialité : Océan, Atmosphère, Hydrologie**

Date de soutenance : 12 juillet 2007

*Composition du jury :*

---

<i>M. Michel Fily</i>	<i>Président</i>
<i>M. Gerhard Krinner</i>	<i>Examineur</i>
<i>M. Julien Le Sommer</i>	<i>Examineur</i>
<i>M. Gilles Ramstein</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>M. Laurent Z.X. Li</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>M. Hubert Gallée</i>	<i>Directeur de thèse</i>









À Mariana, Morgane, Jane et Mark,

morts de jeunesse sur l'arête de Bionnassay,



« Pendant que je regarde vers le large, le soleil se couche insensiblement, les teintes bleues si variées et si douces des icebergs sont devenues plus crues, bientôt le bleu foncé des crevasses et des fentes persiste seul, puis graduellement succède avec une douceur exquise une teinte maintenant rose et c'est tellement beau, qu'en me demandant si je rêve, je voudrais rêver toujours. On dirait les ruines d'une énorme et magnifique ville tout entière du marbre le plus pur, dominée par un nombre infini d'amphithéâtres et de temples édifiés par de puissants et divins architectes. Le ciel devient une coquille de nacre où s'irisent, en se confondant sans se heurter, toutes les couleurs de la nature... Sans que je m'en aperçoive, la nuit est venue et lorsque Pléneau, en me touchant l'épaule, me réveille en sursaut de cette contemplation, j'essuie pertinemment une larme, non de chagrin, mais de belle et puissante émotion. »

Jean-Baptiste Charcot, *Le Français au Pôle Sud*





# Remerciements

Parmi l'ensemble des personnes qui ont contribué à la réussite de ma thèse, je voudrais remercier tout particulièrement :

- les membres du jury pour leur lecture attentive et active de mon « tapuscrit » (*sic*) ;
- Michel Fily d'avoir accepté de présider ce jury et assuré un suivi régulier de l'avancement de ma thèse en tant que directeur du laboratoire ;
- la direction de l'école doctorale Terre, Univers, Environnement (TUE) de m'avoir accordé toute sa confiance pour mener à bien cette thèse et accessoirement offert le luxe de vivre près des montagnes ;
- Hubert Gallée, mon directeur de thèse, pour son expertise scientifique proche de la physique, pour ses conseils, ses encouragements, ses corrections et pour ses idées, dont celle d'appliquer le désagrégateur à l'Antarctique ;
- Michel Sacchettini pour avoir su calmer efficacement et avec la plus grande disponibilité les caprices du pc179 ;
- Olivier Magand, Vincent Peyaud, Catherine Ritz, Ghislain Picard, Ludovic Brucker, Michiel van den Broeke, Massimo Frezzotti et tous les autres pour la richesse des discussions scientifiques que nous avons eues ;
- Catherine Ritz et Gerhard Krinner qui m'ont fourni certaines données issues de leurs travaux ;
- Xavier Fettweis pour ses réponses rapides à mes questions sur NESTOR, le préprocesseur du MAR, et pour m'avoir fait partager les résultats de sa prise en main du désagrégateur ;
- les thésards (et assimilés) du laboratoire pour les conviviales pauses café sans lesquelles ce document n'aurait jamais vu le jour ;
- l'association LaiTUE qui a su rassembler les doctorants de l'ensemble des laboratoires de l'école doctorale TUE ;
- Jean-Luc Jaffrezo, dont j'ai longtemps partagé le bureau, le téléphone, mais pas les bonbons à l'ail ;
- les personnes qui ont porté le projet Changement Climatique et Cryosphère, en particulier Christophe Genthon.

Enfin, je ne saurais terminer cet exercice trop formel à mon goût sans citer la dent de Crolles, merveilleuse toile de fond du bureau 103 et étonnante source d'inspiration pour le chercheur, ainsi que ses grandes sœurs qui ont largement contribué à me faire prendre de la hauteur sur mon travail.



# Résumé

Le bilan de masse en surface (noté BMS ; l'accumulation de neige diminuée de l'ablation) de la calotte glaciaire antarctique est sensible aux paramètres climatiques et contribue directement aux variations du niveau moyen des mers. Il est donc important, dans le cadre de la prévision du changement climatique, de développer des outils capables de simuler les processus physiques régissant le bilan de masse en surface antarctique. L'approche développée dans cette thèse consiste à utiliser une cascade de modèles atmosphériques allant de la grande échelle vers l'échelle locale. Ainsi, un modèle climatique régional (Modèle atmosphérique régional, MAR), forcé par des réanalyses du CEPMMT<sup>1</sup>, fournit à un modèle diagnostique de désagrégation physique des précipitations les champs météorologiques nécessaires calculés à l'échelle régionale (typiquement, de résolution 40 km). Dans un premier temps, il est montré que le bilan de masse en surface généré par le MAR est conforme aux observations dans la plupart des régions. Toutefois, le ruissellement est surestimé ; ce problème disparaît en introduisant une dépendance de l'albédo avec la distance zénithale de l'astre solaire. Dans un second temps, il est montré que malgré la relative simplicité des paramétrisations physiques du désagrégateur, la connaissance du relief de fine échelle (de résolution 5 km) permet d'améliorer la variabilité spatiale de la précipitation, et, par conséquent, du BMS, sur les régions côtières de l'Antarctique. La validation est menée à l'aide, notamment, de mesures de hauteurs de neige délivrées par des stations météorologiques automatiques. Sur le site côtier de Law Dome, le gradient d'accumulation nette est davantage dû au forage orographique subi par la précipitation qu'au processus de chasse-neige. Le modèle de désagrégation sous-estime fortement la précipitation sur le plateau Antarctique, où les nuages stratosphériques polaires associés au refroidissement radiatif pourraient jouer un rôle dans la génération de la précipitation pendant la nuit polaire.

---

<sup>1</sup> CEPMMT : Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme.



# Abstract

## Modeling of the Antarctic Ice Sheet Surface Mass Balance

The Antarctic ice sheet surface mass balance (SMB, snow accumulation minus ablation) is sensitive to climate parameters and directly contributes to global mean sea level variations. Therefore, in the perspective of climate change, it is useful to develop tools that can simulate the physical processes involved in the Antarctic surface mass balance. The approach developed in this thesis consists in using a cascade of atmospheric models from large scale to local scale. Thus, a regional climate model (*Modèle atmosphérique régional*, hereinafter referred to as MAR), forced by ECMWF<sup>2</sup> reanalysis, provides a diagnostic physical-based rain- and snowfall disaggregation model with meteorological fields at the regional scale (typically 40-km resolution). In a first part, it is shown that the SMB calculated by MAR is in good agreement with observations in most regions. Nonetheless, runoff appears to be overestimated; the problem vanishes when introducing a dependency of albedo with solar zenithal distance. In a second part, it is shown that although the parameterizations invoked in the disaggregation model are fairly simple, the knowledge of small-scale topography (5-km resolution) is efficiently used to improve the spatial variability of precipitation – and therefore SMB – over coastal regions of Antarctica. Model validation is carried out with the help of snow height measurements provided by automatic weather stations. Over the coastal place of Law Dome, the net accumulation gradient is mostly due to orographic forcing of precipitation (rather than blowing snow). The disaggregation model dramatically underestimates precipitation over the Antarctic Plateau, where polar stratospheric clouds associated with radiative cooling could play a role in the formation of precipitation during the polar night.

---

<sup>2</sup> ECMWF: European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.



# Table des matières

Liste des tableaux	xv
Table des figures	xvii
Notations	xix
Introduction	1
<b>1 Le modèle de désagrégation</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	5
1.1.1 Présentation du modèle . . . . .	5
1.1.2 Historique du modèle et part du travail personnel . . . . .	6
1.1.3 Notations . . . . .	6
1.1.4 Notion de grande échelle . . . . .	7
1.2 Pression et température . . . . .	7
1.3 Le vent horizontal . . . . .	8
1.4 Le vent vertical . . . . .	8
1.4.1 Une approche à partir de la théorie des ondes de gravité orographiques	8
1.4.2 Composition du mouvement vertical et conditions aux limites en surface . . . . .	12
1.4.3 La paramétrisation simplifiée dite « VDELB déphasée » . . . . .	15
1.5 Taux de condensation . . . . .	15
1.5.1 Principe . . . . .	15
1.5.2 Une première approche, celle de Haltiner et Williams (1980) . . . . .	15
1.5.3 La formulation de Sinclair (1994) . . . . .	16
1.6 Temps de formation et vitesse de chute des hydrométéores . . . . .	17
1.6.1 Temps de formation des hydrométéores . . . . .	17
1.6.2 Vitesse de chute des hydrométéores . . . . .	17
1.6.3 Répartition des précipitations . . . . .	18
1.7 Taux de précipitation . . . . .	18
1.7.1 Cas simplifié . . . . .	18
1.7.2 En tenant compte des retards . . . . .	19
1.7.3 Conservation de la précipitation . . . . .	20
1.8 Limitations . . . . .	21
1.9 Pistes de développement . . . . .	21
1.9.1 Le foehn . . . . .	21
1.9.2 Les phénomènes de blocage . . . . .	22
1.9.3 Absorption des hydrométéores par les couches sèches . . . . .	22
1.9.4 Suppression de la zone de relaxation dans le calcul de la conservation	22



<b>2</b>	<b>Simulations avec le Modèle atmosphérique régional</b>	<b>25</b>
2.1	Description du modèle . . . . .	25
2.1.1	Les processus physiques . . . . .	25
2.1.2	Fonctionnement du modèle . . . . .	26
2.2	Quelles simulations ? . . . . .	26
2.2.1	Choix du domaine d'étude . . . . .	27
2.2.2	Choix de la période d'étude . . . . .	27
2.2.3	Choix des résolutions spatiales et temporelles . . . . .	28
2.2.4	Choix des processus en jeu . . . . .	28
2.2.5	Simulations effectuées . . . . .	28
2.3	Résultats et interprétation (1998–2001) . . . . .	29
	Région représentée . . . . .	29
2.3.1	Topographie . . . . .	29
2.3.2	Accumulation . . . . .	30
2.3.3	Sublimation en surface . . . . .	35
2.3.4	Précipitation sous forme liquide . . . . .	38
2.3.5	Ruissellement . . . . .	38
2.3.6	Bilan de masse en surface : définition . . . . .	40
2.3.7	Bilan non intégré . . . . .	43
2.3.8	Bilan intégré sur la calotte et contribution au niveau moyen des mers . . . . .	49
2.3.9	Variabilité interannuelle et représentativité de la moyenne . . . . .	54
2.4	Conclusion . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Validation du désagrégateur</b>	<b>57</b>
3.1	Méthodologie . . . . .	57
3.1.1	Quelles données pour valider ? . . . . .	57
3.1.2	Accumulation et précipitation . . . . .	57
3.1.3	Hauteur de neige et masse de neige par unité de surface . . . . .	58
3.1.4	Problématique de la validation locale . . . . .	59
3.1.5	Cohérence entre modèles . . . . .	59
3.2	Sensibilité aux processus thermodynamiques . . . . .	60
3.2.1	Simulation de contrôle . . . . .	60
3.2.2	Influence des facteurs d'efficacité de la précipitation . . . . .	62
3.2.3	Influence de la vitesse de chute des hydrométéores . . . . .	63
3.2.4	Influence du temps accordé aux hydrométéores pour atteindre le sol . . . . .	63
3.2.5	Effet combiné . . . . .	64
3.3	Examen du biais sec sur le haut plateau . . . . .	66
3.3.1	Mise en évidence d'un cycle saisonnier . . . . .	66
3.3.2	Suggestion d'un lien avec la présence de sursaturations . . . . .	68
3.3.3	Étude de cas . . . . .	69
3.4	Sensibilité à la paramétrisation de la vitesse verticale orographique . . . . .	74
3.4.1	Protocole . . . . .	74
3.4.2	Présentation des expériences . . . . .	75
3.4.3	Analyse . . . . .	75
3.5	Sensibilité à la résolution d'arrivée et application au Law Dome . . . . .	77
3.5.1	Choisir une résolution spatiale pertinente . . . . .	77
3.5.2	Expérience du Law Dome . . . . .	81
3.6	Conclusion . . . . .	93

---

<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>97</b>
<b>A Carte de l'Antarctique</b>	<b>101</b>
<b>B Note aux futurs utilisateurs</b>	<b>105</b>
B.1 Grilles et topographies . . . . .	105
B.1.1 Centre de la grille . . . . .	105
B.1.2 Calcul de la grille : différences entre MAR et DSG . . . . .	105
B.1.3 Marche à suivre . . . . .	106
<b>Références bibliographiques</b>	<b>112</b>



# Liste des tableaux

1	Liste des abréviations utilisées dans le document . . . . .	xx
2	Principales notations utilisées dans la description du désagrégateur . . . . .	xxi
3	Liste des variables utilisées dans la description du désagrégateur . . . . .	xxiii
2.1	Caractéristiques des simulations effectuées sur le domaine complet . . . . .	28
2.2	Informations techniques sur les simulations effectuées sur le domaine complet	29
2.3	Usage des simulations effectuées sur le domaine complet . . . . .	29
2.4	Bilan de masse en surface moyenné sur les glaces d'origine continentale . . .	53
2.5	Bilan de masse en surface moyenné sur les glaces posées . . . . .	54
2.6	Variabilité temporelle du bilan de masse en surface moyenné sur le continent	55
3.1	Quantification de l'apport de la désagrégation par l'efficacité statistique . .	76
3.2	Quantification de l'apport de la désagrégation par corrélation . . . . .	76
3.3	Altitude du sommet du Law Dome pour diverses résolutions. . . . .	82
3.4	Coordonnées géographiques et dates de mise en service des stations météorologiques automatiques de la région du Law Dome . . . . .	92



# Table des figures

1.1	Exemple de profils verticaux pour la fréquence de Brunt-Vaisala et le vent horizontal . . . . .	11
1.2	Conservation de la précipitation dans le désagrégateur . . . . .	20
2.1	Topographie de l’Antarctique pour deux résolutions différentes . . . . .	31
2.2	Accumulation annuelle, à l’aide du modèle MAR . . . . .	32
2.3	Différences orographiques entre deux résolutions pour la zone antarctique . . . . .	33
2.4	Différentiel d’accumulation annuelle entre une simulation MAR à 40 km de résolution et une autre à 80 km . . . . .	33
2.5	Accumulation annuelle associée au transport de neige par le vent, à l’aide du modèle MAR . . . . .	36
2.6	Vent moyen en surface, à l’aide du modèle MAR . . . . .	37
2.7	Sublimation annuelle, à l’aide du modèle MAR . . . . .	39
2.8	Précipitation liquide annuelle, à l’aide du modèle MAR . . . . .	40
2.9	Runoff annuel à l’aide du modèle MAR . . . . .	41
2.10	Bilan de masse en surface pour la Péninsule . . . . .	42
2.11	Climatologie du bilan de masse en surface du modèle LMDZ . . . . .	44
2.12	« Climatologie » du bilan de masse en surface du modèle MAR (sans ruissellement) . . . . .	45
2.13	Climatologie du bilan de masse en surface, d’après Vaughan <i>et al.</i> (1999) . . . . .	45
2.14	Bilan de masse en surface : comparaison MAR - Vaughan <i>et al.</i> (1999) . . . . .	46
2.15	Bilan de masse en surface annuel : comparaison MAR – Arthern <i>et al.</i> (2006) – Vaughan <i>et al.</i> (1999) . . . . .	50
2.16	Fraction de glace posée . . . . .	52
2.17	Écart type du bilan de masse en surface privé du ruissellement . . . . .	55
3.1	Représentation schématique de la validation du désagrégateur . . . . .	58
3.2	Représentation schématique de la construction d’un bilan de masse en surface désagrégé . . . . .	59
3.3	Désagrégation standard pour l’hiver 1999 : précipitation mensuelle . . . . .	61
3.4	Influence de $\lambda(p)$ et $\lambda_s$ dans la désagrégation des précipitations . . . . .	62
3.5	Influence de $W_{\text{fall}}$ dans la désagrégation des précipitations . . . . .	64
3.6	Influence du délai accordé aux hydrométéores pour atteindre la surface dans la désagrégation des précipitations . . . . .	65
3.7	Variation saisonnière du biais sec au cœur de l’Antarctique . . . . .	66
3.8	Variation saisonnière du biais sec au cœur de l’Antarctique . . . . .	67
3.9	Variation saisonnière des précipitations au cœur de l’Antarctique . . . . .	68
3.10	Humidité relative et vitesse verticale au-dessus de Dôme A . . . . .	71

3.11	Analyse météorologique pour la période du 12 au 23 août 1999, au site de Dôme A . . . . .	72
3.12	Cycle annuel de l'humidité relative au-dessus de Dôme A . . . . .	73
3.13	Désagrégation de 80 vers 40 km de résolution, dans le cadre de la paramétrisation de Scorer : précipitations annuelles pour l'année 1999 . . . . .	79
3.14	Altitude du sommet du Law Dome en fonction de la résolution spatiale choisie . . . . .	82
3.15	Topographie du Law Dome pour deux résolutions différentes . . . . .	83
3.16	Précipitations sur la région du Law Dome pour plusieurs résolutions différentes . . . . .	85
3.17	Maximum de précipitation à proximité du sommet du Law Dome en fonction de la résolution spatiale choisie . . . . .	86
3.18	Carte du bilan de masse en surface sur le Law Dome, issue de la chaîne MAR → DSG (1998–2001) . . . . .	87
3.19	Carte climatologique du bilan de masse en surface sur le Law Dome, construite sur la base d'observations . . . . .	88
3.20	Composantes du bilan de masse en surface pour la région du Law Dome . . . . .	90
3.21	Effets du transport de neige par le vent sur l'accumulation et de la désagrégation sur les précipitations . . . . .	91
3.22	Bilan de masse en surface : comparaison visuelle MAR, MAR → DSG et AWS . . . . .	94
3.23	Bilan de masse en surface : comparaison statistique MAR, MAR → DSG et AWS . . . . .	95
A.1	Carte de l'Antarctique . . . . .	102
A.2	Carte de la région du Law Dome . . . . .	103

# Notations

## Quelques échelles de la variabilité atmosphérique

**Régionale** Caractérise les processus d'échelle spatiale comprise entre 10 et 200 km et de durée de vie d'une heure à quelques jours.

**Locale** Caractérise les processus d'échelle spatiale comprise entre 1 et 10 km et de durée de vie de quelques minutes à une heure.



## Liste des abréviations courantes

<b>Modèles et jeux de données</b>	
DSG	Désagrégateur
VDEL	Nom du désagrégateur utilisé par Sinclair (1994)
VDELB	Nom du désagrégateur utilisé par Funk
ERA-40	ECMWF 40 Year Re-analysis
MAR	Modèle atmosphérique régional
RACMO2/ANT	<i>The Regional Atmospheric Climate Model version 2</i>
GCM(s)	<i>General circulation model(s)</i> : modèle(s) de circulation générale
LMDZ	Nom du modèle de circulation générale du Laboratoire de météorologie dynamique
V99	Vaughan <i>et al.</i> (1999)
<b>Processus physiques et unités</b>	
BMS	Bilan de masse en surface
ECT	Énergie cinétique turbulente
SSS	Transport de neige par le vent
mmEQ	millimètre(s) équivalent eau (sous-entendu : eau liquide)
<b>Informatique</b>	
cpu	<i>Central Processing Unit</i> : unité centrale de traitement
<b>Indices climatiques</b>	
SOI	<i>Southern Oscillation Index</i> : indice d'oscillation australe
<b>Directions géographiques</b>	
N	nord
S	sud
E	est
W	ouest
NW	nord-ouest
SE	sud-est
<b>Locutions latines</b>	
<i>cf.</i>	<i>confer</i> : se reporter à, voir
<i>e.g.</i>	<i>exempli gratia</i> : par exemple
<i>et al.</i>	<i>et alii</i> : et autres (à savoir : les coauteurs)
<i>i.e.</i>	<i>id est</i> : c'est-à-dire
<b>Divers</b>	
resp.	respectivement
IPCC	<i>Intergovernmental Panel on Climate Change</i> : Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC)

TAB. 1 : Liste des abréviations utilisées dans le document.

# Notations mathématiques

## Symboles de relations

---

$E \equiv F$       $E$  est par définition égal à  $F$

## Gestion des styles (gras, italique)

---

$\mathbf{V}$      Le vecteur  $\mathbf{V}$  (style gras italique)  
 $X$      Le scalaire  $X$  (style italique)  
Pa     L'unité Pa (style roman)  
 $X_{\text{bidon}}$      L'indice bidon, à valeur descriptive (style roman)  
 $c_p$      L'indice  $p$ , en référence à une variable (style italique)  
 $\sin x$      La fonction sinus (style roman)

## Opérations sur les vecteurs et les scalaires

---

$\mathbf{U} \cdot \mathbf{V}$      Le produit scalaire de  $\mathbf{U}$  et  $\mathbf{V}$   
 $\|\mathbf{V}\|$      La norme du vecteur  $\mathbf{V}$   
 $|X|$      La valeur absolue de  $X$   
 $\bar{X}$  (ou  $\overline{\mathbf{V}}$ )     La moyenne de  $X$  (ou  $\mathbf{V}$ ) sur l'axe vertical  
 $\nabla$      L'opérateur nabla de gradient à 2 dimensions :  $\nabla X \equiv \left( \frac{\partial X}{\partial x}, \frac{\partial X}{\partial y} \right)$

## Indices récurrents

---

$X_s$      La valeur de  $X$  près du sol (*near-surface value*)  
 $X_f$      La valeur de  $X$  au niveau de congélation (*freezing level*)<sup>3</sup>  
 $X_{\text{top}}$      La valeur de  $X$  au sommet du modèle (*top of model*)  
 $[X]_1$      La valeur donnée pour  $X$  par le modèle à grande échelle (*large-scale value*)  
 $X_t$      La fraction de  $X$  induite par le terrain (*topography-induced value*)

TAB. 2 : Récapitulatif des principales notations utilisées dans la description du désagré-  
gateur.

---

<sup>3</sup> À l'exception de  $\tau_f$  où l'indice f signifie ■ formation ■.

## Variables, quantités et indices de grille utilisés

### Coordonnées

$x$	Coordonnée suivant le premier axe horizontal	m
$y$	Coordonnée suivant le second axe horizontal	m
$p$	Pression	Pa
$t$	Temps	s

### Numérotation des points de grille

$i$	Indice situant un point de grille sur le premier axe horizontal	—
$j$	Indice situant un point de grille sur le second axe horizontal	—
$k$	Indice situant un point de grille sur l'axe vertical (allant du haut vers le bas)	—

### Dynamique de base

$u$	Vitesse selon $x$	$\text{m.s}^{-1}$
$v$	Vitesse selon $y$	$\text{m.s}^{-1}$
$\mathbf{V}$	Vitesse horizontale ( $u, v$ )	$\text{m.s}^{-1}$
$V$	Vitesse horizontale dans le cas bidimensionnel ( <i>cf.</i> sous-section 1.4.1)	$\text{m.s}^{-1}$
$w$	Vitesse verticale en coordonnées $z$	$\text{m.s}^{-1}$
$\omega$	Vitesse verticale en coordonnées $p$	$\text{Pa.s}^{-1}$
$\rho$	Densité de l'air humide	$\text{kg.m}^{-3}$
$T$	Température de l'air	K
$\theta$	Température potentielle	K
$z$	Altitude	m

### Vitesses particulières

$\mathbf{V}_s$	Vitesse horizontale en surface	$\text{m.s}^{-1}$
$\mathbf{V}_s^{\text{extr}}$	<i>Idem</i> mais extrapolée à partir de niveaux supérieurs	$\text{m.s}^{-1}$
$w_s$	Vitesse verticale au sol en coordonnées $z$	$\text{m.s}^{-1}$
$\omega_s$	Vitesse verticale au niveau du sol	$\text{Pa.s}^{-1}$
$\omega_t$	Vitesse verticale induite par la topographie	$\text{Pa.s}^{-1}$
$[\omega]_1$	Vitesse verticale à grande échelle	$\text{Pa.s}^{-1}$

### Altitudes et pressions particulières

$p_{\text{top}}$	Pression au sommet du modèle	Pa
$p_{\text{LCL}}$	Pression au niveau de condensation par ascendance	Pa
$p_f$	Pression au niveau de congélation	Pa
$z_{\text{top}}$	Altitude du sommet du modèle	m
$z_{\text{LCL}}$	Altitude du niveau de condensation par ascendance	m
$z_f$	Altitude de l'isotherme 0 °C (plus grande valeur)	m
$z_s$	Altitude du sol	m

**Humidité**

$q$	Humidité spécifique	kg/kg
$q^{\text{sat}}$	Humidité spécifique à saturation	kg/kg
$r$	Rapport de mélange (sous-entendu pour la vapeur d'eau)	kg/kg
$r_f^{\text{sat}}$	Rapport de mélange saturant au niveau de congélation	kg/kg
$r_s^{\text{sat}}$	Rapport de mélange saturant en surface	kg/kg
$r_w$	Rapport de mélange pour l'eau sous toutes ses formes	kg/kg
$U$	Humidité relative ( $\in [0, 1]$ )	–
$U_s$	Humidité relative en surface ( $\in [0, 1]$ )	–
$\theta_e$	Température potentielle équivalente	K

**Paramètres**

$F$	Facteur d'efficacité de la précipitation	kg/kg.Pa <sup>-1</sup>
$N$	Fréquence de Brunt-Vaisala	s <sup>-1</sup> (Hz)
$N_m$	Fréquence de Brunt-Vaisala « saturée »	s <sup>-1</sup> (Hz)
$R$	Taux de précipitation	m.s <sup>-1</sup>
$W_{\text{fall}}$	Vitesse de chute des hydrométéores	m.s <sup>-1</sup>
$\lambda$	Facteur d'humidité	–
$\lambda_s$	Facteur d'humidité de surface	–
$\tau_f$	Temps de formation de la précipitation	s

**Constantes physiques**

$g$	Accélération de la pesanteur	9,81	m.s <sup>-2</sup>
$L$	Chaleur latente de condensation	2,5.10 <sup>6</sup>	J.kg <sup>-1</sup>
$R_a$	Constante spécifique de l'air sec	287	J.kg <sup>-1</sup>
$R_v$	Constante spécifique de la vapeur d'eau	461	J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$\epsilon$	Rapport de $R_a$ sur $R_v$	0,622	–
$c_p$	Capacité calorifique à pression constante pour l'air sec	1004	J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$\Gamma$	Gradient de température atmosphérique standard	6,5.10 <sup>-3</sup>	K.m <sup>-1</sup>

TAB. 3 : Liste des variables utilisées dans la description du désagrégateur.



# Introduction

## Présentation du sujet

### Du niveau des mers au bilan de masse des glaciers

Aux variations naturelles du climat sont venues se greffer, dès 1750, les perturbations anthropiques. Les émissions de gaz à effet de serre se traduisent par une augmentation de la température moyenne de l'atmosphère et des océans (IPCC, 2001). Les impacts indirects sont multiples, tant sur le plan environnemental qu'économique ou sociétal. Parmi eux, l'élévation du niveau des mers menace les populations littorales, qui, au titre de « réfugiés climatiques », seraient déplacées vers d'autres contrées, occasionnant d'éventuelles tensions géopolitiques. Cette hausse du niveau moyen des mers, qui pourrait être de l'ordre de 40 cm d'ici 2100 (Church *et al.*, 2001), provient principalement de l'expansion thermique des océans et de la fonte des glaces continentales. La part de ces deux processus (variation de volume et variation de masse) est encore sujette à controverse dans le cas de la hausse observée au cours du XX<sup>e</sup> siècle (Miller et Douglas, 2004).

La contribution de l'Antarctique aux variations futures du niveau moyen des mers est mal connue, en raison de grandes incertitudes sur la stabilité des processus glaciaires, d'une part, et sur la projection des précipitations sur la calotte, d'autre part (Rignot et Thomas, 2002). Il est probable que ces dernières augmentent en raison de l'accroissement de l'humidité des masses d'air devenues plus chaudes. Dans le même temps, une augmentation des températures de quelques degrés ne devrait pas augmenter significativement la fonte ni modifier la phase des précipitations, l'air restant froid, y compris l'été. Par conséquent, la calotte pourrait accumuler davantage de neige au cours des cent prochaines années (Wild *et al.*, 2003 ; Krinner *et al.*, soumis.). Un tel mécanisme conduirait à transférer de l'eau des océans vers le continent antarctique ; la hausse du niveau des mers s'en trouverait donc modérée.

Le bilan de masse en surface (BMS), ou accumulation nette, s'exprime en  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{an}^{-1}$  et est défini, en chaque point de la surface de la calotte, par l'accumulation de neige diminuée de l'ablation. L'accumulation de neige intègre les précipitations neigeuses, la fraction des pluies qui percole puis regèle dans le manteau neigeux, le dépôt de neige par condensation solide ainsi que l'apport de neige par le vent. Quant à l'ablation, elle est orchestrée par la sublimation de la neige à la surface du manteau neigeux, l'érosion de la neige par le vent, et la fraction des eaux de fonte qui ne regèle pas dans le manteau neigeux mais est évacuée latéralement (ruissellement). La résultante de l'accumulation nette intégrée sur la surface de la calotte et de la perte de glace par vélage d'icebergs sur les côtes du continent antarctique constitue le bilan de masse total de la calotte. C'est lui qui détermine la contribution de l'Antarctique au niveau moyen des mers. Dans le cas d'un glacier de montagne, il traduirait la « santé » du glacier.

## La modélisation régionale du climat antarctique

Pour les raisons précédemment évoquées, l'étude du bilan de masse en surface de la calotte glaciaire antarctique et de ses variations trouve sa place dans le cadre de la prévision climatique. Elle peut être entreprise à l'aide de mesures de terrain, de mesures par télédétection ou de modèles numériques. En raison de l'absence d'antécédent au changement climatique en cours, la modélisation du climat s'impose comme un outil incontournable pour établir des projections. Avant toute application au climat futur, un modèle doit être validé sur une période du passé, à l'aide d'observations ; cette étape constitue l'objet de cette étude.

Le climat extrême de l'Antarctique est régi par des phénomènes spécifiques aux régions polaires, dont les modèles globaux actuels tiennent peu compte (Turner *et al.*, 2000). En effet, leurs paramétrisations sont généralement étalonnées sur la base des résultats de campagnes de mesures effectuées dans des régions tempérées et faciles d'accès. Par ailleurs, de tels modèles sont limités à des résolutions de l'ordre de 100 kilomètres, pour des questions de coût numérique, si bien qu'ils ne parviennent pas à bien prendre en compte les effets orographiques et les hétérogénéités spatiales des types de surfaces. Pour ces raisons, nous lui préférons la modélisation climatique régionale.

Un modèle climatique régional désigne un modèle numérique à aire limitée (*i.e.*, ne couvrant qu'une partie de la surface du globe terrestre) de méso-échelle (*i.e.*, de résolution spatiale comprise entre 10 et 100 kilomètres). Un tel modèle est forcé à ses frontières latérales, supérieure et inférieure par des analyses (dans le cas d'une simulation du climat présent) ou par les résultats d'un modèle de circulation générale (dans le cas d'une simulation du climat passé ou futur). Un tour d'horizon des problèmes et limitations de la modélisation climatique régionale a été dressé par Giorgi et Mearns (1999). En particulier, il est question du choix de la résolution spatiale, qui résulte généralement d'un compromis entre le coût numérique et la finesse de la représentation des forçages topographiques.

Le modèle atmosphérique régional (MAR) est un modèle à aire limitée développé pour les régions polaires par les chercheurs du LGGE<sup>4</sup> et de l'UCL<sup>5</sup> (Gallée et Schayes, 1994). Il intègre, notamment, un module décrivant les processus qui opèrent à l'intérieur du manteau neigeux, ainsi qu'une représentation du phénomène de chasse-neige (Gallée *et al.*, 2001). Le couplage d'un modèle d'atmosphère avec un modèle de neige et un modèle de transport de neige par le vent constitue l'une des spécificités du MAR au sein de la classe des modèles climatiques régionaux. Le transport de neige par le vent peut être désactivé, ce qui permet de tester la sensibilité du modèle à ce processus.

## La désagrégation des précipitations

L'observation du bilan de masse en surface antarctique à l'aide de carottages peu profonds, de perches à neige et de stratigraphies fait état de disparités à des échelles très diverses (*e.g.*, Braaten, 2000 ; Frezzotti *et al.*, 2004). Sur les côtes de l'Antarctique, la variabilité spatiale du BMS est en grande partie liée à la présence de reliefs, via leur influence sur la répartition des précipitations (Goodwin, 1990) et sur le positionnement des zones d'érosion et de dépôt de neige par les vents catabatiques. La position respective des dépressions et anticyclones quasi stationnaires au large des côtes antarctiques constitue une autre source de variabilité spatiale de la précipitation en zone côtière (Bromwich, 1998). Dans ces régions, qui concentrent les plus forts taux d'accumulation du continent,

---

<sup>4</sup> LGGE : Laboratoire de glaciologie et géophysique de l'environnement, situé à Grenoble.

<sup>5</sup> UCL : Université catholique de Louvain, située en Belgique.

la précipitation est provoquée par le soulèvement de masses d'air maritimes au-dessus des pentes. La nature orographique de la précipitation invite le modélisateur à tirer parti de la topographie de fine échelle pour déterminer avec précision les précipitations.

La technique de désagrégation consiste à transposer des variables météorologiques d'une grille mère vers une grille plus fine, en ajoutant de l'information (à la différence de l'interpolation). La désagrégation peut être spatiale, temporelle ou spatio-temporelle. Il s'agit dans notre cas de désagrégation spatiale, et c'est le relief de fine échelle qui constitue l'information supplémentaire. Il existe plusieurs méthodes de désagrégation; nous distinguerons, au sein des modèles de désagrégation, les « désagrégateurs » statistiques, stochastiques et physiques.

La désagrégation statistique consiste à rechercher dans le passé des situations météorologiques similaires, pour lesquelles des observations locales sont disponibles, et à établir une prévision locale sur la base de ces observations. La méthode se décline en différentes variantes comme la classification en types de temps ou la méthode des analogues. La seconde présente l'avantage d'associer à la prévision un indice de confiance basé sur la dispersion de l'ensemble. Dans tous les cas, elle nécessite de disposer d'une longue archive de données météorologiques à l'échelle spatiale visée. En raison de la faible densité des observations antarctiques, la technique est pour le moment peu adaptée à une utilisation sur le continent blanc. Il existe deux autres limitations à la méthode statistique : il est supposé, d'une part, que l'ensemble des états possibles est contenu dans les archives du passé, et, d'autre part, que la relation entre les variables météorologiques locales (prédictees) et celles de grande échelle (prédicteurs) reste valable pour le futur.

Quant aux désagrégateurs stochastiques, ils consistent à générer des séries pluviométriques à l'aide de fonctions aléatoires qui tiennent compte des échelles spatio-temporelles de la variabilité pluviométrique; ces modèles produisent des pluies réalistes dans le cas des lignes de grains (orages) observées lors de la mousson ouest-africaine (Guillot et Lebel, 1999).

Notre étude s'inscrit dans la lignée des désagrégateurs physiques (*e.g.*, Collier, 1975). La désagrégation des précipitations est opérée à l'aide d'un modèle numérique basé sur une paramétrisation simple de la précipitation orographique (Sinclair, 1994). La version développée puis validée sur les Alpes par Brasseur *et al.* (2002) a été adaptée, dans le cadre de cette étude, aux spécificités de l'Antarctique. Le modèle de désagrégation utilise, d'une part, les résultats de simulations MAR à 80 ou 40 km de résolution et, d'autre part, la topographie à l'échelle kilométrique, pour former les taux de précipitation à des échelles de 40 à 5 km, suivant la résolution demandée. La principale limitation d'une telle approche réside dans le caractère diagnostique du calcul : le modèle de désagrégation est appelé autant de fois que les résultats du MAR sont archivés (un enregistrement toutes les 6 heures simulées) et fonctionne sans mémoire. Mais c'est justement l'absence de discrétisation temporelle qui fait sa force, puisque les temps de calcul sont limités.

La démarche s'appuie sur la démonstration qu'en présence de relief, un modèle thermodynamique disposant d'une paramétrisation grossière des processus microphysiques est capable de reproduire de façon satisfaisante la distribution spatiale observée (Alpert et Shafir, 1989). Parallèlement aux simulations réalistes servant à valider les modèles, des études théoriques ont été menées à l'aide d'expériences idéalisées tournées vers la compréhension des processus. Ainsi, la sensibilité de la précipitation aux caractéristiques géométriques du relief (mais aussi à la stabilité de l'atmosphère et au vent de grande échelle) a été discutée par Colle (2004) et Smith et Barstad (2004).

Bromwich *et al.* (2004) avaient déjà appliqué un désagrégateur de précipitations à l'étude du bilan de masse en surface de la calotte glaciaire antarctique, mais celui-ci



était piloté par des réanalyses. L'idée de forcer un désagrégateur de précipitations par un modèle à aire limitée a été développée par Kuligowski et Barros (1999) et Brasseur *et al.* (2002) dans le cadre de courtes simulations. Notre démarche réunit ces deux approches à travers l'étude du bilan de masse en surface de la calotte glaciaire antarctique grâce à la désagrégation de quatre années de simulation climatique régionale.

## Objectifs et plan de cette thèse

L'objectif principal de ce travail est de construire un bilan de masse en surface et de valider la méthode y conduisant. Puisqu'il est fait usage de deux modèles, chacun des modèles sera validé. Nous commencerons par la validation du MAR, avant de traiter le cas du désagrégateur, qui lui fait suite dans la chaîne de modélisation.

Dans un premier temps (chapitre 2), le bilan de masse en surface issu de quatre années de simulations avec le modèle atmosphérique régional sera comparé, d'une part, à deux cartes climatologiques établies sur la base de mesures de terrain et, d'autre part, à deux modèles numériques, l'un régional (RACMO2/ANT) et l'autre global (LMDZ). Une estimation de la contribution du BMS au niveau moyen des mers sera calculée pour le climat actuel.

Dans un second temps (chapitre 3), le modèle de désagrégation sera validé sur le domaine antarctique complet en se fiant aux résultats de la simulation MAR précédemment validée. De nombreux tests de sensibilité seront effectués, afin de mesurer l'influence de certains paramètres, comme la résolution spatiale, et l'importance relative des composantes dynamique et microphysique. Enfin, une application à très haute résolution sera portée sur la région du Law Dome ; les résultats seront validés grâce à des mesures d'accumulation nette réalisées *in situ* par altimétrie et carottages peu profonds.

Préalablement à ces deux volets de validation, le premier chapitre fait l'objet d'une présentation détaillée du modèle de désagrégation. L'accent est mis sur les équations, les hypothèses sous-jacentes et leur validité. Les développements mathématiques sont explicités lorsqu'ils ont été effectués dans le cadre de cette thèse.

En marge de l'objectif principal, de nombreuses questions ont été soulevées au cours de cette étude. Ainsi, le manuscrit apportera des éléments de réponses quant à l'origine du gradient d'accumulation sur le Law Dome ou de l'accumulation sur le plateau. Nous avons tâché de conserver un certain esprit critique à l'égard des modèles, mais aussi des observations *in situ*, et nous espérons qu'à la lecture de ce manuscrit, le lecteur puisse mesurer la portée des résultats obtenus au regard des hypothèses formulées.

# Chapitre 1

## Le modèle de désagrégation

### 1.1 Introduction

#### 1.1.1 Présentation du modèle

La notion de désagrégation des pluies se comprend assez bien en imaginant un prévisionniste, recevant une carte de prévision nationale où figurent les lames d'eau moyennes pour chacune des régions, et cherchant à déterminer les lames d'eau moyennes pour chacun des départements : ce travail de spatialisation – ici, de l'échelle régionale vers l'échelle départementale – est précisément ce que l'on appelle désagrégation. Le terme désagrégation suppose toutefois que l'on puisse agréger les champs de la variable étudiée. C'est le cas des cumuls de précipitation, puisque 3 mm d'eau répartis sur deux mètres carrés sont facilement séparables en, par exemple, 2 mm d'eau sur le premier mètre carré et 4 mm d'eau sur le second mètre carré.

Le modèle présenté dans cette étude appartient à la famille des désagrégateurs physiques. Il existe d'autres types de désagrégateurs, comme les désagrégateurs statistiques. En particulier, la méthode des analogues consiste à comparer les champs météorologiques d'une prévision donnée à une longue archive météorologique, dans laquelle on recherche des situations analogues. Les situations passées qui correspondent le mieux à la situation de travail sont utilisées pour estimer la précipitation et quantifier l'incertitude de la prévision. La faible densité du réseau d'observations rendrait délicate l'utilisation d'un désagrégateur statistique sur le continent antarctique, et notre propos portera donc sur la désagrégation physique.

Supposons que l'on dispose des principales variables météorologiques sur une grille de résolution grossière à moyenne (40–100 km). Imaginons aussi que l'on ait accès à une topographie détaillée (1 km). Dans ce cas, notre modèle de désagrégation permet de diagnostiquer la précipitation sur une subdivision de la grille météorologique (résolution de quelques kilomètres). Concrètement, le programme adapte les vitesses verticales à la topographie détaillée. La quantité d'eau condensée est ensuite calculée dans les zones d'ascendances. Un temps de formation des hydrométéores, ainsi qu'un déplacement dans leur chute, sont introduits. Finalement, les taux de précipitations liquide et solide sont obtenus. La physique du désagrégateur est basée en grande partie sur les équations du modèle VDELB, décrit par Funk (1999) ou Funk et Michaelsen (2004), ce modèle étant lui-même une « extension » du modèle VDEL de Sinclair (1994).

### 1.1.2 Historique du modèle et part du travail personnel

Le code de calcul du désagrégateur a été écrit par Olivier Brasseur (Brasseur *et al.*, 2002), qui a repris le modèle VDEL de Sinclair (1994) pour l'appliquer aux Alpes. La démarche de Sinclair s'inspirait quant à elle des travaux de Collier (1975). C'est ensuite Xavier Fettweis qui a pris en main le modèle de désagrégation dans le cadre de ses travaux sur le Groenland (Fettweis, 2006), remplaçant la paramétrisation de la vitesse verticale par celle du modèle VDELB (Funk, 1999 ; Funk *et al.*, 2003 ; Funk et Michaelsen, 2004). Il est allé jusqu'au bout de sa démarche en testant la paramétrisation étendue VDELBGC (Funk, 1999), qui pondère la précipitation désagrégée par la nébulosité (en %) ; toutefois, en utilisant des données issues de l'observation, Funk (1999) n'avait pas décelé d'amélioration systématique. C'est dans ce contexte que je me suis approprié le code de calcul avant d'en assurer le suivi et le développement.

La première étape de mon travail avec le modèle de désagrégation a été de l'adapter à l'Antarctique, dont l'une des particularités est d'inclure les points « singuliers » que constituent, bien sûr, le pôle Sud, mais aussi le méridien  $\pm 180^\circ$ . De fait, l'interpolation des longitudes et latitudes telle qu'elle était effectuée par le désagrégateur conduisait à des aberrations au niveau du méridien  $\pm 180^\circ$ , comme l'apparition d'une chaîne de montagnes à travers l'océan Austral ; j'ai résolu ce problème en faisant appel à une routine destinée initialement au MAR (*cf.* section B.1).

D'autre part, le calcul de la pente topographique, servant à exprimer la condition aux limites cinématique pour la vitesse verticale (équation (1.2)), supposait une grille géographique ; or, la grille stéréographique du MAR ne coïncide avec aucun canevas constitué de méridiens et parallèles. Le calcul existant avait pour autre défaut de faire intervenir des différences entre latitudes, à l'origine d'un aplatissement radical de toutes les pentes situées le long du méridien  $\pm 180^\circ$  (monts Transantarctiques). La solution que j'ai mis en œuvre a été de calculer la distance orthodromique entre les points de la sphère correspondant aux longitudes et latitudes des points de grille en question. La formule, bien connue des navigateurs, possède l'intérêt pratique de ne faire appel à aucune différence entre latitudes.

La production des cartes de précipitation avec conservation locale, et par conséquent mixte locale-globale (voir sous-section 1.7.3), étaient entachées d'une erreur d'indice qui a été déboguée. Les calculs de distance basés sur les coordonnées géographiques ont été remplacés par des appels au théorème de Pythagore en coordonnées kilométriques. Nous passerons sur la correction des autres bogues, comme l'inversion des vitesses de chute entre hydrométéores liquides et solides.

Une fois porté sur la grille antarctique, j'ai principalement ciblé mon travail sur le calcul de la vitesse verticale, pour laquelle j'ai mis en œuvre une paramétrisation qui étend le modèle VDELB.

### 1.1.3 Notations

Afin d'alléger l'écriture, les vecteurs seront simplement notés en gras. La norme du vecteur  $\mathbf{X}$  s'écrit  $\|\mathbf{X}\|$ . Le symbole  $\equiv$  signifie « est par définition égal à ».  $[X]_1$  représente la valeur donnée par le modèle de grande échelle (voir ci-dessous) pour la variable  $X$ .  $X_s$  est la valeur de  $X$  près de la surface.  $\overline{X}$  est la moyenne de  $X$  sur l'axe vertical et  $|X|$  sa valeur absolue. Les notations mathématiques sont expliquées dans le tableau 2, tandis que les variables, quantités et indices sont listés dans le tableau 3. Le tableau 1 rassemble quant à lui les abréviations utilisées dans le manuscrit.

Les équations du modèle sont écrites en coordonnées pression (axe orienté vers le bas). Ainsi, l'altitude  $z$  devient une variable de la coordonnée  $p$ . La correspondance est aisée pour le vent vertical puisque  $\omega(p) \equiv dp/dt = -\rho g w(z)$ .

### 1.1.4 Notion de grande échelle

Par grande échelle, nous entendons l'échelle du modèle forçant le désagrégateur. Ce peut être l'échelle synoptique ou la méso-échelle suivant que les variables de grande échelle  $[X]_1$  sont issues, respectivement :

- des réanalyses du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (CEPMMT / ECMWF) ou d'un modèle de circulation générale (GCM) comme LMDZ ;
- d'un modèle régional comme le Modèle atmosphérique régional (MAR).

La notion de « grande échelle » dépend donc du modèle forçant le désagrégateur. En pratique, il s'agira du MAR à résolution moyenne (en général 80 km). Une classification des échelles de la variabilité atmosphérique est proposée en page xix.

## 1.2 Pression et température

Le désagrégateur dispose d'une topographie ( $z_s$ ) à plus fine résolution que celle du modèle à grande échelle ( $[z_s]_1$ ). Cette différence est directement répercutée sur la pression de surface ( $p_s$ ). Pour cela, le modèle de désagrégation utilise l'approximation hydrostatique et l'hypothèse d'un gradient de température constant ( $\Gamma$ ).

$$p_s = [p_s]_1 \left( 1 + \frac{\Gamma}{[T]_1} \Delta z_s \right)^{-\frac{g}{\Gamma}}$$

où  $\Delta z_s \equiv z_s - [z_s]_1$ . L'expression est équivalente à l'équation (2.17) de Goyette et Laprise (1996).

La pression aux niveaux supérieurs est ensuite revue lors de la construction de la grille verticale :

$$p = \sigma (p_s - p_{\text{top}}) + p_{\text{top}}$$

où  $\sigma$  est la coordonnée verticale du modèle. Les niveaux  $\sigma$  sont récupérés dans les sorties du modèle de grande échelle.

La température potentielle du modèle de grande échelle est alors interpolée sur le grille du désagrégateur. L'interpolation verticale, linéaire, s'appuie sur une coordonnée hybride que l'on pourra assimiler à une coordonnée pression. Ainsi, la température potentielle du modèle de désagrégation reçoit à un niveau  $\sigma$  de pression  $p$  la valeur de la température potentielle du modèle de grande échelle au niveau  $[\sigma]_1$  de même pression  $p$ . En coordonnée  $p$ , on a donc simplement :

$$\theta = [\theta]_1$$

Toutes les variables « indépendantes » sont obtenues de cette façon. Quant à la température, elle est dérivée des champs de pression et de température potentielle :

$$T = \frac{\theta}{(1000/p)^\kappa}$$

### 1.3 Le vent horizontal

Le vent horizontal n'est pas modifié dans la désagrégation. Ainsi, la composante horizontale  $\mathbf{V}_s$  du vent en surface prend la valeur de son homologue  $[\mathbf{V}_s]_1$  issue du modèle de grande échelle et interpolée horizontalement et verticalement sur la grille du modèle de désagrégation :

$$\mathbf{V}_s = [\mathbf{V}_s]_1$$

### 1.4 Le vent vertical

Dans cette section, nous détaillons les étapes qui nous ont permis d'aboutir à la formulation (1.8), qui décrit le mouvement vertical. Une forme plus simple sera également mentionnée, à travers l'équation (1.9).

#### 1.4.1 Une approche à partir de la théorie des ondes de gravité orographiques

Diagnostiquer le vent vertical en présence de reliefs complexes constitue un véritable défi pour le modélisateur. À l'instar de Funk ou de Kuligowski et Barros, nous nous sommes tournés vers la théorie des ondes internes de gravité induites par la topographie. Ce domaine a fait l'objet de très nombreux travaux; on pourra se référer, par exemple, à Holton (1992) et Smith (1979).

##### 1.4.1.1 Hypothèses de départ

Dans le développement des équations, il est fait plusieurs simplifications sur lesquelles nous souhaitons revenir ici. On considère un fluide « inviscide » (*i.e.*, non visqueux) en écoulement stationnaire au-dessus d'un relief. Le calcul est restreint au cas bidimensionnel (plan vertical). Les équations de départ sont les suivantes :

- conservation de la quantité de mouvement (composantes horizontale et verticale);
- continuité;
- thermodynamique;
- équation d'état.

Dans l'écriture des équations, l'approximation de Boussinesq est retenue, à savoir qu'il est tenu compte des variations de la masse volumique uniquement quand elles affectent la poussée. Par ailleurs, l'accélération de Coriolis, qui n'intervient que pour des montagnes de grandes dimensions horizontales, est négligée. Inversement, nous nous intéressons à des reliefs de dimensions horizontales assez grandes pour que les particules aient le temps de subir des oscillations de gravité avant de franchir la montagne.

Les équations sont linéarisées autour d'un état de référence. Cette méthode suppose un relief de hauteur modérée, afin que les mouvements qu'il excite puissent être considérés comme une perturbation de l'écoulement moyen, de la forme  $V(z)$  et en équilibre hydrostatique.

### 1.4.1.2 Résolution de l'équation différentielle en $w$ dans le cadre des hypothèses précitées

À partir des équations précitées, et sur la base des hypothèses évoquées ci-dessus, il est possible d'obtenir une équation différentielle pour le mouvement vertical  $w$  :

$$\frac{d^2w}{dx^2} + \frac{d^2w}{dz^2} + l^2w = 0$$

où  $l$  est le paramètre de Scorer. Notons  $N \equiv \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}$  la fréquence de Brunt-Vaisala (paramètre de « stabilité statique » de l'atmosphère). Le paramètre de Scorer se décompose en un terme rappelant la longueur d'onde dite « hydrostatique »,  $2\pi \frac{N}{V}$ , et un terme de courbure dans le profil du vent moyen :

$$l = \sqrt{\frac{N^2}{V^2} - \frac{1}{V} \frac{d^2V}{dz^2}}$$

Le terme de courbure provient du terme d'advection verticale présent dans la composante horizontale de l'équation de conservation de la quantité de mouvement ; il est généralement négligé, si bien que le paramètre de Scorer se réduit à la forme  $l = |\frac{N}{V}|$ .

Pour des profils de montagne idéalisés, l'équation différentielle peut être résolue analytiquement dans le plan de Fourier en décomposant l'altitude du relief en une série de sinusoides de nombres d'ondes horizontaux  $k$ . Suivant les valeurs de  $k$ , l'équation présente deux familles de solutions : pour  $k > l$  (composantes de haute fréquence), on obtient des ondes évanescentes à décroissance exponentielle avec l'altitude, tandis que pour  $k < l$  les ondes excitées se propagent verticalement. Seules ces dernières induisent des mouvements verticaux capables d'augmenter ou de réduire significativement la précipitation. Pour des valeurs typiques de  $V$  et de  $N$  (resp.  $10 \text{ m.s}^{-1}$  et  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), de telles ondes sont excitées par les reliefs de longueurs d'onde supérieures à  $\frac{2\pi}{k_c} \approx 6,3 \text{ km}$  (Smith, 1979). De là, le théorème de Nyquist-Shannon nous assure que pour un modèle de résolution spatiale plus grossière que  $\frac{\pi}{k_c}$  les solutions évanescentes relèvent des processus sous-maille. Autrement dit, si l'on choisit de faire tourner le désagrégateur à la résolution de  $10 \text{ km}^1$ , on peut supposer d'emblée qu'il y a propagation (Funk, 1999), et simplifier ainsi grandement l'écriture des équations. En corollaire du fait que les reliefs de longueur d'onde inférieure à quelques  $6,3 \text{ km}$  ne sont pas responsables de mouvements verticaux très importants, nous pouvons aussi conclure qu'il est inutile de choisir des résolutions plus fines que  $3 \text{ km}$  (nous verrons dans la section 1.8 que cela peut même s'avérer néfaste dans le cadre de la paramétrisation choisie).

L'application des conditions aux limites (condition cinématique normale au contact de la topographie et propagation de l'énergie vers le haut) permet de résoudre complètement le problème. Toutefois, la résolution pour l'ensemble des valeurs de  $k$  est une entreprise délicate. Par ailleurs, Funk (1999) a montré que les valeurs de  $k$  correspondant aux solutions sinusoidales vérifient  $k \ll l$ , autorisant le modélisateur à négliger la dépendance horizontale de la vitesse verticale  $w$ . Cette approximation est légitime, puisque les processus de condensation qui nous intéressent opèrent dans les premiers kilomètres de l'atmosphère. On obtient l'expression :

$$w = w_s \cos(l(z - z_s))$$

---

<sup>1</sup> 10 vérifie l'inégalité :  $10 > 6,3/2$ .

où  $w_s$  désigne le vent vertical au-dessus de la surface (voir la sous-section 1.4.2 pour la détermination des conditions aux limites). Cette expression est cohérente avec les expressions (2.39) de Smith (1979) et (13a) de Kuligowski et Barros (1999). Elle diffère de l'expression donnée par Funk (1999) par le fait que le sinus est remplacé par un cosinus.

### 1.4.1.3 Vers une solution plus générale

L'approximation de Boussinesq, très courante en météorologie, peut être abandonnée en supposant le fluide compressible (*cf.* Nance, 1997). Les termes de Coriolis deviennent quant à eux importants pour des montagnes de très grandes dimensions horizontales (quelques 200 km). Cependant, ces échelles sont en principe résolues par le modèle hôte. Par ailleurs, Smith et Barstad (2004) soulignent qu'aux échelles où la force de Coriolis intervient, certaines de nos hypothèses perdent leur validité.

**Cas humide** Les ondes internes de gravité nous intéressent parce que les mouvements verticaux qu'elles engendrent sont capables de condenser la vapeur d'eau et par conséquent de provoquer des précipitations. De nombreux travaux ont été réalisés sur le sujet des effets de l'humidité sur la fréquence de Brunt-Vaisala. Pour une atmosphère saturée, l'intuition nous dicte de remplacer la température potentielle  $\theta$  par la température potentielle équivalente  $\theta_e$  dans l'expression de  $N$ . Malheureusement, cette façon de procéder s'avère incorrecte. Nous nous référons à Durran et Klemp (1982), qui ont supposé une atmosphère saturée non précipitante. Une analyse en termes d'ordres de grandeurs de leur équation (21) a été réalisée à partir des résultats du MAR. La forme simplifiée qu'ils proposent (leur équation (36)) pour la fréquence de Brunt-Vaisala « saturée » est retenue (leur  $q_s$  correspond à notre  $r^{\text{sat}}$ , rapport de mélange à saturation) :

$$N_m^2 = g \left\{ \frac{1 + \frac{Lr^{\text{sat}}}{RT}}{\epsilon L^2 r^{\text{sat}}} \left( \frac{d \ln \theta}{dz} + \frac{L}{c_p T} \frac{dr^{\text{sat}}}{dz} \right) - \frac{dr_w}{dz} \right\}$$

où  $\epsilon \equiv R_a/R_v \approx 0,622$  et  $r_w$  est le rapport de mélange pour l'eau, toutes formes réunies (vapeur d'eau, gouttelettes d'eau nuageuses, cristaux de glace nuageux). Nous ajoutons que le plus important des termes nouveaux est  $\frac{\epsilon L^2 r^{\text{sat}}}{c_p RT^2}$ , qui ne requiert pas la connaissance de  $r_w$ . La prise en compte de l'humidité et de la saturation de l'air diminue la stabilité statique (*cf.* figure 1.1a), ce qui provoque une augmentation de la longueur d'onde verticale par rapport au cas sec.

**Dépendance verticale du paramètre de Scorer** Dans la réalité, la fréquence de Brunt-Vaisala et la vitesse horizontale varient suivant la verticale (figure 1.1). Pour résoudre analytiquement l'équation différentielle en tenant compte de cette dépendance, nous faisons l'hypothèse que les propriétés du milieu, et en particulier  $l^2$ , varient très graduellement (« lentement ») avec  $z$ . Ainsi, nous négligeons les éventuelles réflexions aux interfaces. En cherchant une solution dont la phase porte la composante « rapide » et l'amplitude la composante « lente », puis en supposant  $k \ll l$ , on obtient (Grimshaw, 2002) :

$$w = \sqrt{\frac{l_s}{l}} w_s \cos \left( \int_{z_s}^z l dz' \right)$$

où  $l_s$  et  $w_s$  sont les valeurs respectives de  $l$  et  $w$  au-dessus de la surface. Notre paramétrisation rend compte du fait que l'amplitude des déplacements verticaux est augmentée dans les régions de vents forts et diminuées dans les régions à forte stabilité statique.

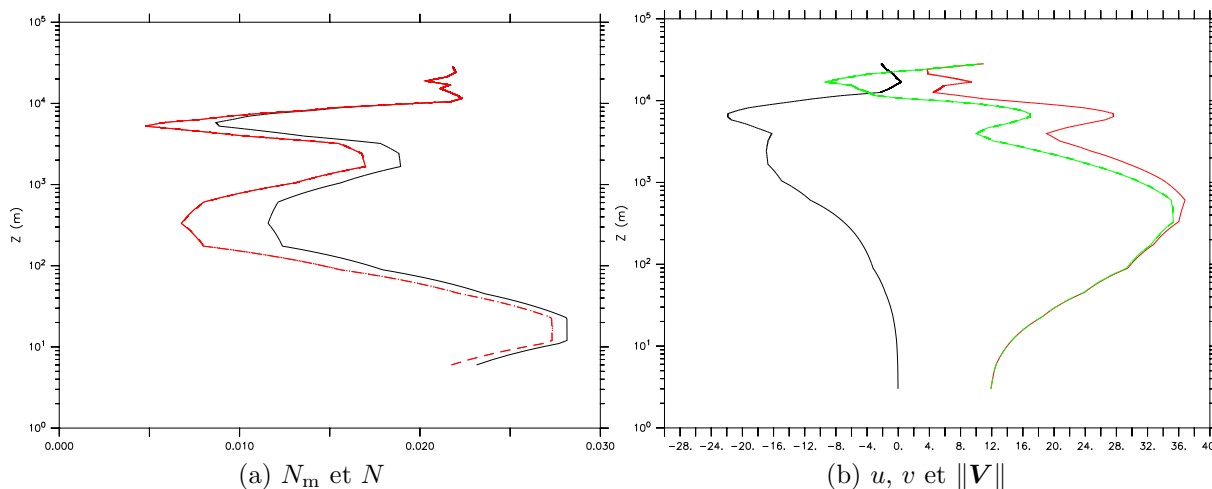


FIG. 1.1 : Profils verticaux pour (a) la **fréquence de Brunt-Vaisala** (*en  $s^{-1}$* ), (b) le **vent horizontal** (*en  $m.s^{-1}$* ) au dessus d'un point de la calotte de coordonnées ( $x = 2360$  km,  $y = 840$  km) et d'altitude 955 m, *i.e.*, près du mont Napier. Les champs sont ceux du 8 janvier 1999 à 18 h (événement neigeux), pour une désagrégation de 80 km vers 40 km. L'axe vertical, de type logarithmique, correspond à la hauteur au-dessus de la surface (en m). (a) : La courbe de gauche, en trait tireté rouge, correspond à  $N_m$  et la courbe de droite, en trait plein noir, à  $N$ . (b) : La courbe de gauche, en trait plein noir, correspond à  $u$ , la courbe du centre, en trait tireté vert, à  $v$  et la courbe de droite, en trait plein rouge, à  $\|V\|$ .

**Dépendance verticale du paramètre de Scorer dans le cas humide** La dépendance de  $l$  en l'altitude est amplifiée quand on considère une atmosphère saturée, puisque l'humidité est concentrée dans les basses couches. Nous proposons ici une formulation pour  $w$  qui tient à la fois compte de la saturation et de la dépendance en  $z$  de  $l$  :

$$w = \begin{cases} \sqrt{\frac{N_{ms} V}{N_m V_s}} w_s \cos\left(\int_{z_s}^z \frac{N_m}{V} dz'\right) & \text{si } N_m^2 > 0 \\ 0 & \text{si } N_m^2 \leq 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

Le second cas est une représentation très simplifiée du cas non propagatif, *i.e.*, pour lequel  $l^2 - k^2 < 0$ . Rappelons qu'un tel milieu n'autorise pas la propagation, si bien qu'une onde se propageant dans un milieu  $l^2 - k^2 > 0$  sera totalement réfléchi au niveau de l'interface  $l^2 - k^2 = 0$ . L'onde réfléchi forme avec l'onde incidente une onde stationnaire, piégée dans un « guide d'onde » (*trapped lee waves*).

**Choix de la vitesse  $V$  dans le paramètre de Scorer** La vitesse horizontale  $V$  dont il est question dans l'expérience idéalisée (bidimensionnelle) est à la fois parallèle au gradient topographique et représentative de l'écoulement de grande échelle. Cette double qualité fait qu'il existe plusieurs candidats pour jouer le rôle de  $V$  dans le cas tridimensionnel, qui est celui qui nous intéresse. En effet, on peut choisir la norme du vent de grande échelle,



$\|\mathbf{V}\|$ , ou encore la composante de la vitesse dans la direction du gradient orographique,  $\|\mathbf{V} \cdot \frac{\nabla z_s}{\|\nabla z_s\|}\|$ . Nous avons choisi la première solution, qui est la plus simple.

**Cas de l'amplitude** Le choix de considérer les variations de l'amplitude des ondes avec l'altitude autorise des ascendances localement importantes. Or, le taux de condensation est paramétré de sorte qu'il est directement proportionnel au déplacement vertical, supposé constant pendant l'intervalle de 6 heures qui sépare deux sorties MAR. Par conséquent, il est théoriquement possible d'obtenir des quantités d'eau condensée supérieures à ce qui est disponible. Du point de vue des équations, ce risque est inhérent au fait que l'on suppose  $F$  (*cf.* équation (1.10)) constant au cours de l'expansion adiabatique, ce qui n'est vrai que si les quantités  $q^{\text{sat}}$ ,  $T$  et  $p$  restent sensiblement constantes, *i.e.*, pour de petits déplacements. L'introduction par le désagrégateur de vitesses verticales bien supérieures à celles du MAR semble nécessiter la résolution d'équations de conservation pour l'eau et l'énergie statique humide (Haltiner et Williams 1980 ; Kuligowski et Barros 1999), et donc la mise en place d'une discrétisation temporelle vérifiant la condition CFL (Haltiner et Williams, 1980). Cette solution demanderait une refonte du code de désagrégation.

## 1.4.2 Composition du mouvement vertical et conditions aux limites en surface

### 1.4.2.1 Conditions aux limites en surface

La vitesse verticale en surface  $w_s$  est calculée à partir de la vitesse horizontale en surface  $\mathbf{V}_s$  du modèle à grande échelle de sorte que le vent en surface soit tangent à la topographie  $z_s$ . Puisque le vent horizontal n'est pas modifié, la formulation suppose que la masse d'air escalade les reliefs pleine pente plutôt qu'il ne les contourne (*cf.* sous-section 1.9.2 pour une discussion prospective).

Soit  $\mathbf{n} = \begin{pmatrix} -\partial z_s / \partial x \\ -\partial z_s / \partial y \\ 1 \end{pmatrix}$ ;  $\mathbf{n}$  est un vecteur normal à la surface. Il est orthogonal au vent si et seulement si  $\mathbf{n} \cdot \begin{pmatrix} u_s \\ v_s \\ w_s \end{pmatrix} = 0$ . On obtient :  $w_s = u_s \partial z_s / \partial x + v_s \partial z_s / \partial y$ . Ou encore, en introduisant l'opérateur nabla (gradient) :

$$w_s = \mathbf{V}_s \cdot \nabla z_s$$

En coordonnées pression, cela donne :

$$\omega_s = -\rho_s g \mathbf{V}_s \cdot \nabla z_s \quad (1.2)$$

où

$$\rho = \frac{P}{\frac{1+1.608r}{1+r} R_a T}$$

$r$  étant le rapport de mélange et  $R_a$  la constante spécifique de l'air sec.

### 1.4.2.2 Composition du mouvement vertical

**Cas où aucune topographie n'est prescrite au modèle de grande échelle** Supposons, dans un premier temps, que le modèle de grande échelle ne comprenne pas de

topographie. Ses champs de vent ne sont donc pas imputables au relief. En faisant l'hypothèse que la dynamique liée à l'orographie est totalement subordonnée à la dynamique de grande échelle, on peut écrire que la vitesse verticale du modèle est somme d'une vitesse de grande échelle et d'une vitesse induite par le terrain :

$$\omega = [\omega]_1 + \omega_t \quad (1.3)$$

$[\omega]_1$  rend compte des phénomènes purement « météo », comme les vitesses verticales générées au voisinage des fronts. À l'opposé,  $\omega_t$  regroupe l'ensemble des mouvements verticaux provoqués par le relief. En l'absence de topographie dans le modèle de grande échelle,  $[\omega]_1$  coïncide avec la vitesse verticale du modèle de grande échelle et  $\omega_t$  avec la vitesse décrite par l'équation (1.1) :

$$\omega_t = \begin{cases} -\rho_s g (\mathbf{V}_s \cdot \nabla z_s) \sqrt{\frac{N_{ms} \|\mathbf{V}\|}{N_m \|\mathbf{V}_s\|}} \cos \left( \int_{z_s}^z \frac{N_m}{\|\mathbf{V}\|} dz' \right) & \text{si } N_m^2 > 0 \\ 0 & \text{si } N_m^2 \leq 0 \end{cases} \quad (1.4)$$

**En présence d'une topographie de grande échelle** Les modèles actuels disposent en réalité d'une topographie non triviale, notée par la suite  $[z_s]_1$ , si bien qu'ils résolvent les ondes générées par les reliefs de grande échelle. En particulier, la vitesse verticale du modèle à grande échelle  $\omega_1$  rend déjà compte du terme orographique suivant (rappel :  $[\mathbf{V}_s]_1 = \mathbf{V}_s$ , cf. section 1.3) :

$$\begin{aligned} & -\rho_s g (\mathbf{V}_s \cdot \nabla [z_s]_1) \sqrt{\frac{N_{ms} \|\mathbf{V}\|}{N_m \|\mathbf{V}_s\|}} \cos \left( \int_{[z_s]_1}^z \frac{N_m}{\|\mathbf{V}\|} dz' \right) \\ & \approx -\rho_s g (\mathbf{V}_s \cdot \nabla [z_s]_1) \sqrt{\frac{N_{ms} \|\mathbf{V}\|}{N_m \|\mathbf{V}_s\|}} \cos \left( \int_{z_s}^z \frac{N_m}{\|\mathbf{V}\|} dz' \right) \end{aligned}$$

Introduisant  $\Delta z_s \equiv z_s - [z_s]_1$ , la présence d'une topographie de grande échelle nous conduit donc à remplacer le jeu d'équations (1.3)-(1.4) par l'unique équation suivante :

$$\omega = [\omega]_1 + \begin{cases} -\rho_s g (\mathbf{V}_s \cdot \nabla \Delta z_s) \sqrt{\frac{N_{ms} \|\mathbf{V}\|}{N_m \|\mathbf{V}_s\|}} \cos \left( \int_{z_s}^z \frac{N_m}{\|\mathbf{V}\|} dz' \right) & \text{si } N_m^2 > 0 \\ 0 & \text{si } N_m^2 \leq 0 \end{cases} \quad (1.5)$$

Ramenée à la surface, cette équation s'écrit :

$$\begin{aligned} \omega_s &= [\omega_s]_1 - \rho_s g \mathbf{V}_s \cdot \nabla \Delta z_s \\ \omega_s + \rho_s g \mathbf{V}_s \cdot \nabla z_s &= [\omega_s]_1 + \rho_s g \mathbf{V}_s \cdot \nabla [z_s]_1 \end{aligned} \quad (1.6)$$

Ainsi, en supposant que la vitesse verticale en surface du modèle à grande échelle  $[\omega_s]_1$  soit effectivement tangente à la topographie  $[z_s]_1$ , il en sera de même pour  $\omega_s$  vis-à-vis de la topographie  $z_s$ .

Par ailleurs, l'équation (1.6) est cohérente avec l'équation (2.13) de Goyette et Laprise (1996). Ceux-ci ont décomposé la vitesse horizontale en surface  $\mathbf{V}_s$  en sa composante de grande échelle  $[\mathbf{V}_s]_1$  et sa composante méso-échelle  $\Delta \mathbf{V}_s$ . De la même façon, ils ont séparé l'altitude de la topographie  $z_s$  en sa moyenne spatiale de grande échelle,  $[z_s]_1$ , et ses variations à méso-échelle,  $\Delta z_s$ . En première approximation,  $w_s$  vérifie l'équation  $w_s = \mathbf{V}_s \cdot \nabla z_s$ . Après développement, on obtient :

$$w_s = [\mathbf{V}_s]_1 \cdot \nabla [z_s]_1 + [\mathbf{V}_s]_1 \cdot \nabla \Delta z_s + \Delta \mathbf{V}_s \cdot \nabla z_s \quad (1.7)$$

Le premier terme est donné par le modèle à grande échelle : il s'agit de  $[w_s]_1$ . Le troisième ne peut être paramétré de façon simple. Il sera négligé dans l'équation précédente, parce qu'il est dominé par  $[\mathbf{V}_s]_1 \cdot \nabla z_s$  (Goyette et Laprise, 1996). Ainsi, l'équation (1.7) se simplifie en :  $w_s = [w_s]_1 + [\mathbf{V}_s]_1 \cdot \nabla \Delta z_s$ , et l'on retrouve notre équation (1.6).

Ces développements constituent une tentative de libérer le modèle de l'hypothèse faite par Sinclair (1994) puis Funk (1999), stipulant que la vitesse verticale du modèle de grande échelle n'est pas influencée par la topographie. Notons toutefois qu'en désagrégeant de 12 km vers 1 km, Kuligowski et Barros (1999) ont obtenu des vitesses verticales d'un ordre de grandeur supérieur aux vitesses de grande échelle.

### 1.4.2.3 Traitement du problème de la couche catabatique

Dans l'expression de la condition aux limites en surface (équation 1.7), Goyette et Laprise ont choisi de donner à  $[\mathbf{V}_s]_1$  les valeurs prises au deuxième niveau au-dessus de la surface, davantage représentatives de l'atmosphère libre. Suivant une démarche analogue, nous nous sommes affranchis de la circulation catabatique, qui intéresse les basses couches de l'atmosphère sur le continent antarctique. Les profils de vent (direction et vitesse) suggèrent en effet que la circulation catabatique est découplée de celle de l'atmosphère libre (van den Broeke et Bintanja, 1995).

S'affranchir de la circulation catabatique nécessite de bien comprendre la structure verticale de l'atmosphère sur les pentes de la calotte. On peut la schématiser comme suit. Une couche turbulente, faiblement stable, occupe les 30 à 100 premiers mètres ; c'est à son sommet que l'on observe le maximum du vent catabatique. Cette couche de surface est surmontée d'une couche d'inversion, stable, dont l'épaisseur peut avoisiner les 100 m. L'ensemble forme la couche catabatique. Au-dessus, une couche neutre ou instable, haute de 100 à 1000 mètres, peut venir s'installer dans certaines circonstances. Il ressort des travaux de modélisation régionale que cette couche instable est liée aux processus de surface (Gallée et Pettré, 1998). Le reste de la troposphère est à nouveau stable, mais l'air y est généralement moins stratifié que dans la couche d'inversion.

La stabilité relative de ces différentes couches est une information utile pour déterminer de façon pratique l'altitude à partir de laquelle les processus de surface ne se font plus sentir. En particulier, le profil vertical d'énergie cinétique turbulente (ECT) peut être utilisé, puisqu'une couche instable est associée à une ECT élevée. En l'absence (resp. présence) de couche instable, le profil d'ECT présente un (resp. deux) bulbe(s). Un critère mathématique simple permettant de localiser la limite d'influence des processus de surface consiste à noter l'altitude au-dessus de laquelle l'ECT représente moins de un pour cent de sa valeur près de la surface (deuxième niveau atmosphérique).

Étant donné que la hauteur ainsi calculée ne dépasse les 200 m que dans des cas extrêmes, nous avons préféré choisir systématiquement cette valeur de 200 m comme limite d'influence des processus de surface. Cette formulation présente l'intérêt de ne pas requérir les champs d'énergie cinétique turbulente à grande échelle. Nous avons donc formé  $[\mathbf{V}_s]_1$  par extrapolation linéaire à partir des vitesses simulées 1500 et 200 mètres au-dessus de la surface. Une fois l'équation (1.5) remaniée, la vitesse verticale du modèle de désagrégation s'écrit :

$$\omega = [\omega]_1 + \begin{cases} -\rho_s g (\mathbf{V}_s^{\text{extr}} \cdot \nabla \Delta z_s) \sqrt{\frac{N_{\text{ms}} \|\mathbf{V}\|}{N_m \|\mathbf{V}_s\|}} \cos \left( \int_{z_s}^z \frac{N_m}{\|\mathbf{V}\|} dz' \right) & \text{si } N_m^2 > 0 \\ 0 & \text{si } N_m^2 \leq 0 \end{cases} \quad (1.8)$$

où le vecteur vent extrapolé en surface s'écrit :

$$\mathbf{V}_s^{\text{extr}} \approx \frac{1500\mathbf{V}]_{z=200} - 200\mathbf{V}]_{z=1500}}{1300}$$

### 1.4.3 La paramétrisation simplifiée dite « VDELB déphasée »

En vue de tests de sensibilité à la représentation de la vitesse verticale orographique (*cf.* section 3.4), nous évoquons ici une alternative à l'équation (1.8). La paramétrisation est très similaire à l'équation constitutive de la couche B (pour *buoyancy*) du modèle VDELB (Funk et Michaelsen, 2004). Nous l'appellerons « paramétrisation VDELB déphasée », en référence à la transformation du sinus en cosinus. L'extrapolation du vecteur vent en surface constitue une seconde différence avec la forme retenue par Funk et Michaelsen. Par rapport à notre équation (1.8), la vitesse verticale induite par la topographie est toujours dérivée de la théorie des ondes de gravité forcées par le relief, mais la paramétrisation est plus simple :

$$\omega = [\omega]_1 - \rho_s g (\mathbf{V}_s^{\text{extr}} \cdot \nabla \Delta z_s) \cos \frac{N(z - z_s)}{\|\mathbf{V}_s\|} \quad (1.9)$$

où  $N$  est à nouveau indépendante de l'altitude :

$$N \equiv \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}$$

Cette paramétrisation suppose elle aussi que la condition  $N \geq Vk$  est vérifiée, où  $k$  est le nombre d'onde caractérisant le relief supposé sinusoïdal, et  $V$  le vent horizontal, tout ceci en se plaçant dans une coupe verticale contenant le vecteur vitesse. Autrement dit, la formule choisie est valable pour une atmosphère stable avec des vents horizontaux relativement faibles et des reliefs étendus.

(1.9) apparaît comme une forme simplifiée de l'équation (13a) de Kuligowski et Barros (1999), obtenue elle aussi au terme de la résolution de l'équation en  $\omega$  linéarisée. En revanche, elle diffère fondamentalement de la représentation de Sinclair (1994) par le fait qu'elle intègre un critère physique de stabilité de l'atmosphère. Elle semble donc a priori mieux adaptée que cette dernière à la zone Antarctique.

## 1.5 Taux de condensation

### 1.5.1 Principe

L'air entraîné en altitude par les courants ascendants (objets de la section 1.4) subit une expansion adiabatique : sa température diminuant, il en va de même pour son humidité spécifique saturante  $q^{\text{sat}}$ . En dessous du niveau de condensation, l'air reste insaturé ( $q < q^{\text{sat}}$ ) et chaque particule suit une adiabatique sèche. L'air atteint la saturation ( $q = q^{\text{sat}}$ ) au niveau de condensation. Plus haut, les particules suivent des courbes pseudo-adiabatiques : tout mouvement ascendant entraîne la condensation de l'excès de vapeur d'eau, formant gouttelettes d'eau ou cristaux de glace.

### 1.5.2 Une première approche, celle de Haltiner et Williams (1980)

Considérant un volume d'air saturé dont l'expansion adiabatique conduit à la condensation de vapeur d'eau, Haltiner et Williams ont intégré l'équation de Clausius-Clapeyron dans

le premier principe de la thermodynamique, pour relier l'évolution de  $q^{\text{sat}}$  à la vitesse verticale  $\omega$  quand  $q \geq q^{\text{sat}}$  (lire Haltiner et Williams, 1980, chapitre 9, pp. 308–309) :

$$\frac{dq^{\text{sat}}}{dt} = F\omega$$

où

$$F \equiv \frac{q^{\text{sat}}T}{p} \left( \frac{LR_a - c_p R_v T}{c_p R_v T^2 + q^{\text{sat}} L^2} \right) \quad (1.10)$$

est le facteur d'efficacité de la précipitation.

Dès lors, en l'absence de toute autre source (ou puits) de vapeur d'eau, l'équation de conservation de l'humidité stipule que le taux de condensation vaut :

$$-\delta' \frac{dq^{\text{sat}}}{dt}$$

où

$$\delta' \equiv \begin{cases} 1 & \text{si } \omega < 0 \text{ et } q \geq q^{\text{sat}} \\ 0 & \text{si } \omega \geq 0 \text{ ou } q < q^{\text{sat}} \end{cases}$$

Le taux de condensation s'exprime en  $\text{kg}/\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ .

### 1.5.3 La formulation de Sinclair (1994)

Sinclair a proposé une alternative à l'approche de Haltiner et Williams à partir de l'humidité relative (notée  $U$ ). Dans son modèle, la condensation se produit dès que l'humidité relative dépasse une valeur critique, supposée égale à 60 %. Un facteur d'humidité  $\lambda$  traduit la dépendance du taux de condensation en l'humidité relative. Celui-ci prend la forme :

$$\boxed{-\frac{dq^{\text{sat}}}{dt} = -\lambda \delta F \omega} \quad (1.11)$$

où

$$\delta \equiv \begin{cases} 1 & \text{si } \omega < 0 \\ 0 & \text{si } \omega \geq 0 \end{cases}$$

et

$$\lambda \equiv \begin{cases} \left( \frac{U-0,6}{1-0,6} \right)^{1/2} & \text{si } U > 0,6 \\ 0 & \text{si } U \leq 0,6 \end{cases} \quad (1.12)$$

Le facteur d'humidité  $\lambda$  réduit ou inhibe la condensation pour des conditions insaturées, en accord avec les observations faites à l'échelle synoptique. La transition est plus douce que dans la formulation de Haltiner et Williams. C'est cette formulation, dite de Sinclair, qui est utilisée dans le désagrégateur. En présence de sursaturation ( $U > 1$ ), la valeur 1 est attribuée à  $\lambda$ .

## 1.6 Temps de formation et vitesse de chute des hydrométéores

### 1.6.1 Temps de formation des hydrométéores

Les hydrométéores ne se forment pas instantanément. Leur temps de formation  $\tau_f$  est calculé selon la paramétrisation de Sinclair (1994) :

$$\tau_f = 1000 \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left( \frac{p_f - p}{5000} \right) \right) \quad (1.13)$$

où  $p_f$  est le niveau de congélation, en Pa. Les temps de formation les plus rapides concernent les particules situées en basses couches, sujettes au lessivage. Si la température est négative sur toute la colonne d'air, comme c'est généralement le cas en Antarctique, le modèle place arbitrairement l'isotherme 0 °C au premier niveau du modèle, assurant un temps de formation supérieur à 6 minutes.

L'introduction d'un temps de formation des hydrométéores n'a pas pour but de limiter la précipitation au cas des montagnes larges, pour lesquels les processus nuageux arrivent à leur terme avant que les particules ne puissent franchir la montagne. En négligeant l'existence des nuages en tant que réservoir intermédiaire, notre modèle suppose que toute l'eau condensée finit par précipiter. Pour une discussion de l'impact des effets retard sur l'efficacité de la précipitation, on peut se référer à Smith et Barstad (2004) : à l'aide de profils de montagne idéalisés, il est montré analytiquement que les quantités de précipitations sont déterminées, d'une part, par la pénétration verticale des ascendances forcées au sein de la couche humide et, d'autre part, par la compétition entre la vitesse du flux au-dessus de la montagne et les vitesses de conversion et de chute.

### 1.6.2 Vitesse de chute des hydrométéores

#### 1.6.2.1 Version utilisée dans les travaux antérieurs

Brasseur *et al.* (2002) ont utilisé la paramétrisation suivante, qui est valable dans les climats tempérés. Les hydrométéores sont à l'état solide (flocon de neige) au-dessus du niveau de congélation, liquide en dessous (goutte de pluie). On leur attribue une vitesse verticale  $W_{\text{fall}}(z)$  dont la structure verticale dépend du profil d'humidité *au sein de la colonne d'air où s'est effectuée la condensation* :

$$W_{\text{fall}} = \begin{cases} r/r_f^{\text{sat}} \times 1 \text{ m.s}^{-1} & \text{si } z > z_f \\ r/r_s^{\text{sat}} \times 6 \text{ m.s}^{-1} & \text{si } z \leq z_f \end{cases} \quad (1.14)$$

où  $r$ ,  $r_f^{\text{sat}}$  et  $r_s^{\text{sat}}$  sont respectivement les rapport de mélange, rapport de mélange saturant au niveau de congélation et rapport de mélange saturant en surface.  $z_f$  représente le niveau de congélation et  $z(t)$ , l'altitude de l'hydrométéore au cours de son transport.

Ainsi, pour un type d'hydrométéore et en l'absence d'inversion de température, l'approche de la surface se traduit par une augmentation de la vitesse de sédimentation. Ceci est cohérent avec l'idée d'une croissance de l'hydrométéore au cours de sa chute. La vitesse d'un flocon de neige reste inférieure à 1 m.s<sup>-1</sup>, valeur atteinte au niveau de congélation. Lorsque la température est négative sur toute la colonne d'air, ce qui est souvent le cas en Antarctique, le niveau dit de congélation est fixé au 2<sup>e</sup> niveau atmosphérique. Cette paramétrisation est proche de celle utilisée par Sinclair (1994) ; elle en diffère par le fait que,

dans notre équation (1.14), les rapports de mélange en surface et au niveau de congélation sont ceux à *saturation*.

### 1.6.2.2 Pour les simulations antarctiques

En étudiant les vitesses produites par la paramétrisation précédemment évoquée, nous nous sommes aperçus de deux choses. D'une part, les vitesses de chute obtenues pouvaient être excessives ( $100 \text{ m.s}^{-1}$ ) en raison de la présence d'air très froid près de la surface. D'autre part, elles se mettaient à diminuer près de la surface, ce qui allait à l'encontre de l'objectif annoncé. Plutôt que de complexifier à l'extrême cette paramétrisation pour l'adapter à l'Antarctique, nous sommes revenus à une paramétrisation plus simple :

$$W_{\text{fall}} = \begin{cases} 1 \text{ m.s}^{-1} & \text{si } T \leq 273,15 \text{ K} & \text{(neige)} \\ 5 \text{ m.s}^{-1} & \text{si } T > 273,15 \text{ K} & \text{(pluie)} \end{cases} \quad (1.15)$$

### 1.6.3 Répartition des précipitations

Les retards imputables aux temps de formation, puis de chute, des hydrométéores engendrent un déplacement de la zone de précipitation. En effet, pour chaque niveau vertical, le vent horizontal advecte la quantité d'eau condensée jusqu'à formation des hydrométéores. Ceux-ci entament ensuite leur chute à la vitesse  $W_{\text{fall}}$ , tout en continuant à être transportés par le vent horizontal.

D'un point de vue pratique, le modèle effectue un suivi lagrangien des particules dans le plan  $(x, y)$ . Un pas de temps court (limité à 300 s) rythme le transport horizontal, qui est gouverné par les vents locaux. Ceux-ci sont interpolés tout au long du trajet, à partir des vitesses aux points de grille voisins. Contrairement aux déplacements horizontaux, qui sont calculés au fur et à mesure, les déplacements verticaux ne sont pas influencés par les propriétés de l'air traversé, mais dépendent des profils d'humidité (équation (1.14)) ou de température (équation (1.15)) à l'aplomb du lieu de condensation, *i.e.*, sans tenir compte de l'advection.

Si la somme des temps de formation et de chute dépasse 6 heures, la quantité d'eau condensée est perdue et n'est pas comptabilisée en tant que précipitation. La quantité d'eau qui parvient à atteindre le sol dans le temps imparti est répartie sur les quatre points de grille voisins du lieu d'impact (*cf.* sous-section 1.7.2).

## 1.7 Taux de précipitation

### 1.7.1 Cas simplifié

Sans l'introduction des délais précités, les hydrométéores atteindraient le sol à l'aplomb de leur lieu de formation. Dans ce cas, le taux de précipitation  $R$  en un point de la surface peut être obtenu par simple intégration le long d'une pseudo-adiabatique entre le niveau de condensation (LCL : *lifting condensation level*) et le sommet du modèle :

$$\begin{aligned}
R &= 0,001 \lambda_s \int_{z_{\text{LCL}}}^{z_{\text{top}}} -\frac{dq^{\text{sat}}}{dt} \rho dz \\
&= 0,001 \frac{\lambda_s}{g} \int_{p_{\text{LCL}}}^{p_{\text{top}}} \frac{dq^{\text{sat}}}{dt} dp \\
&= 0,001 \frac{\lambda_s}{g} \int_{p_{\text{top}}}^{p_{\text{LCL}}} \lambda \delta F \omega dp
\end{aligned}$$

avec

$$\lambda_s \equiv \begin{cases} \left( \frac{U_s - 0,8}{1 - 0,8} \right)^{1/4} & \text{si } U_s > 0,8 \\ 0 & \text{si } U_s \leq 0,8 \end{cases} \quad (1.16)$$

Nous devons cette paramétrisation à Sinclair (1994). Le facteur d'humidité  $\lambda_s$  évoque l'importance du taux d'humidité présent en basses couches dans le mécanisme de renforcement des précipitations. La dépendance est fortement non-linéaire. En présence de sursaturation ( $U_s > 1$ ), la valeur 1 est attribuée à  $\lambda_s$ .

Le facteur  $0,001 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ , qui n'est autre que l'inverse de la masse volumique de l'eau, permet de convertir une quantité d'eau condensée par unité de temps et de surface au sol (en  $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ ) en un taux de précipitation (en  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

### 1.7.2 En tenant compte des retards

Modifions maintenant cette formulation pour tenir compte du transport des hydrométéores entre leurs lieux de formation et d'impact. En un point  $M_0$  de la surface, le taux de précipitation total est obtenu en faisant la somme de toutes les contributions qui se sont traduites par l'impact d'hydrométéores au voisinage immédiat de ce point.

Symbolisons la contribution du lieu d'impact  $M_I(x_I, y_I)$  au point de grille  $M_0(x_0, y_0)$  par  $C_{M_I}^{M_0}$ . La valeur est nulle si  $M_0$  n'est pas l'un des quatre plus proches voisins de  $M_I$  sur la grille. Elle atteint 1 si  $M_0$  et  $M_I$  sont confondus. Son expression générale est :

$$C_{M_I}^{M_0} = \frac{\max(0, (dx - |x_I - x_0|)(dx - |y_I - y_0|))}{dx^2}$$

Notons aussi  $i_0$  et  $j_0$  la position de  $M_0$  dans la grille horizontale. Le taux de condensation au point  $M_0$  prend la forme :

$$R(M_0) = 0,001 \sum_{i,j} \frac{\lambda_s}{g} \sum_{k=k_{\text{top}}}^{k_{\text{LCL}}} C_{M_I}^{M_0} \lambda \delta F \omega \delta p \quad (1.17)$$

ou, en explicitant les dépendances des variables en  $i, j, k$  d'une part et  $i_0, j_0$  d'autre part :

$$R(M_0(i_0, j_0)) = 0,001 \sum_{i,j} \frac{\lambda_s(i, j)}{g} \sum_{k=k_{\text{top}}}^{k_{\text{LCL}}(i, j)} C_{M_I(i, j, k)}^{M_0(i_0, j_0)} \lambda(i, j, k) \delta F(i, j, k) \omega(i, j, k) \delta p(k) \quad (1.18)$$

Dans les expressions ci-dessus,  $\delta p$  représente la variation de pression entre le niveau  $k$  et le niveau  $k + 1$  :

$$\delta p(k) = p(k + 1) - p(k)$$



### 1.7.3 Conservation de la précipitation

Le désagrégateur dispose d'options permettant de conserver la précipitation à l'échelle globale ou à l'échelle régionale, afin de garder une certaine cohérence avec le MAR. La conservation peut être globale, locale (*i.e.*, par blocs de  $4 \times 4 = 16$  mailles du modèle de grande échelle), ou mixte (les deux méthodes sont combinées). Brasseur *et al.* (2002) ont utilisé la conservation globale, qui est une façon de pallier l'absence de schéma conservatif pour l'eau dans le modèle. La conservation locale a été déboguée au cours de notre travail ; elle entraîne aussi la conservation globale, par construction. Le détail des équations

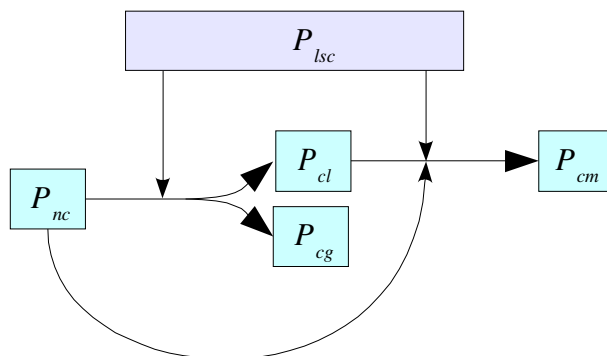


FIG. 1.2 : Schéma introduisant la conservation de la précipitation dans le désagrégateur.  $P_{lsc}$  : précipitation calculée par le modèle de grande échelle ;  $P_{nc}$  : précipitation désagrégée non conservative ;  $P_{cl}$  : précipitation désagrégée avec conservation locale ;  $P_{cg}$  : précipitation désagrégée avec conservation globale ;  $P_{cm}$  : précipitation désagrégée avec conservation mixte.

de conservation serait fastidieux ; en revanche, la philosophie de la conservation locale s'appuie sur des principes simples. Pour chaque bloc, on fait la moyenne des précipitations pour le désagrégateur et pour le modèle de grande échelle ; les champs à conservation locale sont ensuite calculés en fonction de la valeur intrinsèque de la précipitation désagrégée (non conservative), dans un premier temps, puis, éventuellement, de l'importance relative de la précipitation de grande échelle et de la précipitation désagrégée :

- Si la précipitation désagrégée est très faible en moyenne sur le bloc (*i.e.*, inférieure à une valeur seuil de  $0,01 \text{ kg.m}^{-2}$  par tranche de 6 heures), alors le modèle de grande échelle impose ses valeurs ;
- Si, au contraire, le seuil que l'on s'est fixé est dépassé, on distingue deux sous-cas : ou bien le modèle de grande échelle prévoit moins de précipitation que le désagrégateur, auquel cas on impose aux champs désagrégés un coefficient multiplicatif réduisant la précipitation moyenne à celle du MAR, ou bien la précipitation désagrégée se voit renforcée par un terme additionnel proportionnel à la précipitation de grande échelle.

Traiter chaque bloc indépendamment des blocs voisins entraîne inévitablement l'apparition de discontinuités au passage d'un bloc à l'autre. Cet artéfact est atténué par le fait qu'un traitement identique est appliqué à un second découpage par blocs, décalé par rapport au premier de deux mailles de grande échelle dans chacune des deux directions (ainsi, les sommets des nouveaux blocs coïncident avec les centres des anciens blocs, et inversement). L'artéfact tend à disparaître lorsque l'on intègre les taux de précipitation sur de longues périodes. Pour une visualisation de l'impact des diverses méthodes de

conservation sur les champs de précipitation, on se référera à la figure 3.13.

## 1.8 Limitations

Outre les rétroactions de la microphysique sur la dynamique, un certain nombre d'effets échappent au désagrégateur. En voici une liste non exhaustive.

- Effets dynamiques tridimensionnels :
  - L'air qui tourne autour de la montagne ou se sépare en deux branches à son approche (avec convergence derrière la montagne, source de précipitations) ;
  - Anticipation du relief par l'écoulement par effet de blocage ;
- Cohérence spatiale des ondes de gravité (*e.g.*, mouvements verticaux dans le sillage de la montagne), phénomènes de résonance, ressauts hydrauliques, etc. ;
- Sources ou puits dans l'équation de conservation de l'humidité :
  - Diffusion horizontale,
  - Diffusion verticale,
  - Évaporation d'eau liquide à la surface,
  - Évaporation de gouttes d'eau traversant une couche d'air insaturée (cas de précipitation réversible) ;
- Assèchement de l'air par la précipitation ;
- Capacité des nuages à limiter la précipitation en stockant l'eau condensée.

D'autre part, d'après l'équation 1.8, plus la résolution choisie est fine et plus l'amplitude des mouvements verticaux générés par le modèle risque de devenir importante, à cause du terme  $\Delta z_s$ . Or, nous avons vu dans la sous-sous-section 1.4.1.2 que les composantes du relief de longueurs d'ondes inférieures à 6,3 km sont, dans la nature, à l'origine d'ondes évanescentes. Par conséquent, il est recommandé de ne pas faire tourner le modèle à des résolutions plus fines que 3 km dans le cas où la topographie que l'on utilise présente des reliefs de très fine échelle.

## 1.9 Pistes de développement

### 1.9.1 Le foehn

D'après Sinclair (1994), l'effet de foehn qui intervient dans le sillage des montagnes peut être incorporé dans le modèle en advectant, d'une part, le déficit d'humidité correspondant à l'eau précipitée,  $\Delta q$ , et, d'autre part, le déficit de température  $L\Delta q/c_p$  qui lui est associé par le biais de la conservation de la température pseudo-potentielle du thermomètre mouillé. Un schéma numérique spatio-temporel est nécessaire. Bien que les résultats de Sinclair (1994) montrent que la prise en compte des effets d'assèchement améliore sensiblement l'accord entre les précipitations simulées et observées, il nous semble que l'implantation d'un tel processus n'est pas envisageable de façon simple dans notre cas. En effet, pour un vaste domaine, comme l'Antarctique, l'écoulement ne peut traverser la grille du modèle dans une direction simple, si bien qu'il y aurait un risque d'interaction entre les différentes zones de précipitation, pouvant conduire à un assèchement général de la région. Autrement dit, Sinclair (1994) auraient profité d'une caractéristique météorologique particulière opérant sur l'ensemble du domaine spatio-temporel considéré : le régime d'est.

### 1.9.2 Les phénomènes de blocage

Quand une masse d'air stable aux mouvements lents rencontre un haut relief, le flot ralentit, l'air s'empile au pied de la montagne, et un courant-jet, orienté parallèlement aux courbes de niveau, prend place. Ainsi, pendant qu'une partie de l'air surmonte la montagne, une autre la contourne. Dans le même temps, le coin d'air froid s'étend en amont de l'écoulement et se densifie, obligeant l'écoulement à le surmonter comme il le ferait d'une montagne : il y a anticipation du relief et, par conséquent, un étalement du mouvement vertical en amont pouvant être à l'origine de précipitations. Par ailleurs, le ralentissement du flot à l'approche de la montagne provoque une convergence des vents, elle aussi capable de provoquer des précipitations en amont de l'écoulement.

Il est possible d'évaluer rapidement le potentiel de blocage grâce au nombre adimensionnel  $M_m = \frac{N_m h_m}{V}$ , où  $h_m$  est la hauteur de la montagne (Colle, 2004). Cette quantité peut être vue comme la hauteur adimensionnée de la montagne ; elle correspond en fait à l'inverse du nombre de Froude pour une atmosphère humide. Les phénomènes de blocage sont généralement associés à des valeurs élevées de  $M_m$ , c'est pourquoi il semble possible d'utiliser ce diagnostic pour éventuellement réduire la composante « pleine pente » de la vitesse horizontale et, par conséquent, l'amplitude des mouvements verticaux.

En Antarctique, les cas de blocages sont courants, car les masses d'air sont très stables et la calotte massive. Par conséquent, le fait de ne pas tenir compte des phénomènes de blocage risque de provoquer une surestimation, par le désagrégateur, de la précipitation sur les pentes, à moins que le modèle de grande échelle ne parvienne déjà à simuler lui-même le phénomène. Pour cela, il convient d'utiliser les sorties d'un modèle de grande échelle de haute résolution (typiquement 40 km). Dans le cas contraire, par exemple si l'on utilise les sorties d'un modèle de circulation générale à plus de 100 kilomètres de résolution, il conviendrait d'évaluer le nombre de Froude et de déterminer un coefficient de pénétration de la masse d'air, et ce pour chaque situation. Cette approche est toutefois limitée sur le plan pratique par le fait qu'elle nécessite d'affecter manuellement une valeur de  $h_m$  à chaque point de grille.

### 1.9.3 Absorption des hydrométéores par les couches sèches

Au stade actuel du développement du modèle de désagrégation, les hydrométéores formés sont quasiment assurés d'atteindre le sol (*cf.* sous-section 1.6.3). Or, ils sont susceptibles de rencontrer une couche sèche au cours de leur trajet. Dans le cas d'une atmosphère réelle, les hydrométéores disparaîtraient, et la quantité d'eau qu'ils transportaient serait restituée à l'environnement. L'humidité spécifique de l'air augmenterait en conséquence jusqu'à ce que la saturation soit atteinte.

Il semble possible de modifier le code du désagrégateur pour ne pas tenir compte, dans le calcul des cumuls de précipitation, des hydrométéores ayant rencontré une couche sèche. Pour cela, il suffirait de suivre les hydrométéores dans l'espace (et pas seulement dans le plan horizontal) et de déterminer un seuil d'humidité relative, en deçà duquel les hydrométéores seraient absorbés.

### 1.9.4 Suppression de la zone de relaxation dans le calcul de la conservation

Une autre amélioration possible, et facile à mettre en œuvre, consisterait à ne pas tenir compte des points de grille situés dans la zone de relaxation lorsque l'on effectue le calcul

de conservation de la précipitation entre le modèle de grande échelle et le désagrégateur.



# Chapitre 2

## Simulations avec le Modèle atmosphérique régional

### 2.1 Description du modèle

#### 2.1.1 Les processus physiques

Le Modèle atmosphérique régional (MAR) a été développé pour les régions polaires. Nous en donnons ici une brève description qui met l'accent sur des modifications récentes faites pour des simulations climatiques sur l'Antarctique.

La version « sèche » du modèle d'atmosphère est décrite en détail dans Gallée et Schayes (1994). Le MAR est un modèle hydrostatique aux équations primitives dans lequel la coordonnée verticale est la pression normalisée. Aucune approximation n'est faite dans l'équation de conservation de la masse (*i.e.*, la forme compressible est retenue).

La représentation du cycle hydrologique inclut un modèle de microphysique nuageuse, avec des équations de conservation pour les concentrations des gouttelettes nuageuses, gouttes d'eau, cristaux de glace nuageux et cristaux de neige (Gallée, 1995). La description des processus microphysiques nuageux est basée pour l'essentiel sur la paramétrisation de Kessler (1969). Les processus microphysiques associés à la phase glace sont inclus sur la base du travail de Lin *et al.* (1983). L'équation de Fletcher (1962) pour la concentration des noyaux glaçogènes est remplacée par la paramétrisation plus réaliste de Meyers *et al.* (1992). En outre, une équation pronostique pour le nombre de cristaux de glace est ajoutée, d'après Levkov *et al.* (1992). Cela nous permet de calculer explicitement la chute des particules présentes dans les nuages de glace.

Le MAR utilise des schémas détaillés de rayonnements solaire et infrarouge. Le schéma radiatif spectral-solaire est de Fouquart et Bonnel (1980). Le schéma de rayonnement aux grandes longueurs d'ondes est emprunté au *Rapid Radiation Transfer Model* (Morcrette, 2001 ; Morcrette, 2002), actuellement opérationnel au CEPMMT. Les propriétés des nuages sont prises en compte dans le schéma de rayonnements solaire et infrarouge en calculant la quantité d'eau liquide dans chaque couche du modèle à partir de la concentration des gouttelettes et cristaux de glace nuageux.

La partie atmosphérique du MAR est couplée au schéma de surface<sup>1</sup> SISVAT (De Ridder et Gallée, 1998). SISVAT (*Soil Ice Snow Vegetation Atmosphere Transfer*) est un modèle à une dimension, verticale. Le schéma de surface inclut sol et végétation (De Ridder et Schayes, 1997), neige (Gallée *et al.*, 2001) ainsi qu'un module de glace (Lefebvre

---

<sup>1</sup> En anglais : *Surface Vegetation Atmosphere Transfer (SVAT)*.

*et al.*, 2003). Le modèle de neige est un modèle multicouche comprenant des équations pronostiques pour la température, la masse, le contenu en eau et les propriétés de la neige (dendricité, sphéricité et taille des cristaux). L'évolution des propriétés du manteau neigeux est paramétrée selon Brun *et al.* (1992).

Le couplage de SISVAT avec l'atmosphère est réalisé à travers l'échange des flux radiatifs (solaire et infrarouge) et turbulents de quantité de mouvement, de chaleur (sensible et latente) et de particules de neige soufflée. Les formules aérodynamiques de masse<sup>2</sup> utilisées pour décrire les flux turbulents sont modifiées afin de tenir compte de l'augmentation de la stabilité verticale de la couche limite de surface (CLS)<sup>3</sup> à cause de l'érosion de la neige (Bintanja, 1998). En particulier, la longueur de Monin-Obukhov intègre la contribution des flux turbulents de particules de neige soufflée. L'érosion de la neige par le vent a lieu pour des vitesses de friction supérieures à une vitesse de friction seuil qui est paramétrée comme une fonction des propriétés de la neige, d'après Guyomarc'h et Merindol (1998). La condition aux limites de surface pour l'érosion de la neige est la concentration en particules de neige dans la couche de saltation, qui est paramétrée selon Pommeroy (1989). Le flux turbulent de neige soufflée est inclus en tant que terme source dans l'équation pronostique pour les flocons de neige. Les particules de neige soufflée sont par conséquent susceptibles de sublimer et précipiter. La vitesse de chute des flocons de neige n'a pas été modifiée, bien qu'une vitesse de chute moindre est nécessaire pour calibrer des modèles simples de transport de neige (Mann *et al.*, 2000). Plus exactement, le rapport entre le coefficient de diffusion turbulente pour les flocons de neige et celui pour la quantité de mouvement est fixé à 3, comme dans Bintanja (2000). Enfin, la longueur de rugosité pour la quantité de mouvement et les particules de neige soufflée vaut 0,1 mm. La longueur de rugosité pour les scalaires est paramétrée selon Andreas (1987).

### 2.1.2 Fonctionnement du modèle

Le MAR est forcé par des champs météorologiques à grande échelle issus des réanalyses européennes ERA-40 (Gibson *et al.*, 1997). Cela nous permet de tenir compte de champs météorologiques à grande échelle « réalistes » dans la simulation en même temps qu'une représentation de la couche limite adaptée aux régions polaires dans MAR, et d'améliorer la simulation des conditions à la surface de l'Antarctique. Le MAR a déjà été validé sur l'Antarctique pour des simulations longues (Naithani *et al.*, 2002 ; Gallée *et al.*, 2005). La résolution horizontale est typiquement de 40 ou 80 km et la topographie du modèle est obtenue en moyennant le modèle numérique de terrain (MNT)<sup>4</sup> antarctique de Liu *et al.* (2001) sur la grille du MAR.

## 2.2 Quelles simulations ?

À l'aide du Modèle atmosphérique régional, un large éventail de simulations peuvent être obtenues en fonction :

- du domaine et de la période d'étude choisis ;
- de la résolution spatiale spécifiée ;
- de l'activation ou non de certains processus comme le transport de neige par le vent.

---

<sup>2</sup> En anglais : *bulk aerodynamic formulae*.

<sup>3</sup> En anglais : *Surface Boundary Layer (SBL)*.

<sup>4</sup> En anglais : *Digital Elevation Model (DEM)*.

### 2.2.1 Choix du domaine d'étude

Afin, d'une part, de disposer du bilan de masse en surface pour la totalité de la calotte antarctique et, d'autre part, de se laisser la possibilité de réutiliser les simulations dans le cadre d'autres études, nous avons choisi un **domaine contenant l'intégralité de la calotte antarctique**.

Ce domaine forme un carré de 6400 km de côté et dont le centre coïncide avec le pôle Sud (pour des raisons de commodité, voir l'annexe B.1.1). Les frontières latérales se situent donc en mer et n'interceptent aucune zone de topographie complexe, évitant un certain nombre d'artefacts mentionnés dans Giorgi et Mearns (1999). Par ailleurs, les forçages et circulations affectant le climat de la zone d'intérêt sont intégrés dans le domaine. Ainsi, la circulation atmosphérique circumpolaire, au sein de laquelle naissent les dépressions touchant les côtes antarctiques, et le bilan radiatif sur le plateau, qui est à l'origine des courants catabatiques, sont calculés par la physique du modèle.

En choisissant un vaste domaine, nous avons dû accepter, en contrepartie, un coût numérique plus important (mais raisonnable). Rappelons à cet égard que le temps de calcul est directement proportionnel à la surface du domaine.

### 2.2.2 Choix de la période d'étude

La période d'étude a été choisie en fonction :

- de la présence de conditions initiales et aux limites de qualité ;
- de la présence d'observations fiables ;
- du nombre d'années nécessaires pour que la moyenne s'extirpe d'une grande partie du spectre de la variabilité pluriannuelle.

#### 2.2.2.1 Contraintes liées aux conditions initiales et aux limites

Nous avons choisi pour conditions initiales et aux limites les réanalyses **ERA-40** du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (CEPMMT / ECMWF). Celles-ci sont disponibles pour la période du 1<sup>er</sup> septembre 1957 au 31 août 2002. Cependant, la qualité des observations s'est régulièrement améliorée au cours de la période, en particulier pour l'hémisphère Sud. Concernant la zone Antarctique, c'est probablement le déploiement, fin des années 70, de satellites d'observation de la Terre à orbite polaire qui a le plus contribué à l'amélioration de la qualité du jeu de données dans cette région isolée.

#### 2.2.2.2 Contraintes liées aux observations

Des stations météorologiques automatiques, appelées **AWS** pour *Automatic weather stations*, sont opérationnelles sur le continent antarctique depuis le début des années 80. Cependant, les mesures altimétriques d'accumulation se sont généralisées tardivement (années 2000).

Sur la base de ces deux contraintes, nous avons choisi une période de 4 ans et demi allant de janvier 1998 à août 2002.

#### 2.2.2.3 Contraintes statistiques

Quatre années suffisent déjà à faire apparaître les particularités du bilan de masse en surface généré par le modèle. Toutefois, une période plus longue permettrait de connaître



la variabilité interannuelle du modèle, et de servir de contrôle pour une simulation du climat futur. C'est pourquoi nous avons commencé à simuler les années 1980 à 1997 afin de disposer d'une plus longue série (**1<sup>er</sup> janvier 1980 au 31 août 2002**).

### 2.2.3 Choix des résolutions spatiales et temporelles

En première approximation, augmenter la résolution spatiale d'un facteur 2 se traduit par une augmentation du temps de calcul d'un facteur 8. En effet, il faut compter deux fois plus de points dans chacune des 2 directions horizontales et penser à réduire le pas de temps d'un facteur 2 afin de continuer à respecter le critère de stabilité dit de la « condition CFL » (Courant-Friedrich-Levy).

Le MAR ayant été validé sur l'Antarctique à l'échelle de **40 km** (Gallée *et al.*, 2005), nous avons une grande confiance en cette résolution. Nous l'avons donc choisie comme standard.

Nous avons en outre besoin d'une seconde résolution, pour deux raisons. D'une part, nous souhaitons étudier l'impact de la résolution spatiale sur le bilan de masse en surface simulé par le modèle MAR. D'autre part, la calibration du désagrégateur sur les sorties MAR à 40 km nécessitait de disposer également d'une résolution plus grossière, qui devait être un multiple de 40 pour des raisons purement techniques. Nous avons donc choisi **80 km**. Ainsi, nous pouvions désagréger de 80 km vers 40 km et comparer le résultat aux sorties MAR à 40 km.

### 2.2.4 Choix des processus en jeu

Le **transport de neige par le vent** constitue localement un élément de redistribution du bilan de masse. À l'échelle du continent, il participe globalement de l'ablation en raison de la sublimation des particules transportées et de l'évacuation de la vapeur d'eau au-delà des côtes (Peyaud, 2003, chapitre 4). Nous avons choisi d'activer ce processus dans une simulation visant à obtenir un bilan de masse en surface complet. En revanche, comme le désagrégateur ne spatialise que les précipitations (et pas le transport de neige), nous avons également effectué des simulations sans transport de neige.

### 2.2.5 Simulations effectuées

Les caractéristiques des simulations effectuées sur le domaine complet (Antarctique) sont regroupées au sein du tableau 2.1. Le tableau 2.2 apporte quelques informations supplémentaires sur le plan technique. Enfin, les usages respectifs des simulations sont consignés dans le tableau 2.3.

N°	Résolution	Transport de neige	Période
A	40 km	Activé	01/01/1998 – 31/12/2001
B	40 km	Désactivé	01/01/1998 – 31/12/2001
C	80 km	Désactivé	01/01/1998 – 31/12/2001

TAB. 2.1 : Caractéristiques des simulations effectuées sur le domaine complet.

N°	Résolution	Dimensions du domaine	Support de calcul	Vitesse
A	40 km	161 × 161 × 33	NEC SX-5 <sup>a</sup>	12 j/j <sub>cpu</sub>
B	40 km	161 × 161 × 33	NEC SX-5	12 j/j <sub>cpu</sub>
C	80 km	81 × 81 × 33	Pentium 4 ; 3 GHz	25 j/j <sub>cpu</sub>

<sup>a</sup> 40 processeurs ; 224 Go de mémoire ; performance crête totale : 320 Gflops.

TAB. 2.2 : Informations techniques sur les simulations effectuées sur le domaine complet.

N°	Objectif
A	Extraire la sensibilité du MAR au bilan de masse
B	Constituer une référence pour la calibration du désagrégateur
C	Servir de champs d'entrée pour la calibration du désagrégateur

TAB. 2.3 : Usage des simulations effectuées sur le domaine complet.

## 2.3 Résultats et interprétation (1998–2001)

### Région représentée

Aux frontières latérales du domaine, une zone de relaxation s'étend sur sept points de grille, quelque soit la résolution choisie. Sa surface est par conséquent quatre fois plus grande dans la simulation à 80 km que dans celle à 40 km. Afin de ne pas distraire le lecteur par des valeurs non physiques, et sauf mention contraire, nous avons éliminé des graphiques qui suivront la région correspondant à la zone de relaxation la plus grande. Ainsi, notre domaine d'étude s'étend désormais entre les bornes  $-2640$  et  $2640$  km, suivant les directions  $x$  et  $y$ . Par ailleurs, nous attirons l'attention du lecteur sur les échelles de couleur utilisées, qui sont rarement linéaires. En surimpression sont généralement représentés les contours de longitude et de latitude, ainsi que les courbes de niveau (tracés tous les 500 ou 1000 m pour les cartes à grande échelle). Le trait de côte, dessiné en gras, délimite le continent antarctique tel qu'il est vu par le modèle. Il sépare précisément les glaces d'origine continentale (à savoir : l'inlandsis et les plates-formes glaciaires) de l'océan, qu'il soit libre ou isolé de l'atmosphère par de la glace de mer, permanente ou saisonnière.

### 2.3.1 Topographie

Entre les résolutions de 80 et 40 km, la topographie (*i.e.*, le trait de côte et l'orographie) présente des différences significatives. Une manière naturelle de s'en convaincre consiste à étudier la forme des contours d'altitude ainsi que le nombre et la valeur des extrema locaux (figure 2.1). Les différences d'altitudes, déjà notables sur les hauts plateaux, deviennent particulièrement frappantes près des côtes et des chaînes de montagnes (péninsule Antarctique ; monts Transantarctiques ; mont Sabine, cap Adare ; Law Dome, cap Poinsett ; mont Napier, terre d'Enderby)<sup>5</sup>. Toutefois, même à 40 km de résolution, les hauts sommets exigus<sup>6</sup> sont rabaissés au niveau des plateaux<sup>7</sup> qu'ils dominent, parfois, de plus de 2000 m (mont Vinson, 4892 m, Haut-Plateau d'Ellsworth ; mont Erebus, 3794 m, île de Ross ;

<sup>5</sup> La carte A.1 permet de visualiser les lieux géographiques mentionnés dans cette thèse.

<sup>6</sup> À différencier des dômes, plus arrondis.

<sup>7</sup> Au sens large : incluent, par exemple, la barrière de Ross.

mont Sidley, 4181 m, terre Marie Byrd). Le forçage orographique sur les précipitations, d'une part, et sur les vents catabatiques, d'autre part, est par conséquent sous-estimé.

Ces différences orographiques sont rassemblées au sein de la seule figure 2.3. Il apparaît clairement que l'amélioration de la résolution rehausse les crêtes (caps et chaînes de montagnes) et creuse les thalwegs (glaciers, et notamment le glacier Lambert). Par ailleurs, les pentes reliant les côtes aux plateaux sont nettement plus douces à la résolution de 80 km. Plus précisément, à l'extérieur des contours d'altitude 500 à 1000 m, c'est la topographie forçant la simulation à 80 km qui est la plus haute, alors que plus au sud c'est la topographie à 40 km qui se montre la plus élevée. Une telle différence de gradient orographique entre la côte et les régions « subcôtières » est susceptible de provoquer des différences dans la répartition des précipitations en fonction de paramètres comme la distance à la côte ou l'altitude.

## 2.3.2 Accumulation

### 2.3.2.1 Définition

Pour cette section, nous définirons l'accumulation comme étant la somme, intégrée sur la période, de la précipitation solide et de la résultante des phénomènes antagonistes de dépôt / érosion de neige par le vent :

$$\text{Accumulation} = \int_0^t P_s + (D - E) \, d\tau$$

L'accumulation annuelle moyenne pour la période 1998 – 2001 est présentée sur la figure 2.2 pour chacune des simulations effectuées.

### 2.3.2.2 Influence de la résolution spatiale

La résolution spatiale influence significativement l'accumulation issue des précipitations, comme en témoignent les figures 2.2a,b, et 2.4. Une résolution fine semble apporter davantage de précipitations en mer ainsi que sur les reliefs côtiers et les caps (particulièrement sur leurs flancs les plus exposés aux flux humides). En revanche, les grandes dépressions, au sens topographique du terme, telles que le glacier Lambert, sont moins bien « alimentées » à la résolution de 40 km.

Comme l'orographie intervient dans les principaux mécanismes de l'accumulation en zone côtière, nous avons placé la figure 2.4 en regard de la figure 2.3. La côte s'avancant moins loin vers la mer à la résolution de 40 km, on aurait pu imaginer que les masses d'air maritimes soient soulevées plus tardivement, occasionnant un retard dans la précipitation et par conséquent un assèchement des abords immédiats du continent. Si cet effet existe potentiellement, il s'avère totalement éclipsé par l'augmentation des précipitations au-dessus de l'océan, sauf, peut-être, en terre Adélie. Il se peut aussi qu'il soit contrebalancé par un second phénomène : l'anticipation du continent par les masses d'air venues de la mer, qui pourrait être plus précoce à fine résolution. En effet, le soulèvement des masses d'air en amont du continent est la conséquence d'un « blocage » des basses couches<sup>8</sup> lié à la présence d'un gradient de température potentielle entre les régions côtières et l'océan (Bromwich, 1998). Un jet côtier de bas niveau, orienté vers l'ouest, est d'ailleurs associé à ce gradient (relation du vent thermique, *cf.* van den Broeke et Gallée, 1996). La contribution des vents catabatiques au phénomène d'empilement d'air froid au pied de la

---

<sup>8</sup> En anglais : *damming* ou *low-level blocking*.

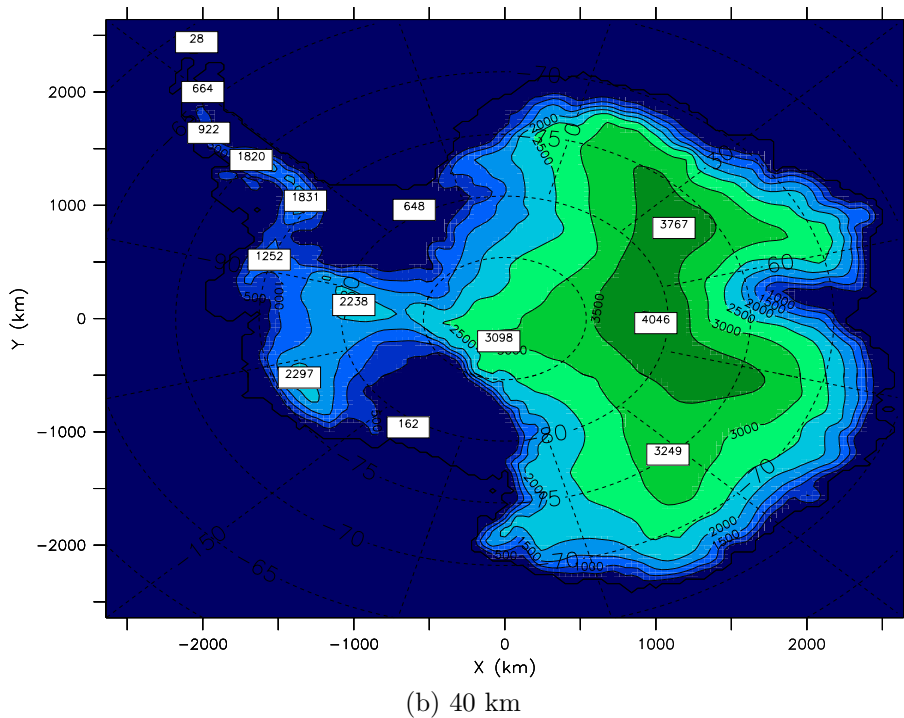
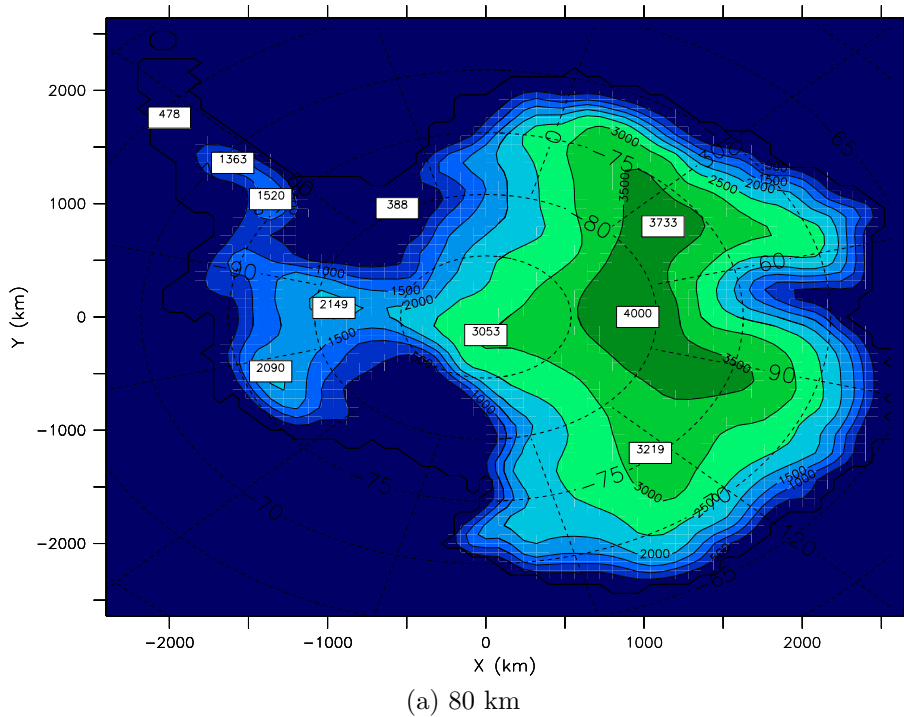
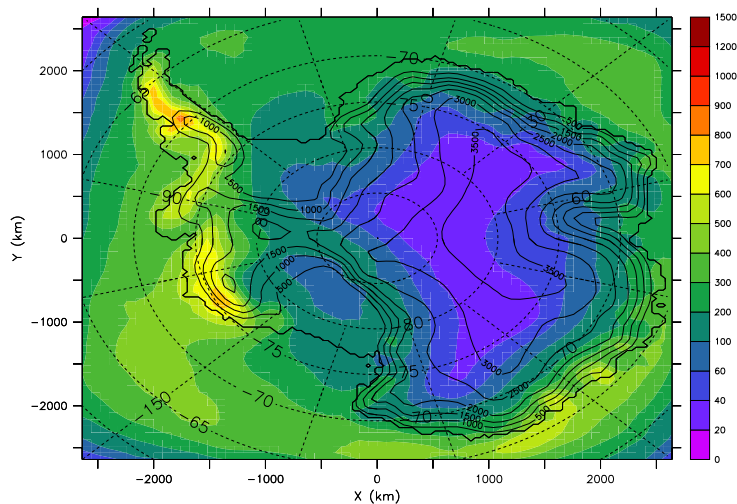
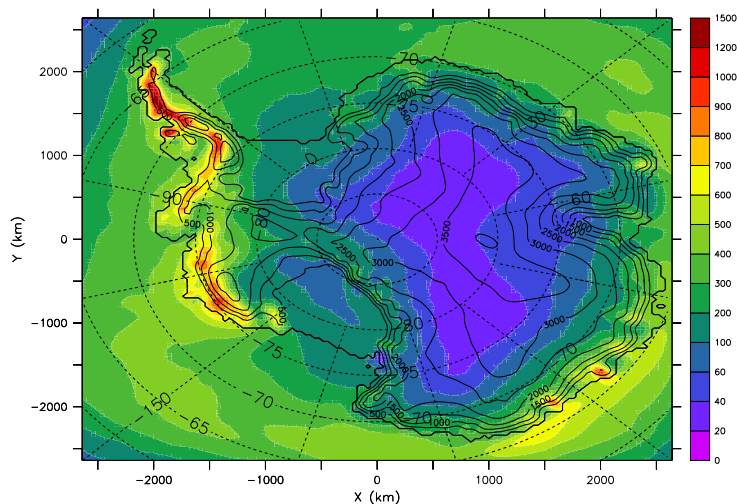


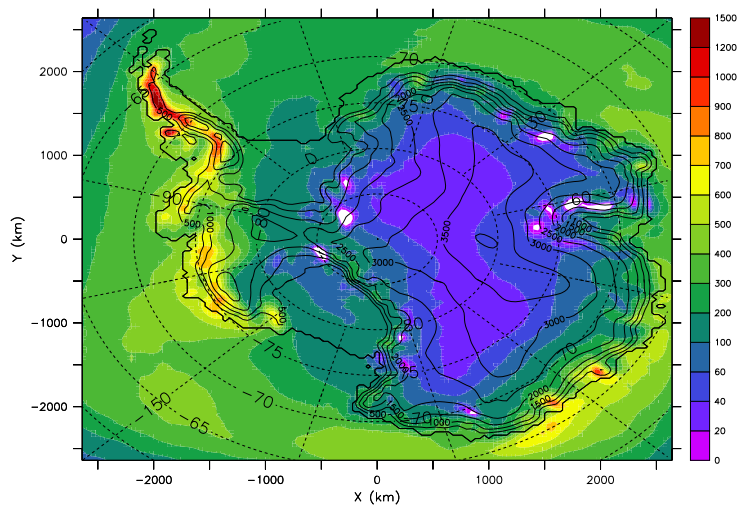
FIG. 2.1 : **Topographie** de l'Antarctique pour les résolutions de 80 et 40 km. *L'unité est le mètre* ; l'équidistance des courbes de niveau est de 500 m. En surimpression sont indiquées les valeurs de quelques maxima locaux d'altitude (*i.e.*, si plusieurs maxima locaux occupent un même rectangle de dimensions  $150 \times 150$  km, alors aucun n'est conservé).



(a) 80 km, sans transport de neige



(b) 40 km, sans transport de neige



(c) 40 km, avec transport de neige

FIG. 2.2 : Cartes d'**accumulation annuelle** pour la période 1998–2001, en *mm équivalent eau par an*, pour les différentes simulations MAR. Les zones blanches de la carte (c) sont associées à des zones d'ablation (jusqu'à  $-116 \text{ kg.m}^{-2}$ ).

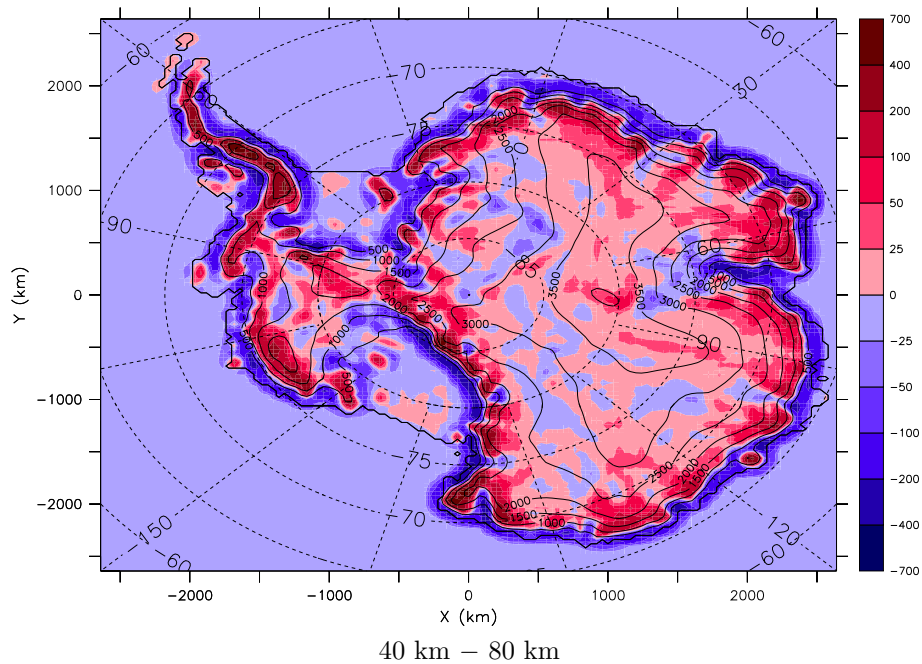


FIG. 2.3 : Carte présentant les **différences orographiques** entre les résolutions de 40 et 80 km, respectivement sommées positivement et négativement. Le fond de carte topographique (courbes de niveau et trait de côte) correspond à la résolution de 40 km.

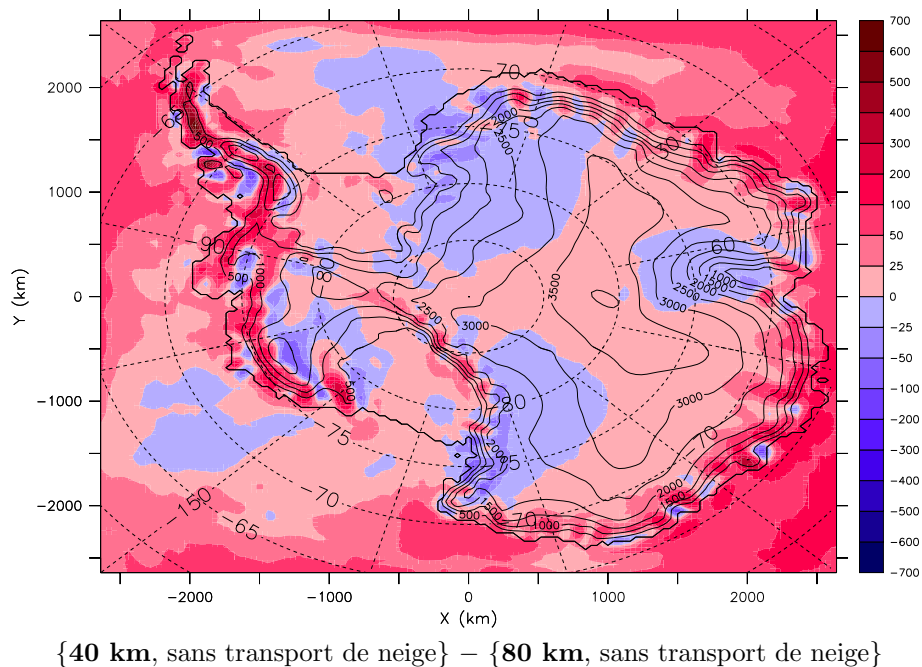


FIG. 2.4 : Carte représentant le **différentiel d'accumulation** annuelle entre deux simulations MAR de résolutions différentes : 40 km (+) et 80 km (-). Le transport de neige n'est pas actif. La période simulée couvre les années 1998 à 2001. *Unité : mm équivalent eau par an.* Le fond topographique est celui de la simulation à 40 km.

calotte, décrite dans Gallée *et al.* (1996), laisse supposer que le blocage pourrait être plus intense dans la simulation à 40 km de résolution.

Dans les régions côtières présentant des courbes de niveau relativement peu tourmentées (terre Adélie), on peut observer une augmentation des précipitations pour une tranche d'altitude comprise entre les contours 500 et 2000 m de la topographie à 40 km de résolution. Le déficit de précipitation en dessous de l'altitude 500 m peut être attribué à l'effet « retard » évoqué dans le paragraphe précédent. Cependant ce retard n'explique pas l'augmentation globale des précipitations en régions côtières. C'est pourquoi nous proposons de l'attribuer au rapprochement des altitudes moyennes (1000 à 2000 m) vers les centres dépressionnaires situés plus au nord. En effet, lorsqu'une dépression se trouve au large des côtes, les vents qu'elle engendre sur son flanc est déclinent à partir d'une certaine distance au centre de la dépression, au point que ceux-ci ne soient plus suffisants pour entraîner la masse d'air vers le plateau. Le changement de résolution suggère donc que pour une région comme la terre de Wilkes, la décroissance des précipitations entre la côte et le plateau est davantage une question de continentalité (éloignement à la source d'humidité) qu'une question d'altitude. Dans ces régions, une altitude plus élevée favorise la précipitation.

Dans les régions côtières présentant des courbes de niveau ondulées, avec alternance de caps et de baies, on remarque que l'amélioration de la topographie engendre une répartition de la précipitation entre les versants est, exposés aux vents humides, et les versants ouest, sous le vent et par conséquent abrités (*e.g.*, 10° W – 30° E). Ceci est la marque d'une précipitation de type orographique. Il en découle une redistribution zonale de la précipitation issue par la simulation à 80 km et par conséquent une variabilité zonale accrue à la résolution de 40 km.

L'augmentation de la précipitation en mer peut, quant à elle, résulter d'une meilleure représentation des processus frontaux, en raison d'une résolution mieux adaptée aux fines échelles caractéristiques associées. D'autre part, les forts gradients étant plus marqués à 40 km qu'à 80 km, on peut imaginer qu'une résolution fine favorise la cyclogenèse. Ces considérations restent valables en régions côtières et pourraient donc expliquer l'augmentation des précipitations en dessous du contour 1000 m. En revanche, pour les altitudes supérieures, une interprétation de ce type semble peu pertinente, puisque les perturbations qui atteignent les côtes antarctiques sont généralement sur le déclin et, de surcroît, perdent de leur vigueur résiduelle par effet d'écrasement du tube de vorticité potentielle lorsque le tourbillon s'élève au-dessus des pentes de la calotte.

Enfin, notons l'augmentation significative des précipitations sur les montagnes de la péninsule Antarctique ainsi que sur les côtes de la terre Marie Byrd (effet orographique). L'assèchement des hauts plateaux de cette dernière région semble montrer que, contrairement à l'Antarctique de l'Est, le gradient d'accumulation est ici gouverné par l'altitude plutôt que par la distance à la côte.

### 2.3.2.3 Influence du transport de neige par le vent

L'introduction, dans le modèle, d'une paramétrisation du transport de neige par le vent entraîne des modifications importantes dans la carte d'accumulation du MAR (figure 2.2b,c). À l'échelle de l'Antarctique, une perte nette de 5,7% est accusée par le continent (figure 2.5). Les deux principaux phénomènes pouvant être invoqués sont la sublimation des grains en suspension et l'évacuation de particules au-delà des côtes. Tous deux font intervenir les vents catabatiques, ce qui explique pourquoi les effets sont plus marqués sur le pourtour de l'Antarctique, où les vents atteignent leur amplitude maximale.

Les pertes dues au processus de chasse-neige sont assez bien corrélées à l'intensité du vent (figure 2.6), traduisant l'importance de la sublimation des grains de neige en suspension (Gallée *et al.*, 2001). La divergence du flux de flocons semble aussi jouer son rôle, avec de fortes pertes dans les zones d'accélération du vent (pentes sous le vent) et des pertes faibles voire des dépôts dans les zones de décélération (zones de diffuence : *Amery ice shelf* ; flancs est des reliefs longitudinaux, au vent : côte de la Princesse Martha, en terre de la Reine Maud). Ces résultats confirment ceux de Gallée *et al.* (2005) : les vents catabatiques, orientés dans la direction SE–NW sous l'effet, notamment, de la force de Coriolis, sont contraints de s'affaiblir en touchant les pentes est des reliefs longitudinaux, provoquant le dépôt des flocons transportés. On s'aidera de la figure 2.6 pour localiser les changements d'intensité du vent le long des trajectoires.

Globalement, la variabilité spatiale se trouve augmentée par l'introduction du transport de neige par le vent (*e.g.*, monts Pensacola). En particulier, on remarquera que le gradient d'accumulation du *Law Dome* est rehaussé de  $200 \text{ kg.m}^{-2}.\text{an}^{-1}$  dans une direction NW–SE à travers son sommet, qui subit quant à lui une très légère baisse d'accumulation ( $-27 \text{ kg.m}^{-2}.\text{an}^{-1}$ ). Enfin, le trait le plus marquant de cette comparaison est sans nul doute l'apparition de zones d'érosion totale de la neige précipitée (figure 2.2c), comme par exemple au pied des monts Pensacola.

### 2.3.3 Sublimation en surface

On dit que la neige sublime quand elle se transforme en vapeur d'eau. La sublimation de la neige à la surface du manteau neigeux est à distinguer de la sublimation des particules de neige en suspension au-dessus de la surface, ce dernier processus participant de l'accumulation (*cf.* sous-section 2.3.2). Le terme sublimation est ici employé dans son sens originel, puisqu'une valeur positive correspond au passage de la phase solide vers la phase vapeur. Le processus inverse, de dépôt solide, est considéré comme une sublimation négative. La somme des deux est appelée sublimation nette<sup>9</sup>.

Ainsi définie, la sublimation de la neige en surface est représentée en mm équivalent eau liquide par an ( $\text{mmEQ.an}^{-1}$ ) sur la figure 2.7a et en tant que fraction de la précipitation solide sur la figure 2.7b. La carte de sublimation est partagée entre des valeurs faiblement négatives dans les terres intérieures (givre de surface) et des valeurs modérément positives sur la bande côtière. Au coeur de l'Antarctique (autour de 3000 m d'altitude), le givre de surface peut représenter jusqu'à 5,5 % de la précipitation totale (figure 2.7b).

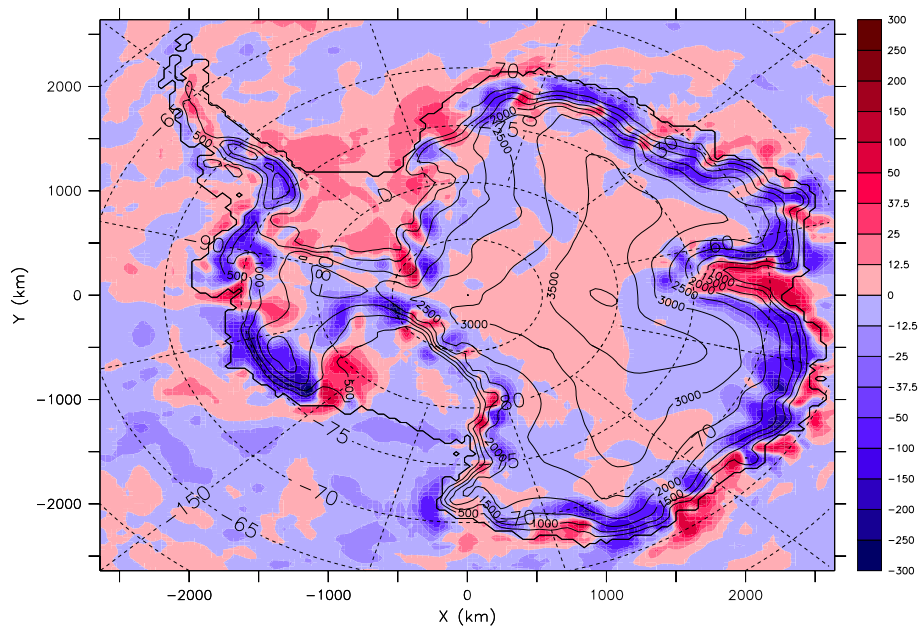
Le contour de sublimation nulle oscille généralement entre des altitudes de 2500 m dans les zones les plus ventées (bassin versant du glacier Lambert) et des altitudes voisines de 500 m sur les plateaux peu élevés (*Coats Land*; *Rockefeller Plateau*). À l'échelle régionale, on peut remarquer que les contours de sublimation ne suivent pas tout à fait la topographie mais qu'ils amplifient crêtes et thalwegs. Cela confirme que la sublimation est plus active à la surface des glaciers de vallée que sur les crêtes qui les bordent, en raison, probablement, de la persistance des vents catabatiques qu'ils canalisent. La sublimation nette est globalement positive sur le continent et représente un peu plus de 3 mm d'eau par an.

### Influence du transport de neige par le vent

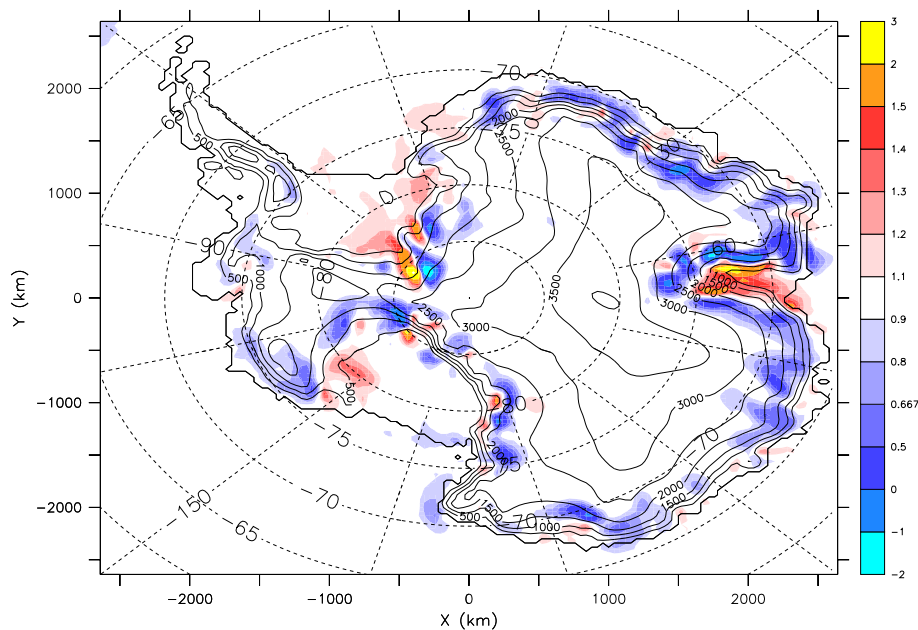
La prise en compte du transport de neige par le vent (non montré) atténue la sublimation sur une large bande côtière, l'effet pouvant atteindre une quinzaine de millimètres

<sup>9</sup> En anglais : *net evaporation*.





{40 km, avec transport de neige} – {40 km, sans transport de neige}



{40 km, avec transport de neige} / {40 km, sans transport de neige}

FIG. 2.5 : Carte représentant l'« **accumulation** » annuelle associée au transport de neige par le vent. Elle a été obtenue par comparaison entre les accumulations issues de deux simulations MAR à 40 km pour la période 1998–2001, l'une avec transport de neige par le vent, l'autre sans. Unités : (a) mm équivalent eau par an ; (b) sans unité.

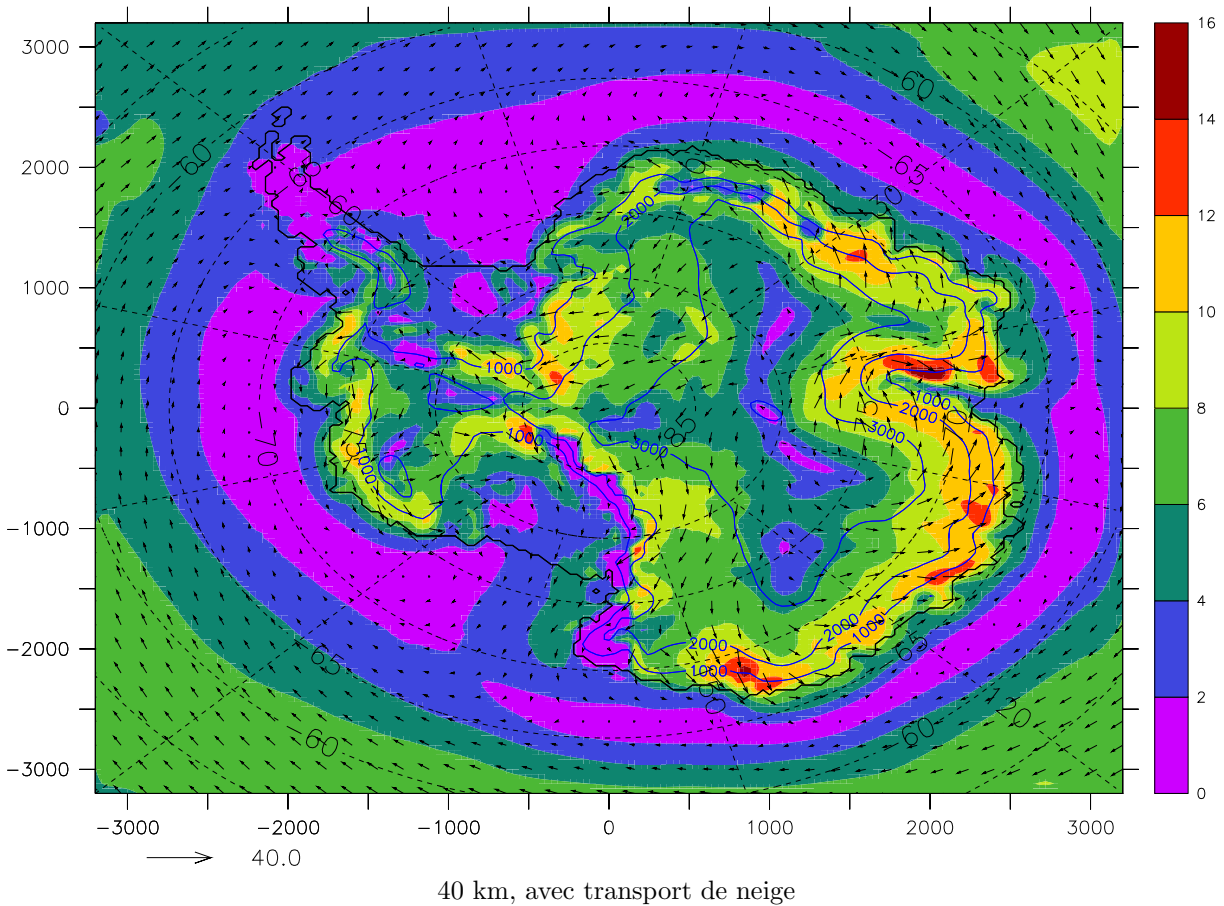


FIG. 2.6 : Carte représentant la composante horizontale du **vent** moyen en surface (1<sup>er</sup> niveau, à environ 10 m). Les vecteurs sont tracés tous les 120 km, par-dessus les contours de la norme du vent. Elle a été obtenue à partir de la simulation MAR à 40 km avec transport de neige par le vent, pour la période 1998–2001. *Unité* :  $m.s^{-1}$ . Le domaine représenté inclut la zone de relaxation.

équivalent eau sur les côtes. La présence de grains de neige en suspension au-dessus de la surface augmente l'humidité de l'air au contact de la neige, si bien que le transfert d'humidité de la neige vers l'air est moins efficace. En revanche, il est à noter que le phénomène de chasse-neige modifie de façon minime la force des vents près de la surface – très légère diminution de la norme du vent moyen à 10 mètres, confirmant les résultats de Gallée *et al.* (2001) – et ne semble donc pas influencer la sublimation par ce biais.

De façon analogue, le dépôt de givre de surface est atténué par le transport de neige d'environ 1,5 mmEQ sur la pointe ouest de la terre Marie Byrd et 1 mmEQ sur les plateaux de la Péninsule. Ainsi, le transport de neige modère la résultante des échanges de vapeur d'eau entre l'air et la neige de surface. À l'échelle du continent, la prise en compte du transport de neige par le vent diminue la sublimation nette globale, puisqu'une valeur de 4,3 mmEQ.an<sup>-1</sup> est obtenue dans la simulation sans transport de neige.

### 2.3.4 Précipitation sous forme liquide

La précipitation sous forme liquide est négligeable sur la quasi-totalité du continent, excepté la façade ouest de la pointe de la péninsule Antarctique (*Graham Land*), où les 386 mm.an<sup>-1</sup> sont localement atteints (*cf.* figure 2.8). Si l'on se réfère aussi aux quantités tombées en mer, on observe un décrochement des contours au passage de la Péninsule, traduisant à la fois un effet de fœhn en aval de l'écoulement et le contraste entre un climat doux à l'ouest et un climat d'influence continentale à l'est. Répartie sur le continent antarctique (*ice shelves* compris), la pluie forme chaque année une lame d'eau de 4,6 mm. À la station de Wilkes (66,3° S, 110,5° E), elle représente 2 % de la précipitation totale. En supposant qu'un événement pluvieux apporte en moyenne la même quantité d'eau qu'un événement neigeux, la valeur obtenue est compatible avec les observations rapportées par King et Turner, 1997, p. 110, comme quoi 2 % des événements de précipitation reportés sont pluvieux.

### 2.3.5 Ruissellement

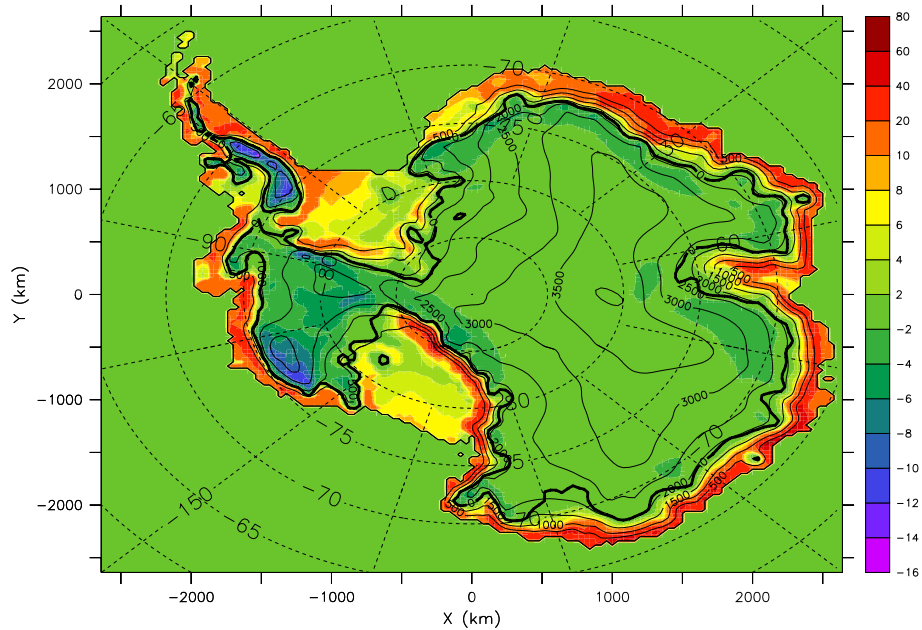
Une fraction des eaux de fonte et de pluie regèle près de la surface au cours de sa percolation dans le manteau neigeux froid. Le volume d'eau résiduel forme ce que l'on appelle le ruissellement<sup>10</sup>. La figure 2.9a présente le ruissellement simulé avec le MAR, en mm d'eau liquide. Les valeurs sont surestimées (jusque 3,7 m d'eau annuels dans les îles Shetland du Sud<sup>11</sup>), occasionnant par endroits des bilans de masse en surface fortement négatifs, comme par exemple sur le *Larsen ice shelf* (figure 2.10b). Bien que locales, de si fortes valeurs d'ablation provoquent une diminution du bilan de masse en surface total de la calotte (*ice shelves* compris) d'une vingtaine de pour cent (37,6 mm.an<sup>-1</sup>, *cf.* tableau 2.4).

Ce comportement peu réaliste du modèle a été corrigé dans sa nouvelle version (en cours de calibration) qui tient compte de la distance zénithale du Soleil dans le calcul de l'albédo de la neige. On comprend en effet que plus l'angle d'incidence du rayon solaire est rasant, et moins nombreuses sont les réfractions nécessaires pour faire ressortir le rayon du manteau neigeux. En sous-estimant l'albédo de la neige, la version du modèle que nous avons utilisée pour cette étude surestime la fonte estivale.

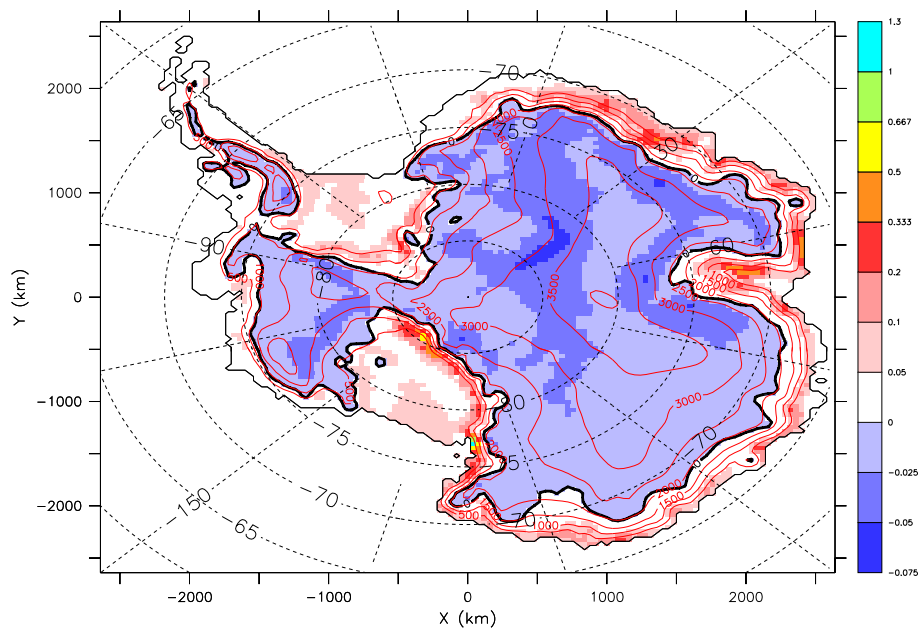
Nous avons donc choisi de ne pas tenir compte du ruissellement dans le calcul du bilan de masse en surface. Nous présentons, en figure 2.9b, une carte du ruissellement tel qu'il est simulé dans la version du modèle en cours de développement. Intégrée sur la calotte,

<sup>10</sup> En anglais : *runoff*.

<sup>11</sup> *South Shetland Islands*.



(a) 40 km, avec transport de neige



(b) 40 km, avec transport de neige

FIG. 2.7 : Carte représentant la **sublimation** annuelle sur le continent antarctique. *Unités* : (a) mm équivalent eau par an ; (b) fraction de la précipitation solide. Les champs de sublimation (resp. de précipitation solide) sont issus d'une simulation MAR à 40 km de résolution avec (resp. sans) transport de neige par le vent, pour la période 1998–2001. Les valeurs positives correspondent à une perte de masse pour le manteau neigeux. Le contour de sublimation nulle est représenté en gras.

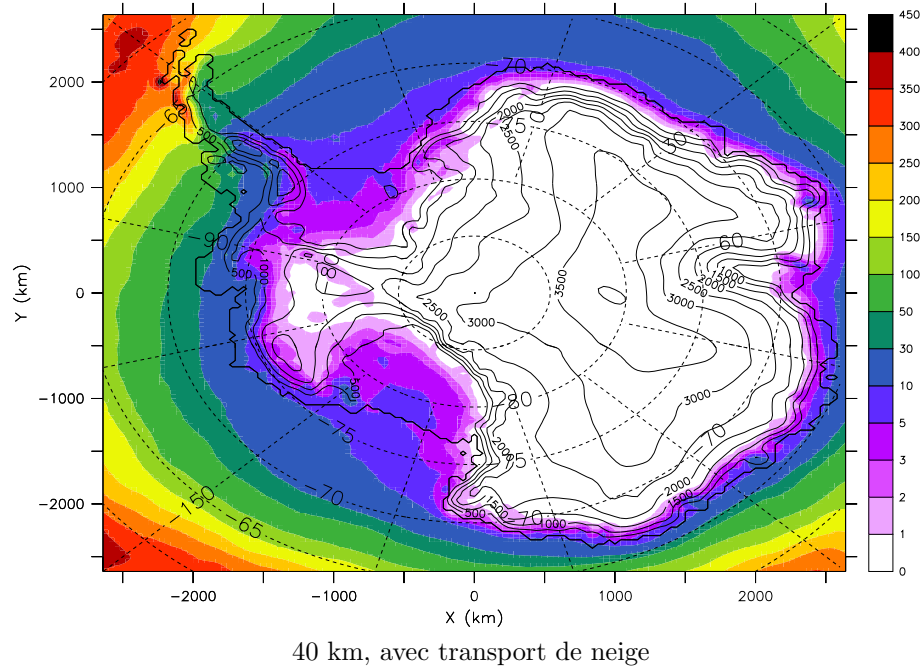


FIG. 2.8 : Moyenne annuelle de la **précipitation liquide** pour la période 1998–2001, en  $mm.an^{-1}$ , pour une simulation MAR à 40 km avec transport de neige.

l'ablation associée au ruissellement correspond à une lame d'eau moyenne de 16,2 mm par an. Il est toutefois intéressant de voir que le ruissellement reste supérieur à un mètre sur les *ice shelves* du nord de la Péninsule. De fait, si, dans l'expression du bilan de masse en surface, on remplace l'ancien ruissellement par celui-ci, on s'aperçoit que la plate-forme de glace de Larsen est une zone d'ablation au nord de 67° S (figure 2.10c). En particulier, les sections A et B, respectivement désintégrées en janvier 1995 et février/mars 2002, se voient attribuer un bilan de masse en surface de l'ordre de  $-900 kg.m^{-2}.an^{-1}$ .

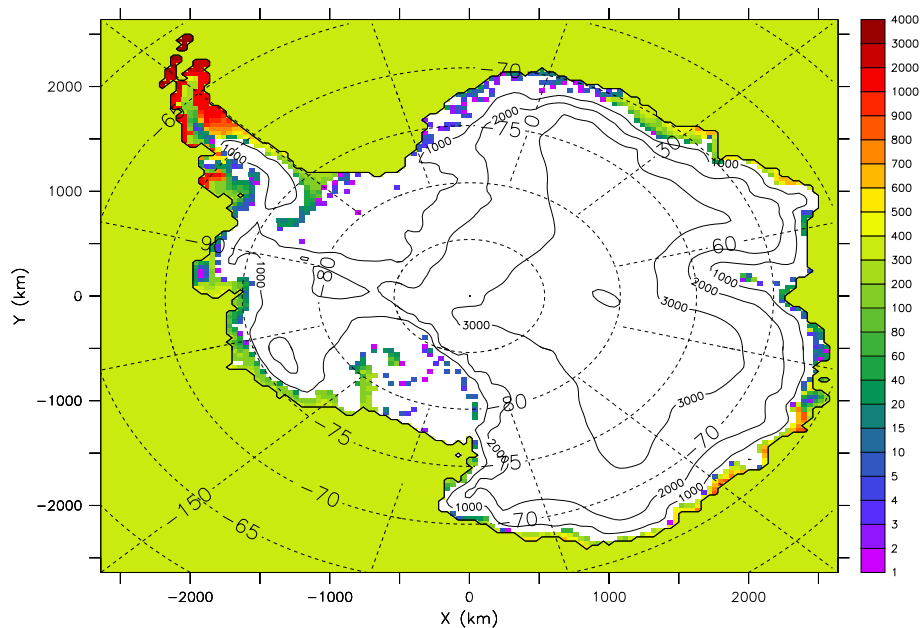
Cette étude aura permis de montrer que la paramétrisation de l'albédo possède un fort impact sur la fonte dans les régions polaires. La plupart des modèles de climat actuels ne tiennent pas compte de la distance zénithale et délivrent pourtant des valeurs de fonte raisonnables. Il est donc possible qu'ait lieu une compensation d'erreur dans les modèles en question, avec par exemple une sous-estimation du flux solaire descendant.

### 2.3.6 Bilan de masse en surface : définition

On définit ici le bilan de masse en surface comme étant la somme, intégrée sur la période, des précipitations solide et liquide et de la résultante des phénomènes antagonistes de dépôt / érosion de neige par le vent, diminuée de la sublimation en surface et du ruissellement :

$$\text{Bilan de masse en surface} \equiv BMS = \int_0^t P_s + P_l + (D - E) - Su - R d\tau$$

En anglais, cette quantité est appelée *surface mass balance*, bien que l'on trouve parfois la redondance *net surface mass balance* (Vaughan *et al.*, 1999). Elle s'exprime indifféremment en mm équivalent eau par an ou en  $kg.m^{-2}.an^{-1}$ . Intégrée sur la calotte à l'exclusion des plates-formes de glaces flottantes (*ice shelves*), elle détermine la contribution de l'An-



(a) 40 km, avec transport de neige, années 1998–2001

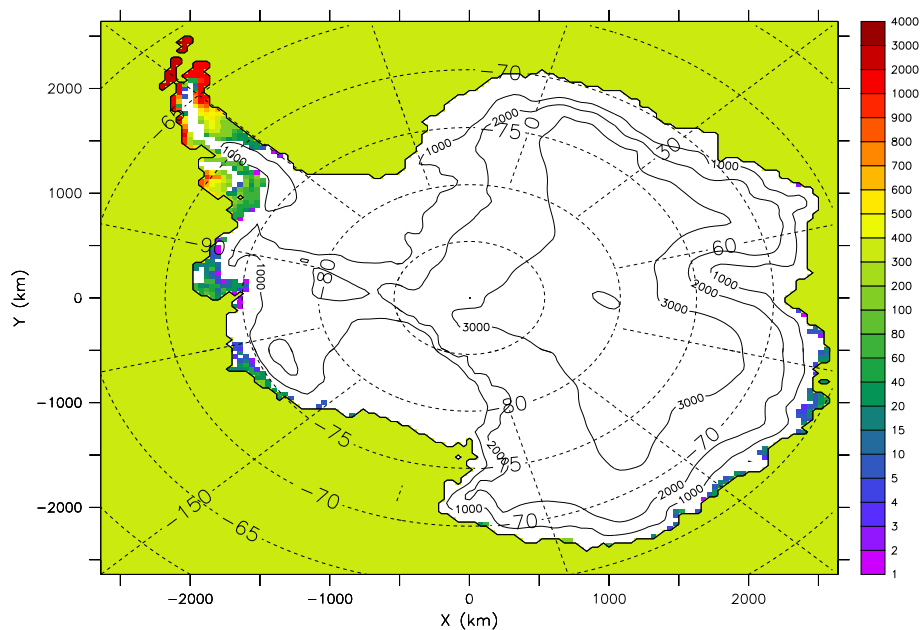
(b) 40 km, avec transport de neige et **albédo modifié**, années 1980–1982

FIG. 2.9 : Cartes représentant le **ruissellement** annuel sur le continent antarctique. Elles ont été obtenues à partir de simulations MAR à 40 km de résolution avec transport de neige par le vent. La sous-figure (b) montre l'apport de la paramétrisation de l'albédo en fonction de la distance zénithale. *Unité : mm équivalent eau par an.*

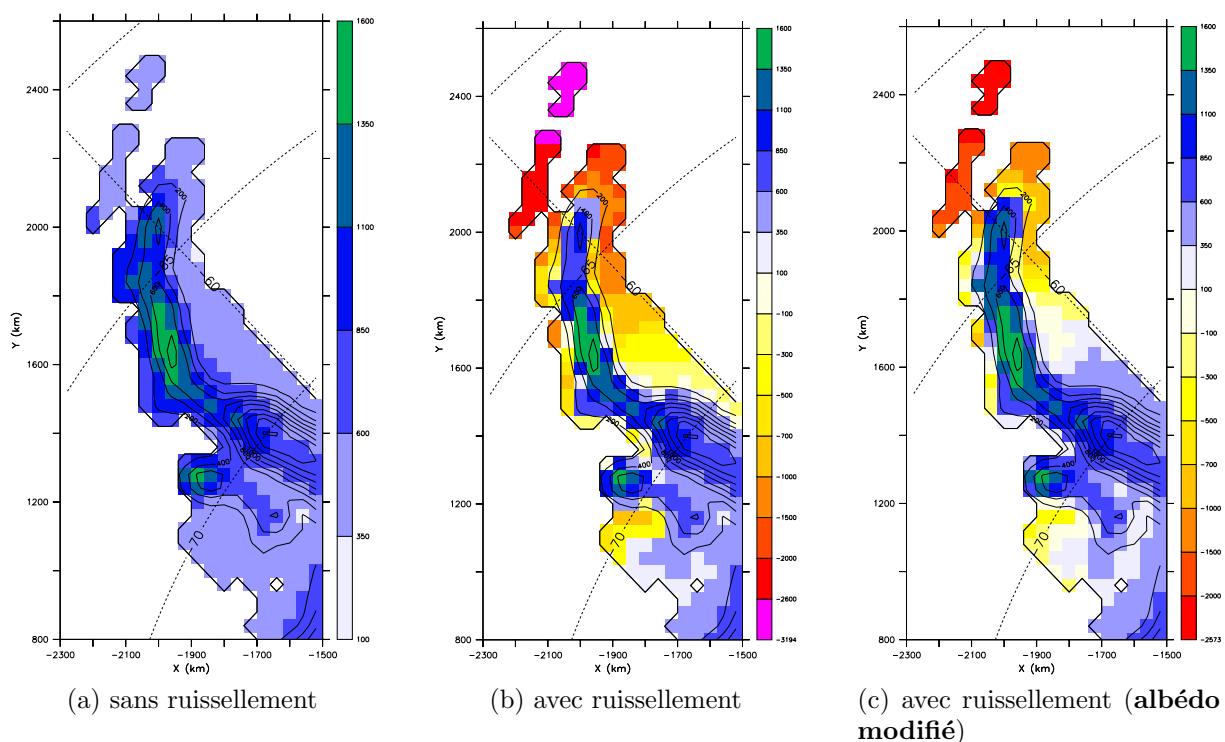


FIG. 2.10 : **Bilan de masse en surface** pour la Péninsule (*mm équivalent eau par an*). Ces cartes ont été obtenues à partir de simulations MAR à 40 km de résolution avec transport de neige par le vent. La sous-figure (c) montre l'apport de la paramétrisation de l'albédo en fonction de la distance zénithale. Les échelles de couleur sont compatibles entre elles. L'équidistance des courbes de niveau est de 200 m.

tarctique au niveau moyen des mers. Par la suite, nous emploierons indifféremment les termes « bilan de masse en surface » et « accumulation nette ».

Pour les raisons évoquées dans la sous-section 2.3.5, nous avons choisi d'éliminer le ruissellement de l'expression du bilan de masse en surface. Cela ne perturbera pas la discussion des cartes présentées ci-après car les effets du ruissellement ne sont importants que sur les côtes et *ice shelves* de la Péninsule, zones que nous écarterons de notre discussion.

### 2.3.7 Bilan non intégré

Nous présentons sur la figure 2.12 le bilan de masse en surface simulé par le modèle MAR. La carte de Vaughan *et al.*, 1999 (abrégé par la suite V99) sert de référence principale pour la comparaison. Elle est le fruit d'un double travail de compilation, à partir de 1800 observations de terrain, et d'interpolation, à l'aide de données satellites. Le jeu de données dont nous avons disposé est un échantillon de résolution de  $1^\circ \times 1^\circ$  (coordonnées géographiques). Il est introduit par la figure 2.11a, en projection stéréographique polaire. L'espacement des points de grille est de 111 km dans la direction N–S et de 0 à 54 km dans la direction E–W, pour des latitudes allant de  $90^\circ$  S et  $61^\circ$  S. Pour faciliter les comparaisons avec le MAR, le champ de données a été retranscrit sur sa propre grille, de résolution 40 km (figure 2.13). La précision reste anisotrope et, en particulier, inférieure à la résolution le long d'un parallèle. La carte de V99 constitue toutefois un élément de comparaison à l'échelle régionale.

La figure 2.14 établit une comparaison détaillée entre MAR et Vaughan *et al.*. Nous remarquons, tout d'abord, qu'aucun biais systématique n'apparaît quant à des paramètres tels que la distance à la côte ou l'altitude. Ainsi, au coeur de l'Antarctique, le MAR simule une accumulation en bon accord avec les données, de même que le long du méridien  $90^\circ$  E (ou  $90^\circ$  W) ou de la traverse Dumont d'Urville — Dôme C. Notons que de nombreuses mesures effectuées sur cette dernière ont été intégrées dans les travaux de Vaughan *et al.*

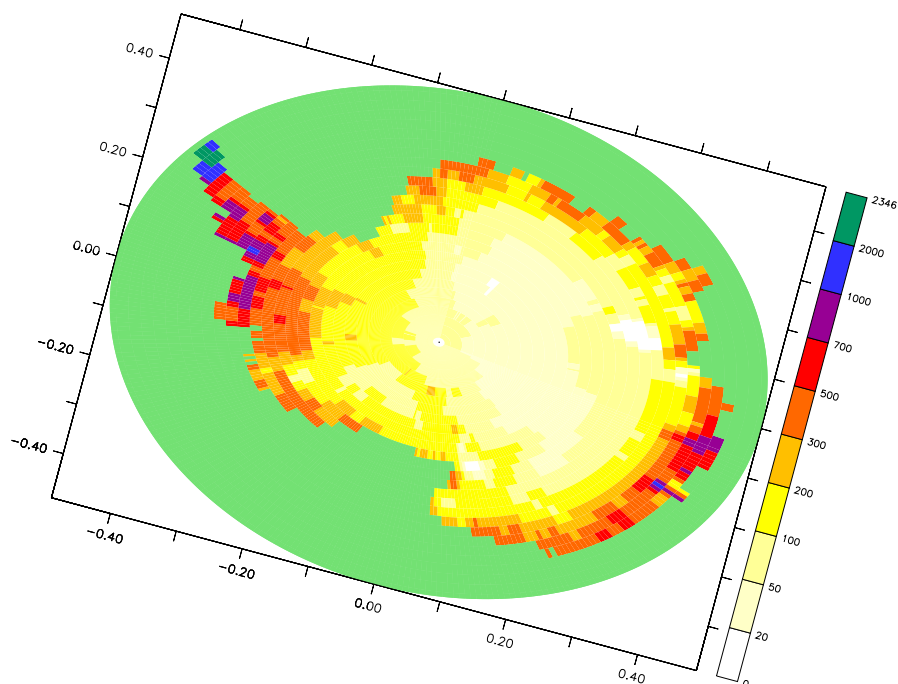
En revanche, un certain nombre de biais régionaux marqués apparaissent, avec un bilan de masse en surface plus élevé pour le modèle en terre Marie Byrd, sur les montagnes de la Péninsule, à l'est de la terre de Oates (cap Adare), au SE de la station Davis<sup>12</sup> et sur le glacier Lambert – ou plus faible, comme sur un axe reliant Vostok à la terre de Oates, sur l'île Alexandre-I<sup>er</sup><sup>13</sup>, en terre d'Edith Ronne et sur le flanc NW d'une crête remontant de la plate-forme glaciaire de Shackleton. Or, à l'exception partielle du glacier Lambert, il se trouve que le MAR partage ces mêmes biais à la fois avec le modèle régional RACMO2/ANT (van de Berg *et al.*, 2006) et avec le modèle de circulation générale LMDZ (Krinner *et al.*, 2006, simulation O20), ce qui est assez troublant. Les échelles de couleur des figures 2.11 et 2.14 ont été empruntées à la figure 8a de van de Berg *et al.* (2006), afin de faciliter la comparaison. Ci-dessous, nous nous intéressons plus en détail à quelques uns de ces biais.

**Flanc Ouest de la côte de Knox ( $100 - 105^\circ$  E)** La compilation de Vaughan *et al.* ne différencie pas les pentes au vent des pentes sous le vent dans la région de la côte de Knox, comme elle le fait pourtant près des côtes de la terre d'Enderby. La structure de l'accumulation simulée par la MAR en amont de la plate-forme de Shackleton est en revanche qualitativement très proche de celle obtenue par van den Broeke *et al.* (2006) à l'aide de RACMO2/ANT calibré par 1900 observations *in situ*. Étant donné l'absence de

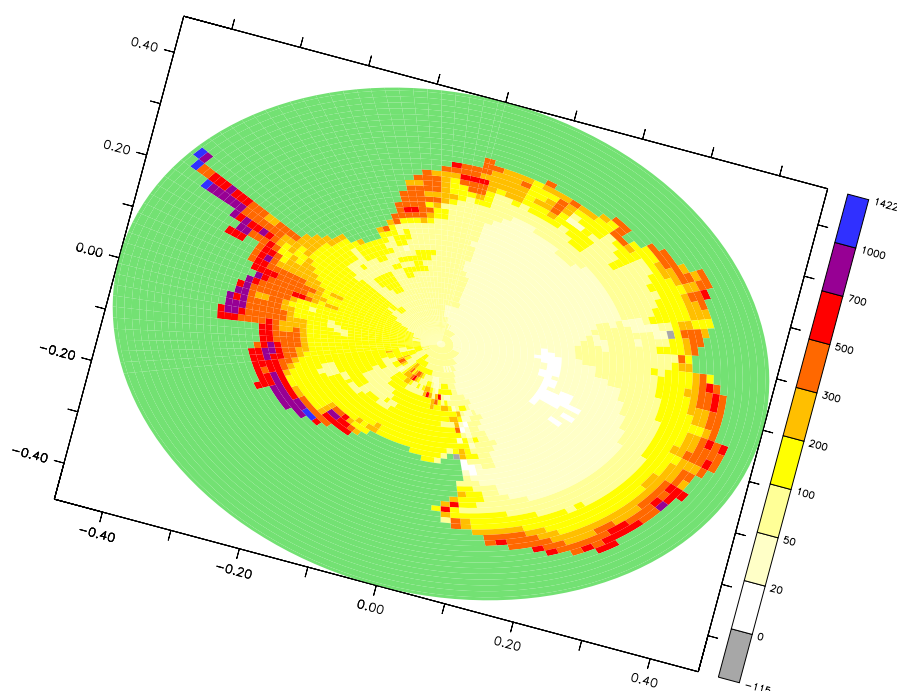
<sup>12</sup> Côte d'Ingrid Christensen.

<sup>13</sup> Appelée aussi île ou terre Alexandre.





(a) V99 ( $1^\circ \times 1^\circ$ )



(b) LMDZ ( $2,5^\circ \times \approx 0,55^\circ$ )

FIG. 2.11 : Cartes climatologiques du **bilan de masse en surface** en projection stéréographique polaire. (a) Vaughan *et al.* (1999) ; (b) modèle LMDZ (simulation O20, période 1981–2000, Krinner *et al.*, soumis). Unités : *mm équivalent eau par an*. La couleur vert clair est utilisée pour distinguer le continent de l’océan par effet de contraste. Une rotation de  $15^\circ$  a été opérée pour faciliter la comparaison avec les résultats du MAR. L’échelle de couleurs est tirée de la figure 8a de van de Berg *et al.* (2006), pour faciliter les comparaisons.

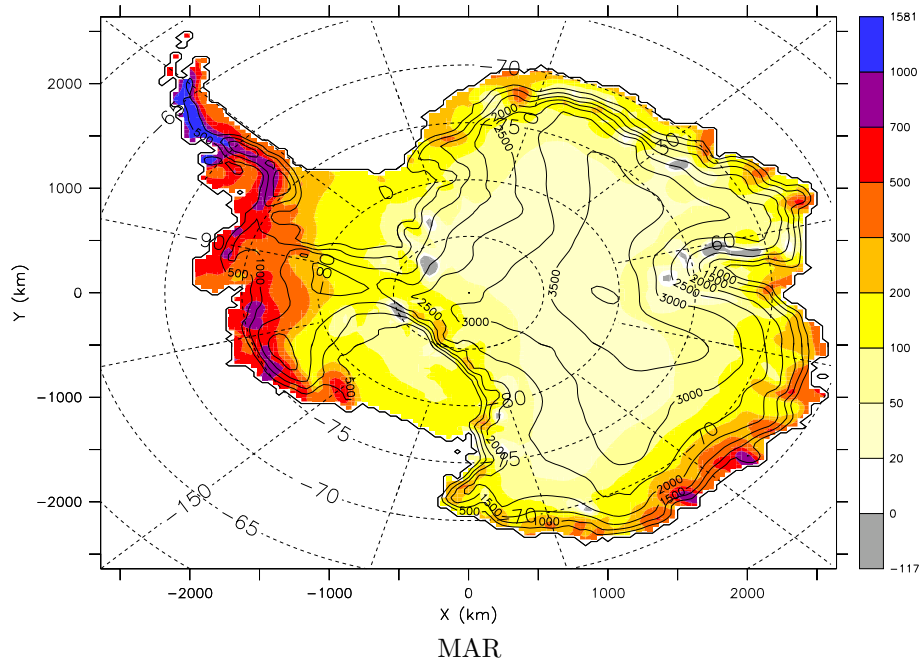


FIG. 2.12 : Carte climatologique du **bilan de masse en surface** privé du ruissellement, simulé par le modèle MAR, à la résolution 40 km et avec le transport de neige par le vent. *Unités : mm équivalent eau par an.*

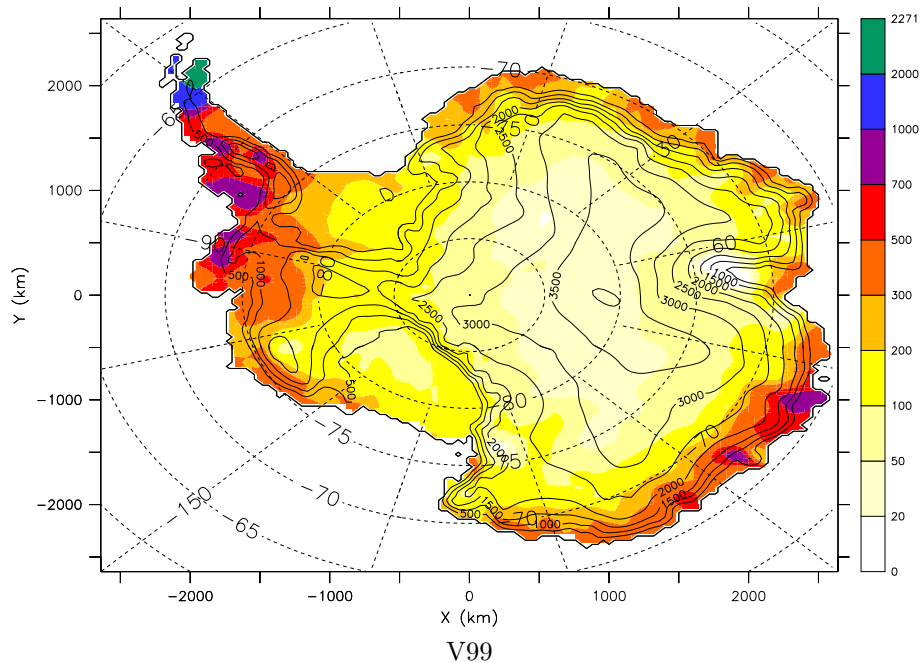


FIG. 2.13 : Carte climatologique du **bilan de masse en surface** issu de la compilation de Vaughan *et al.* (1999) et interpolé sur une grille régulière de résolution 40 km. Le fond de carte est celui du MAR à la résolution de 40 km. *Unités : mm équivalent eau par an.* L'échelle de couleurs est tirée de la figure 8a de van de Berg *et al.* (2006), pour faciliter les comparaisons.

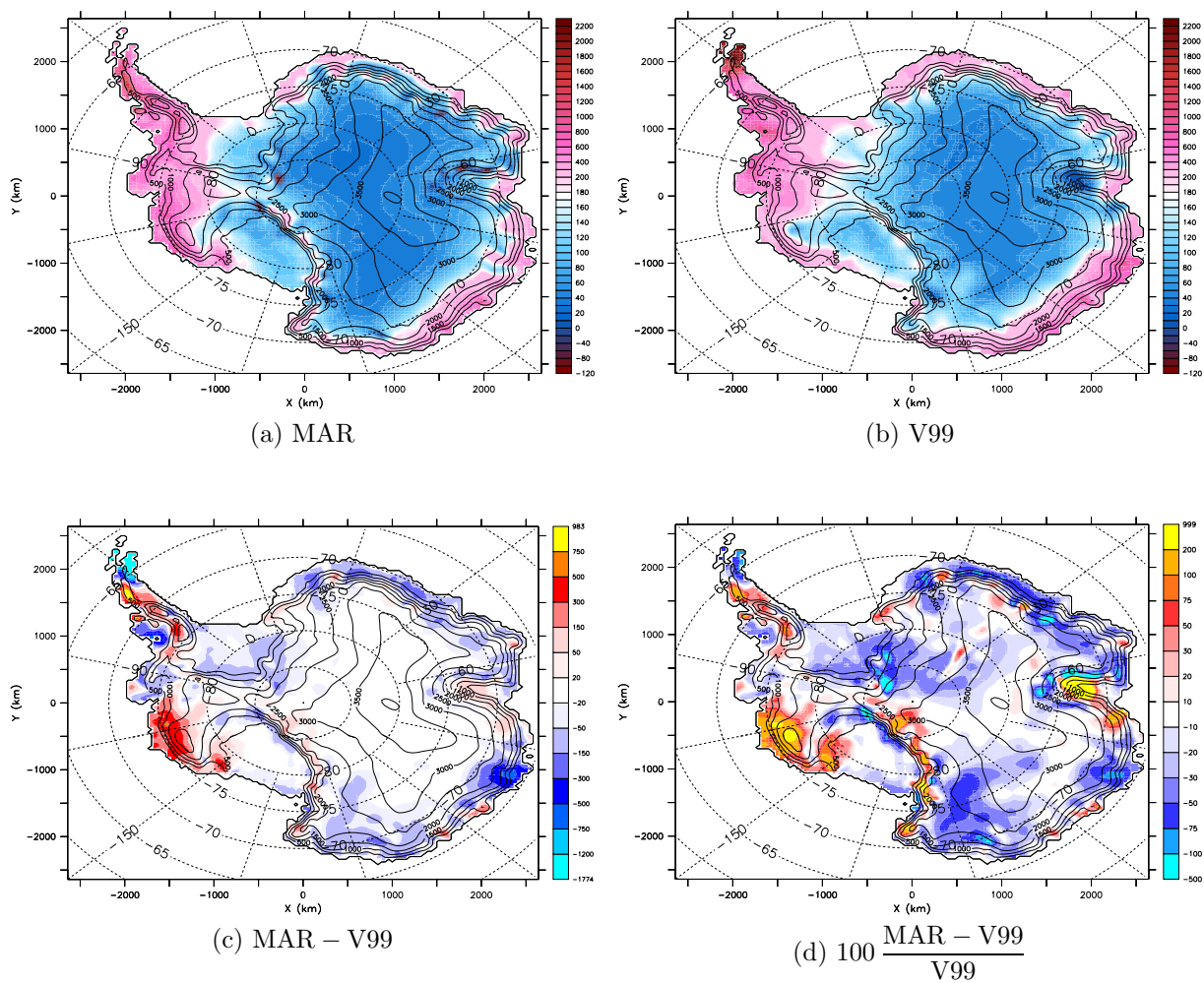


FIG. 2.14 : Cartes du **bilan de masse en surface** simulé par le MAR (40 km, avec transport de neige, 1998–2001, ruissellement exclu) et comparaison avec Vaughan *et al.* (1999). Unités : (a,b,c) mm équivalent eau par an ; (d) %. Les pourcentages (d) ont été arbitrairement tronqués à 999.

mesures sous l'altitude de 2500 m, il pourrait être judicieux de planifier un raid le long d'un axe nord-sud allant de la plate-forme glaciaire à l'altitude de 2000 m. Toutefois, il est remarquable de voir qu'à partir du même jeu de données *in situ* que Vaughan *et al.* (1999), Arthern *et al.*, 2006 (*cf.* figure 2.15, ci-après) ont obtenu des résultats en bien meilleur accord avec les modèles sur cette région. Ainsi, l'amélioration d'une part du champ servant à l'interpolation et d'autre part des techniques d'interpolation a permis, seule, de conforter l'accord entre les modèles et les observations.

### Région de la station de Davis (au SW de la plate-forme glaciaire de l'Ouest)

Le MAR, LMDZ et RACMO2/ANT présentent, en comparaison avec Vaughan *et al.*, un biais humide en amont de la station de Davis. Ce biais est en fait partagé par de nombreux GCMs (Genthon et Krinner, 2001). Il est lié au positionnement du gradient d'accumulation entre le glacier Lambert, au sud-ouest, et la côte de Guillaume II, à l'est. Il se trouve que peu d'observations de terrain existaient au moment où la carte de Vaughan *et al.* a été établie. Des données plus récentes, utilisées par van de Berg *et al.* (2006) (leurs figures 6c et 6e), suggèrent que l'accumulation aurait été sous-estimée. Par ailleurs, les travaux de Arthern *et al.* (2006) réévaluent l'accumulation annuelle d'au moins 100 mm d'eau par rapport à Vaughan *et al.* (1999), ce qui assure un meilleur accord avec les modèles.

**Plate-forme glaciaire d'Amery et glacier Lambert** Dans la partie sud de la plate-forme d'Amery (*i.e.*, à l'intérieur du parallèle 70° S) ainsi que sur le glacier Lambert (précisément : sous le contour 2000 m), le MAR produit une accumulation plus forte que ce que laisse penser la carte de Vaughan *et al.*. Le modèle LMDZ suit le MAR dans cette région (Krinner *et al.*, 2006), à l'instar de nombreux GCMs (Genthon et Krinner, 2001). Le fait qu'Arthern *et al.* (2006) aient obtenu une accumulation plus forte que Vaughan *et al.* (1999) semble donner raison à ces modèles. L'inverse serait surprenant, puisque les GCMs sont encore incapables de simuler le processus de chasse-neige, lequel conduirait à une augmentation de l'accumulation sur la plate-forme glaciaire d'Amery (figure 2.5).

**À l'Est de la terre de Oates** Un autre biais systématique relevé par Genthon et Krinner (2001) est présent dans le modèle MAR : une plus forte accumulation dans la région du cap Adare. Depuis la réactualisation des travaux de Vaughan *et al.* (1999) par Arthern *et al.* (2006), MAR surestime maintenant très légèrement l'accumulation nette à l'est de la terre de Oates.

**Terre Marie Byrd** Concernant la terre Marie Byrd, le modèle MAR simule une accumulation nette plus élevée que Vaughan *et al.* (1999), avec un excès dépassant 500 mm par an le long de la courbe de niveau 1500 m. Genthon et Krinner (2001) ont montré qu'il s'agissait d'un biais commun à de nombreux GCMs et ont suggéré que l'extrapolation à la zone côtière de mesures réalisées loin de la côte avait pu conduire à une sous-estimation de l'accumulation en zone côtière. Plus récemment, van den Broeke *et al.* (2006) ont obtenu des valeurs dépassant d'un mètre celles de Vaughan *et al.* (1999) et émis des doutes sur l'exactitude des mesures mêmes qui ont servi à l'extrapolation. Après les travaux de Arthern *et al.* (2006) qui ont remodelé la carte d'accumulation proposée par Vaughan *et al.* (1999) en terre Marie Byrd, modèles et observations ne sont toujours pas en accord. Certains modèles proposent en effet des valeurs nettement supérieures, et nous nous associons à van den Broeke *et al.* pour encourager la réalisation de nouvelles mesures en terre Marie Byrd. À cette région nous associons le cap Colbeck, pour lequel MAR, LMDZ

et RACMO2/ANT ont tout trois tendance à percevoir une accumulation plus élevée que proposé dans la compilation d'Arthern *et al.* (2006) ( $\approx +500$  mmEQ pour le MAR). Le fait qu'aucune campagne de terrain n'ait encore été conduite sur ce relief côtier isolé a pu induire en erreur toutes les tentatives de cartographie du bilan de masse en surface menées sur la base d'observations *in situ*.

**À l'est de Dôme C** À l'aplomb du bassin sous-glaciaire de Wilkes, du moins dans sa moitié est, le MAR sous-estime l'accumulation d'une valeur qui dépasse localement 60 % de l'accumulation calculée par Arthern *et al.* (2006). Cela ne représente guère plus de 100 mmEQ mais le déficit s'étend sur près de  $10^6$  km<sup>2</sup>. Les sorties de RACMO2/ANT calibrées par des observations (van de Berg *et al.*, 2006) suivent le MAR de façon très étonnante (comparer leur figure 9c avec notre figure 2.14d). Krinner *et al.*, 2006, à l'aide de LMDZ, ont eux aussi obtenu un fort biais sec (leur figure 4b ; notre figure 2.11) vis-à-vis de Vaughan *et al.*, mais ont montré que certaines observations contredisaient de façon radicale les valeurs de V99 (comparer leurs figures 6a et 6c à 77° S – 145° E).

**Île Alexandre-I<sup>er</sup>** Sur l'île Alexandre-I<sup>er</sup>, l'accumulation obtenue par le MAR est nettement plus faible que dans V99 (plusieurs centaines de millimètres d'eau par an, sans même tenir compte du ruissellement). L'accord est meilleur avec Arthern *et al.* (2006), qui présente des valeurs plus faibles que V99 sur les côtes donnant sur la mer de Bellingshausen. LMDZ et RACMO2/ANT confirment le fait que l'accumulation en terre Alexandre a pu être surestimée par V99.

**Terre d'Edith Ronne** Sur les pentes S et E dominant la plate-forme glaciaire de Filchner-Ronne, le MAR sous-estime l'accumulation d'une centaine de millimètres par an par rapport aux compilations établies sur la base d'observations. Il partage partiellement ce biais avec RACMO2/ANT tandis que LMDZ est en meilleur accord avec les compilations. La structure spatiale du biais (figure 2.15b) semble très influencée par le transport de neige par le vent (figure 2.5).

**Conclusion** En étudiant les biais systématiques dans le comportement des GCMs, Genthon et Krinner (2001) avaient conclu à de possibles erreurs d'interpolation dans la compilation de Vaughan *et al.* (1999). Les modèles sophistiqués d'aujourd'hui répètent encore la plupart de ces biais. La parution d'une nouvelle compilation, établie sur la base des mêmes observations que Vaughan *et al.* (1999) mais avec une interpolation différente, corrige un certain nombre de ces biais, qui seront désormais attribués à la précédente compilation. Les modèles et observations semblent maintenant converger en de nombreuses régions, notamment de l'Antarctique de l'Est. Toutefois, il est important que de nouvelles mesures viennent confirmer, et affiner, ces corrections. Par ailleurs, l'Antarctique de l'Ouest reste le lieu de discordes majeures entre les jeux de données, qu'ils soient issus de modèles et/ou d'observations. Étant donné que les accumulations les plus fortes de l'Antarctique y sont répertoriées, et au vu de certains événements récents inquiétants (désintégration des sections A et B de la plate-forme glaciaire de Larsen, accélération des glaciers de l'île des Pins<sup>14</sup> et de Thwaites), l'estimation du bilan de masse en surface de cette région constitue plus que jamais un enjeu majeur pour la recherche polaire dans un contexte d'élévation du niveau des mers.

---

<sup>14</sup> En anglais : *Pine Island Glacier*.

Concernant le bilan de masse en surface calculé par le MAR, nous pouvons conclure qu'il reproduit assez fidèlement les caractéristiques régionales du bilan de masse antarctique et que son ruissellement sera amélioré dans la prochaine version du modèle. Ces résultats ont été obtenus à partir d'une simulation de seulement quatre années, forcée par les conditions aux limites des années en question (réanalyses). Par conséquent, dans les régions sous forte influence océanique, comme l'Antarctique de l'Ouest, l'accumulation nette obtenue peut être entaché de variabilité océanique. En effet, la fraction de glace de mer et les températures des eaux à la surface de l'océan libre possèdent un impact considérable sur le bilan de masse en surface à travers les températures près de la surface et le champ de pression au niveau de la mer (Krinner *et al.*, soumis). Le climat de la région antarctique est en partie gouverné par l'indice d'oscillation australe (SOI pour *Southern Oscillation Index*). Fortement négatif durant les quatre premiers mois de 1998, il devient modérément positif jusqu'en avril 2001 avant de repasser légèrement négatif<sup>15</sup>. 1998 et 2001 ont un indice bien équilibré sur l'année (respectivement  $-1,08$  et  $0,53$ ) tandis que les années 1999 et 2000 sont clairement positives (respectivement  $7,95$  et  $7,80$ ). Un indice positif tend à assécher le secteur  $75^{\circ} - 90^{\circ} \text{S}$ ,  $120^{\circ} \text{W} - 180^{\circ}$  (partie occidentale de la terre Marie Byrd) et rehausserait les précipitations en terre de Wilkes ainsi que dans la région de la plate-forme glaciaire d'Amery (Guo *et al.*, 2004). De telles considérations ne sauraient expliquer les écarts par rapport à V99, puisque les biais ne reflètent généralement pas le signal associé à une SOI positive.

## 2.3.8 Bilan intégré sur la calotte et contribution au niveau moyen des mers

### 2.3.8.1 Méthodologie

**Comparaison avec Vaughan *et al.* (1999)** Les auteurs de la compilation à laquelle nous faisons ici référence ont calculé une climatologie du bilan de masse en surface moyennée sur la surface de la calotte. Suivant le domaine spatial d'intégration choisi, ils ont obtenu deux valeurs : une première, relative aux seules glaces posées<sup>16</sup>, et une seconde pour l'ensemble des glaces d'origine continentale, posées et flottantes. Ces dernières sont constituées des plates-formes de glaces flottantes<sup>17</sup>, dont l'épaisseur les contraint parfois à s'appuyer sur des bas-fonds, formant des reliefs arrondis<sup>18</sup> à la surface du *shelf*.

Il est tentant de vouloir comparer le bilan de masse en surface du MAR avec de telles références. Malheureusement, cet exercice demande des précautions. En effet, les projections sont généralement différentes, si bien que les surfaces projetées peuvent différer de leurs antécédents sur la sphère (cas des transformations non équivalentes). Or, pour chiffrer la contribution de l'Antarctique au niveau moyen des mers, et par là même rendre possible la comparaison avec d'autres travaux, il est essentiel de pondérer chaque valeur de bilan de masse par la surface *réelle* du point de grille correspondant. D'autre part, les topographies utilisées ne coïncident pas forcément partout, entraînant des incohérences dans la position du trait de côte ou dans la délimitation des plates-formes de glace flottante. Le simple fait de discrétiser l'espace, et l'utilisation de résolutions différentes entre les jeux de données, compliquent encore le protocole.

---

<sup>15</sup> Source : <http://www.bom.gov.au/climate/current/soihtm1.shtml>. La SOI est ici définie dans les termes de l'*Australian Bureau of Meteorology*.

<sup>16</sup> En anglais : *grounded ice sheet*.

<sup>17</sup> En anglais : *ice shelves*.

<sup>18</sup> En anglais : *ice rises*.

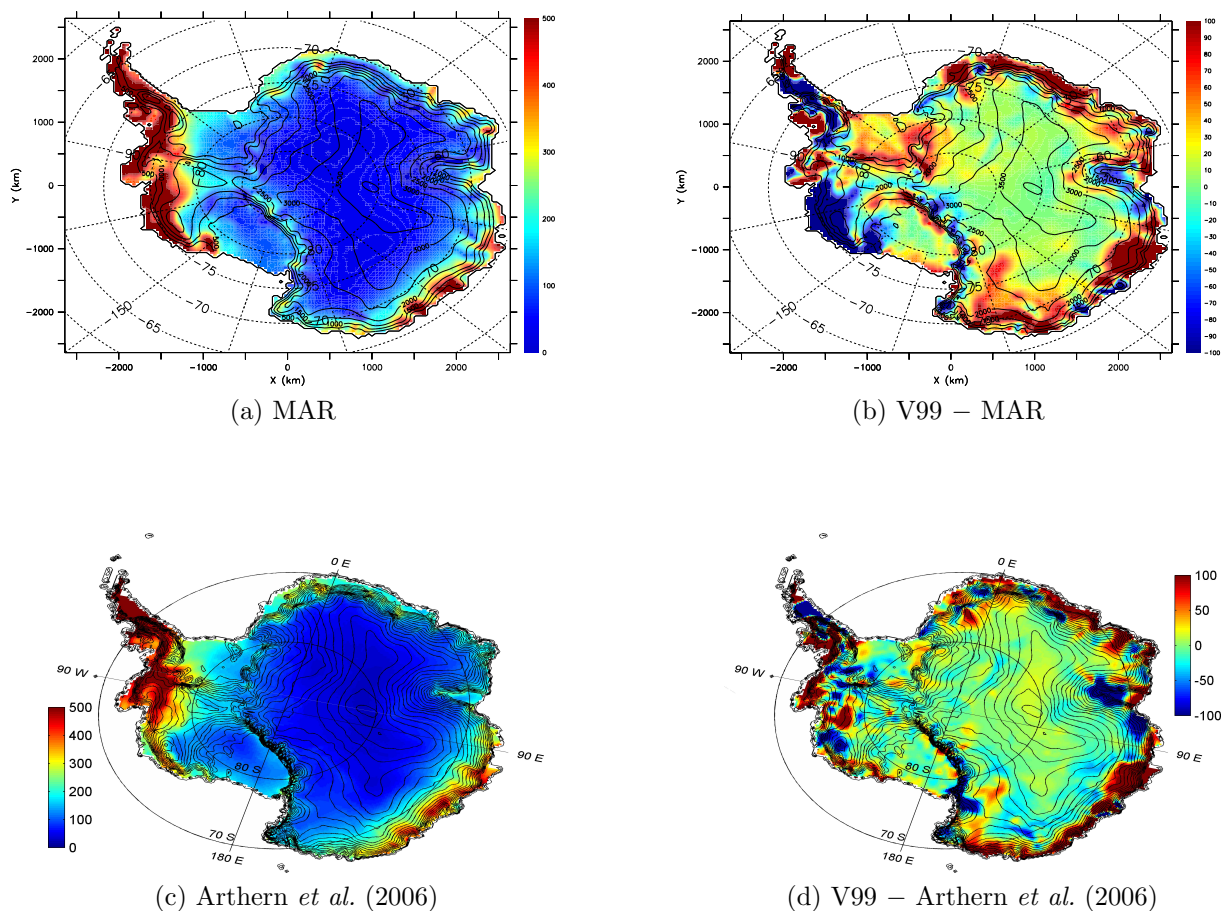


FIG. 2.15 : **Bilan de masse en surface** (*mm équivalent eau par an*) : comparaison MAR (40 km, avec transport de neige, 1998–2001, ruissellement exclu) – Arthern *et al.* (2006) à travers leurs différences respectives avec Vaughan *et al.*, 1999 (abrégé V99). (b) : ne sont retenus que les points de grille situés à la fois sur l’inlandis du MAR et sur celui de V99. (c-d) : adapté de Arthern *et al.* (2006), figures 4 et 5. (a-b) : les valeurs sont tronquées comme dans la publication.

Pour illustrer l'intérêt d'un bon positionnement du trait de côte, considérons le cas idéalisé d'un bilan de masse en surface homogène sur toute la surface de l'Antarctique, et dont la valeur serait la lame d'eau  $H$ . Après intégration sur deux surfaces de tailles  $S_1$  et  $S_2$ , nous obtenons deux volumes d'eau,  $HS_1$  et  $HS_2$ , qui présentent entre eux un rapport proportionnel à celui des surfaces. L'erreur commise, déjà inacceptable dans ce cas simpliste, est en réalité bien plus grande du fait de l'inhomogénéité du bilan de masse en surface antarctique, dont les plus fortes valeurs sont, justement, confinées sur la périphérie.

Nous avons donc comparé les bilans de masse en surface intégrés du MAR et de Vaughan *et al.* sur la grille du MAR et en ne tenant compte que des points de grille déclarés continentaux dans les deux bases de données.

### Contribution au niveau moyen des mers

**Élimination des glaces flottantes** Tout comme le glaçon d'Archimède, le bilan de masse en surface des zones flottantes contribue nullement au niveau moyen des mers. Ces plates-formes de glace se situent dans des régions côtières à forte accumulation (Getz, Shackleton) ou se déploient sur de vastes étendues (Ross, Filchner-Ronne), c'est pourquoi il est important de ne pas tenir compte de leur contribution dans le calcul du bilan de masse intégré de la calotte glaciaire antarctique. La position de la ligne d'échouage, séparant les glaces posées des glaces flottantes, peut être déterminée facilement si l'on connaît, en tous points de la grille, l'épaisseur de glace et les altitudes de la surface et du socle. Le masque de glace posée qui nous a été fourni par Catherine Ritz (LGGE), à la résolution de 5 km, a été obtenu de cette manière. Concrètement, la glace est considérée flottante si son épaisseur n'atteint pas la hauteur comprise entre sa surface et le socle rocheux sous-jacent (l'espace vacant étant alors comblé par l'eau) :

$$masque \equiv \begin{cases} 0 & \text{(glace flottante)} & \text{si } z_{\text{surface}} - z_{\text{socle}} > h_{\text{glace}} \\ 1 & \text{(glace posée)} & \text{si } z_{\text{surface}} - z_{\text{socle}} \leq h_{\text{glace}} \quad (\text{égalité attendue}) \end{cases}$$

**Cas des régions déglacées** D'après Vaughan *et al.* (1999), qui cite une étude du *British Antarctic Survey* (2003), les zones déglacées représentent une surface de 48 000 km<sup>2</sup>. Cela correspond à l'équivalent de 30 points de la grille à 40 km. Lorsqu'on interpole des mesures de terrain espacées, il est judicieux de ne pas compter les zones de rochers dans le calcul du bilan de masse en surface intégré. En revanche, cette correction n'a pas lieu d'être quand on utilise des résultats de modèle, surtout si celui-ci incorpore une paramétrisation du transport de neige par le vent, phénomène auquel on attribue l'existence des vallées sèches. La présence de parois, sur lesquelles la neige ne tient pas, n'entraîne qu'une redistribution de la neige.

**Correction des erreurs liées à la projection stéréographique** La grille du MAR est calculée par projection stéréographique polaire. Il s'agit d'une projection azimutale conforme dont le centre est placé au pôle Nord. Les points de la surface du globe sont projetés sur un plan intersectant la sphère au niveau du cercle de latitude 70° S. Concrètement, cela revient à observer la sphère depuis le pôle Nord. Cette transformation n'est pas équivalente, c'est-à-dire qu'elle ne préserve pas les surfaces. Le facteur de déformation des aires vaut :

$$\frac{A_{\text{projetée}}}{A_{\text{sphère}}} = \left( \frac{\cos \frac{\theta_0}{2}}{\cos \frac{\theta}{2}} \right)^4$$



où  $\theta$  et  $\theta_0$  sont respectivement, en radians, les colatitudes<sup>19</sup> du point projeté et du parallèle d'intersection du plan avec la sphère, dit parallèle de référence.

La projection utilisée se distingue de la projection stéréographique polaire « classique » par le fait que le plan de projection est non plus tangent mais sécant à la sphère. Le parallèle de référence a été choisi de façon à conférer des distances proches de la réalité aux régions côtières. À l'échelle de l'Antarctique, les erreurs sur les aires se compensent partiellement, puisque les surfaces situées à l'intérieur (resp. l'extérieur) du cercle de contact sont sous-estimées (resp. surestimées) par le modèle. En pratique, la surface globale de l'Antarctique est tout de même sous-estimée d'environ 2,7 % par rapport à son antécédent sur la sphère, tandis que le bilan de masse en surface global est surestimé d'environ 1,1 %. Cette différence de comportement est due au fait que le bilan de masse en surface présente ses valeurs les plus élevées sur le pourtour de l'Antarctique (*i.e.*, au nord du parallèle de référence). Pour nous ramener à la sphère, nous avons effectué une correction d'un coefficient (multiplicatif) opposé au facteur de déformation. Le projection étant bijective, ce traitement n'est pas source d'erreurs.

**Obtention du masque** Le masque nous a été fourni sur une grille stéréographique de résolution 5 km, orientée de sorte que le méridien de Greenwich forme la verticale. Nous l'avons d'abord transposée sur une grille géographique de  $0,25^\circ \times 0,25^\circ$  avant de procéder à une dernière procédure de projection et d'interpolation sur la grille du MAR à 40 km. Notons qu'un arc de  $0,25^\circ$  de latitude représente une longueur de 27,75 km, tandis qu'un arc de  $0,25^\circ$  de longitude mesure 13,5 km à la latitude de  $61^\circ$  S et 0 au pôle. Nous avons tenu compte de la position des cercles de contact (voir ci-dessus),  $70^\circ$  S pour le plan de projection initial,  $71^\circ$  S pour le plan de projection sur lequel est dessinée la grille du MAR.

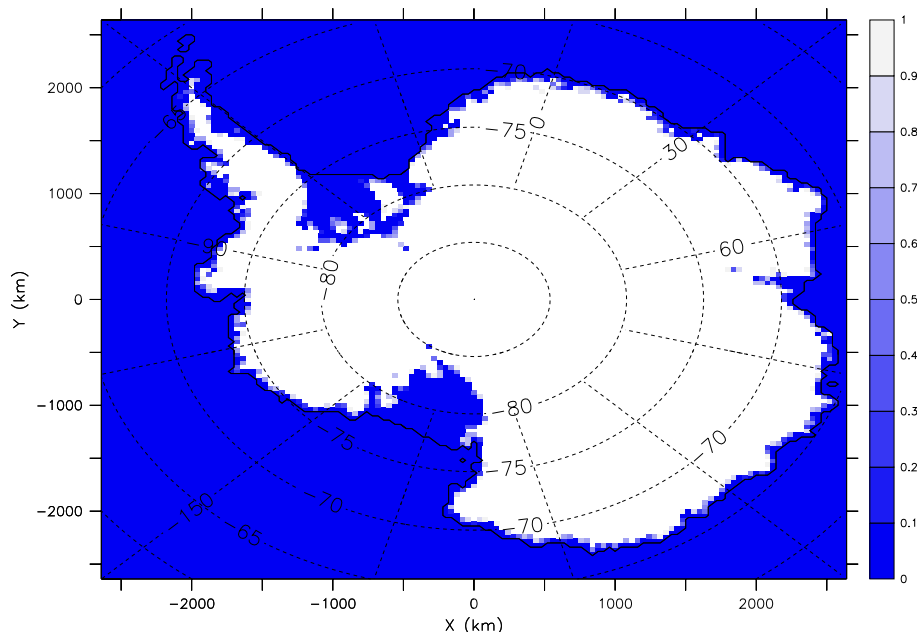


FIG. 2.16 : Fraction de glace posée (%) du masque utilisé.

<sup>19</sup> Colatitude : angle complémentaire de la latitude, compté à partir du pôle.

### 2.3.8.2 Résultats

**Bilan pour les glaces d’origine continentale** Le tableau 2.4 récapitule les chiffres d’accumulation pour les glaces d’origine continentale. Dans la simulation MAR à 40 km de résolution, les glaces d’origine continentale représentent une surface de 14 501 000 km<sup>2</sup>, ce qui est loin des 13 828 000 km<sup>2</sup> obtenus par Vaughan *et al.* (1999) (erreur approchant les 5%). Par conséquent, la valeur d’accumulation donnée pour V99 (171,7 kg.m<sup>-2</sup>.an<sup>-1</sup>) est celle obtenue après transposition sur la grille MAR à 40 km et application du masque continental correspondant. Elle s’éloigne sensiblement des 166 kg.m<sup>-2</sup>.an<sup>-1</sup> obtenus de façon rigoureuse par V99, mais la comparaison avec MAR s’en trouve facilitée : en clair, elle est moins aventureuse que si l’on avait utilisé une simple règle de trois faisant intervenir les surfaces pour calculer une moyenne « réaliste » du BMS du MAR. Ce travail n’a pu être réalisé pour les sorties du modèle LMDZ ; les valeurs brutes montrent toutefois que si les précipitations simulées par LMDZ et le MAR sont comparables, il n’en est rien des composantes secondaires du bilan de masse en surface.

Données	$dx$	$P_s + D - E$	$P_l$	$-Su$	$-R$	$BMS$	$BMS + R$	$BMS + R - R'$
MAR SSS	40	163,8	4,5	-3,0	-37,6	127,8	165,3	149,1
MAR	40	173,7	4,7	-4,3	-51,8	136,6	174,1	157,9
MAR <sup>a</sup>	80	157,5	3,3	-3,2	-38,2	119,4	157,6	141,4
LMDZ <sup>b</sup>	60	172,9	0,5	-13,3	-0,3	159,8	160,1	
V99	40					171,7		

<sup>a</sup> Interpolé sur la grille à 40 km de résolution, dont on utilise aussi le trait de côte.

<sup>b</sup> G. Krinner, communication personnelle (correspond à la simulation O20 de Krinner *et al.*, soumis).

TAB. 2.4 : Tableau comparatif des valeurs climatologiques du bilan de masse en surface et de ses composantes, moyennées sur les glaces d’origine continentale. L’unité est le mm équivalent eau liquide par an.  $dx$  est le paramètre de grille, en km. SSS signifie que le transport de neige par le vent est pris en compte.  $R'$  est le ruissellement simulé par la nouvelle version du MAR, qui incorpore une paramétrisation de l’albédo en fonction de la distance zénithale. Les cases vides sont sans objet.

**Bilan pour les glaces posées** Après suppression des glaces flottantes et correction des erreurs de projection, les glaces posées représentent une surface de 12 697 576 km<sup>2</sup>, ce qui est comparable aux 12 101 000 km<sup>2</sup> de Vaughan *et al.* (1999) à moins de 5% près. Le bilan de masse en surface pour les glaces posées vaut 1792 Gt.an<sup>-1</sup> (contre 1 811 Gt.an<sup>-1</sup> selon Vaughan *et al.*, 1999). En divisant ce nombre par la surface des océans (361 220 420 km<sup>2</sup>, source : Wikipédia), on obtient une contribution au niveau des mers de 5,0 mm.an<sup>-1</sup> (4,7 mm.an<sup>-1</sup> si l’on se ramène linéairement à une surface de 12 101 000 km<sup>2</sup>). L’accumulation nette moyenne pour les glaces posées est de 141,1 kg.m<sup>-2</sup>.an<sup>-1</sup> (tableau 2.5).

Les erreurs liées à l’interpolation peuvent être estimées en recalculant les bilans pour des masques de glace posée modifiés. Ainsi, nous avons successivement exclu et inclus les points litigieux, *i.e.*, ceux pour lesquels la fraction de glace posée est strictement comprise entre 0 et 1. Sans surprise, l’accumulation totale s’en retrouve davantage perturbée que l’accumulation par unité de surface (5% contre 2,5%). L’incertitude absolue correspondant à ces 5% est reportée dans le tableau 2.5.

Par ailleurs, la mauvaise représentation du ruissellement porte moins à conséquence que dans le cas du bilan continental, puisque la nouvelle paramétrisation du ruissellement rehausse le bilan de masse des glaces posées de moins de 4%.

Jeu de données	$dx$	$BMS$	$Surface$	Référence
MAR SSS	40	$141 \pm 6$	12 697 600	Cette étude
LMDZ4	60	153		Krinner <i>et al.</i> , soumis (simulation O20)
RACMO2/ANT	55	$171 \pm 3$	12 135 900	van de Berg <i>et al.</i> (2006)
V99		$149 \pm 8$	12 101 000	Vaughan <i>et al.</i> (1999)
Arthern 2006		$143 \pm 4$	12 101 000	Arthern <i>et al.</i> (2006)

TAB. 2.5 : Tableau comparatif des valeurs climatologiques du bilan de masse en surface et de ses composantes, moyennées sur la surface des glaces posées. Unités :  $dx$  (km),  $BMS$  ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{an}^{-1}$ ),  $Surface$  ( $\text{km}^2$ ). SSS signifie que le transport de neige par le vent est pris en compte.

### 2.3.9 Variabilité interannuelle et représentativité de la moyenne

Une période de quatre ans est trop courte pour que l'on puisse tirer des conclusions en termes de variabilité interannuelle simulée par le modèle. Toutefois, le calcul de l'écart type de la série temporelle nous apporte des éléments quant à la robustesse d'une moyenne effectuée sur quatre années (figure 2.17). Trois pôles de variabilité interannuelle se dessinent : le flanc est du Law Dome, la côte de Walgreen (région côtière de la terre Marie Byrd « orientale ») et les montagnes de la pointe de la Péninsule (entre les parallèles 67 et 65°S). Il s'agit de reliefs côtiers soumis à de fortes précipitations d'origine océanique. Lorsqu'on étudie les écarts types relatifs, *i.e.* quotientés de la moyenne pluriannuelle, le signal se retrouve dominé par le travail d'érosion des vents catabatiques (non montré), avec des valeurs qui tendent vers l'infini dans les zones de faible accumulation. Toutefois, il ressort que les régions centrales de l'Antarctique de l'Est possèdent non seulement une faible déviation standard mais aussi un faible écart type relatif (moins de 2% à Dôme A). Cela tient de la nature des processus conduisant à l'accumulation (*e.g.*, dépôt solide), peu influencés par les conditions aux limites. Par ailleurs, la variabilité enregistrée sur la pointe de la Péninsule s'avère toute relative : elle reflète essentiellement les fortes accumulations simulées.

Pour être en mesure de fournir une bonne estimation de la variabilité interannuelle de l'accumulation à l'échelle régionale, il suffirait de disposer d'une vingtaine d'années. Par analogie entre les moyennes spatiale et temporelle, quatre années semblent suffisantes pour estimer en bonne approximation la valeur continentale du bilan de masse en surface. Le tableau 2.6 résume la variabilité interannuelle de l'accumulation nette et de ses composantes, en moyenne sur l'Antarctique (*ice shelves* compris). Parmi les composantes du BMS, c'est le ruissellement qui présente la plus forte variabilité (écart type relatif de 21%), n'affectant toutefois que marginalement l'écart type relatif du BMS à l'échelle de l'Antarctique. La seconde plus forte variance relative est obtenue pour la précipitation liquide. Cela reste toutefois anecdotique en termes de quantités absolues : en effet, répartie sur le continent, la pluie forme une lame d'eau de seulement 4,5 mm. Sans surprise, c'est donc la précipitation solide (associée aux processus de chasse-neige) qui gouverne la variabilité du bilan de masse à l'échelle du continent. L'écart type pour la moyenne continentale et pluriannuelle du BMS privé du ruissellement est de 5,8 mmEQ; nous pouvons considérer ce chiffre comme une estimation de l'incertitude associée à cette moyenne et liée à la longueur de la série utilisée.

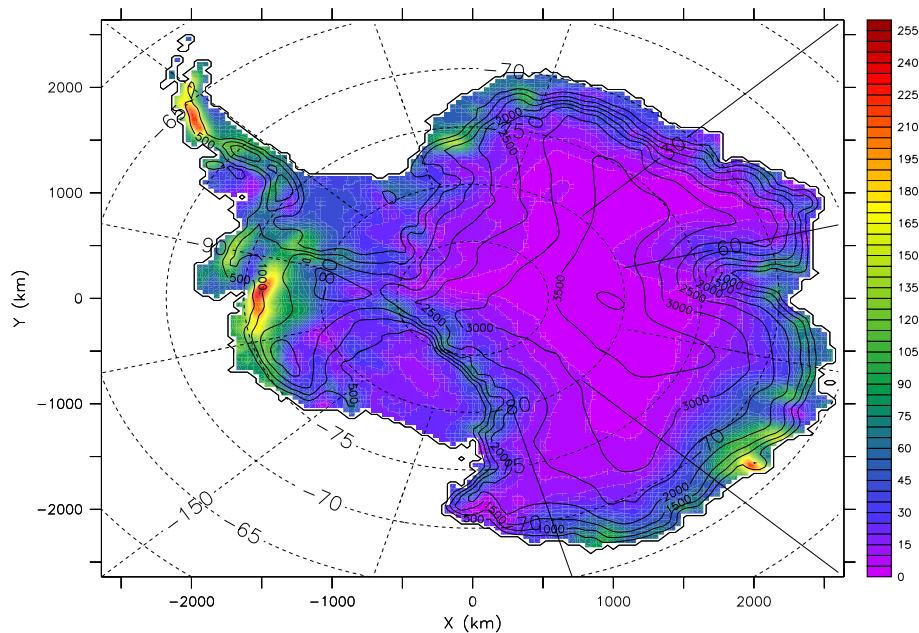


FIG. 2.17 : Écart type du bilan de masse en surface privé du ruissellement ( $mm$  équivalent eau par an). Cette carte a été obtenue à partir d'une simulation MAR à 40 km de résolution avec transport de neige par le vent.

Données	$P_s + D - E$	$P_l$	$-Su$	$-R$	$BMS$	$BMS + R$
1998	158,1	5,6	-2,9	-25,5	135,3	160,8
1999	159,1	4,6	-3,2	-36,2	124,3	160,5
2000	164,1	4,0	-2,9	-41,1	124,1	165,2
2001	174,1	3,9	-3,1	-47,4	127,4	174,9
$\bar{x}$	163,9	4,5	-3,0	-37,6	127,8	165,4
$\sigma$	6,3	0,7	0,1	8,0	4,5	5,8
$100 \sigma / \bar{x}$	3,9	15,2	3,4	21,3	3,6	3,5

TAB. 2.6 : Variabilité temporelle du bilan de masse en surface (à droite) et de ses composantes (à gauche), moyennés sur les glaces d'origine continentale. L'unité est le mm équivalent eau liquide par an. Quatre 1<sup>res</sup> lignes : moyennes annuelles ; 5<sup>e</sup> ligne : moyennes sur 4 ans ; 6<sup>e</sup> ligne : écarts types ; 7<sup>e</sup> ligne : écarts types relatifs (en %).

## 2.4 Conclusion

Le modèle atmosphérique régional est un modèle à aire limitée conçu pour simuler les processus physiques qui régissent le climat antarctique. En particulier, il intègre une représentation détaillée du manteau neigeux et de ses échanges avec la couche limite atmosphérique. Le MAR est donc un outil de choix dans l'étude du bilan de masse antarctique. Quatre années du climat récent ont été simulées, pour un domaine contenant l'Antarctique et une partie de l'océan Austral. La sensibilité du modèle à sa résolution spatiale ainsi qu'au processus de chasse-neige ont été mises en évidence. En modifiant la représentation du relief, la finesse de la résolution influence la répartition des précipitations orographiques. Outre une action de redistribution locale, le chasse-neige est quant à lui responsable d'une perte nette de 5,7% de l'accumulation continentale. La sublimation et la précipitation liquide constituent des composantes mineures du bilan de masse en surface, gouverné par la précipitation solide. Le ruissellement, d'importance locale, provoque l'ablation de certaines plates-formes de glace, dont les sections A et B du *Larsen ice shelf*, récemment désintégrées. Le ruissellement est probablement surestimé dans nos simulations, en raison de l'absence de dépendance de l'albédo avec la distance zénithale du Soleil. Le bilan de masse en surface simulé par le MAR se montre compatible avec les résultats d'autres modèles, régionaux ou globaux. Une confrontation aux dernières compilations d'observations climatiques souligne que les caractéristiques régionales du bilan de masse sont correctement reproduites par le MAR. Par ailleurs, ces travaux confirment la possibilité d'erreurs dans la carte de Vaughan *et al.* (1999) ; sur les zones à problème, l'accord est meilleur avec la carte plus récente d'Arthern *et al.* (2006), obtenue par une méthode d'interpolation différente. La validation du modèle atmosphérique régional ouvre la voie à la désagrégation des champs calculés ; la validation du désagrégateur fait l'objet du chapitre 3.

# Chapitre 3

## Validation du désagrégateur

### 3.1 Méthodologie

#### 3.1.1 Quelles données pour valider ?

Le désagrégateur a été développé pour faire le pont entre la modélisation régionale, limitée à des résolutions de l'ordre de 20 km, et les applications hydrologiques. Une validation a été réalisée sur les Alpes italiennes, à l'aide d'un réseau de pluviomètres répartis sur quatre bassins versants (Brasseur *et al.*, 2002). Le modèle MAR fournissait les champs météorologiques nécessaires à la désagrégation, à la résolution de 20 km. Les précipitations régionales étaient alors spatialisées à des échelles de 8, 5 et 3 km. Dans le cas d'événements de précipitation intense, l'apport du désagrégateur était démontré, avec des quantités simulées et une variabilité temporelle plus réalistes que dans les sorties MAR à 20 km de résolution.

En raison de la singularité du climat de l'Antarctique, mais aussi des modifications apportées dans le cadre de cette étude au modèle de désagrégation, une nouvelle validation était nécessaire. Pour valider une chaîne de modèles, il est important de démontrer l'apport de chacune de ses composantes. La validation du MAR ayant fait l'objet du chapitre 2, il ne nous reste plus qu'à valider le modèle de désagrégation. Cela peut se faire de deux manières. La première consiste à comparer les champs d'entrée et de sortie du désagrégateur à un troisième jeu de données, qui endosse le statut de référence. Ce jeu de données doit être fiable et indépendant des deux autres ; il est généralement constitué de mesures effectuées sur le terrain.

Dans le cas où les observations seraient rares ou peu fiables, une seconde façon de procéder consiste à comparer les sorties du modèle « simple » à celles d'un modèle plus complet mais fonctionnant à la même résolution. Afin de s'affranchir des biais introduits par le modèle hôte, on peut astucieusement utiliser ce dernier comme référent. Cette démarche suppose d'accorder une grande confiance au modèle complet ; aussi le choix d'un modèle régional est-il indiqué pour remplir ce rôle. La figure 3.1 illustre la méthode de validation proposée.

#### 3.1.2 Accumulation et précipitation

Ni les mesures de terrain, ni le MAR ne sont capables de distinguer la neige nouvelle de la neige redéposée. En effet, le vent est capable de soulever la neige sur une épaisseur importante, anéantissant tout espoir de ségrégation menée sur la base d'observations – en pratique, les stations météorologiques automatiques mesurent la hauteur entre la surface

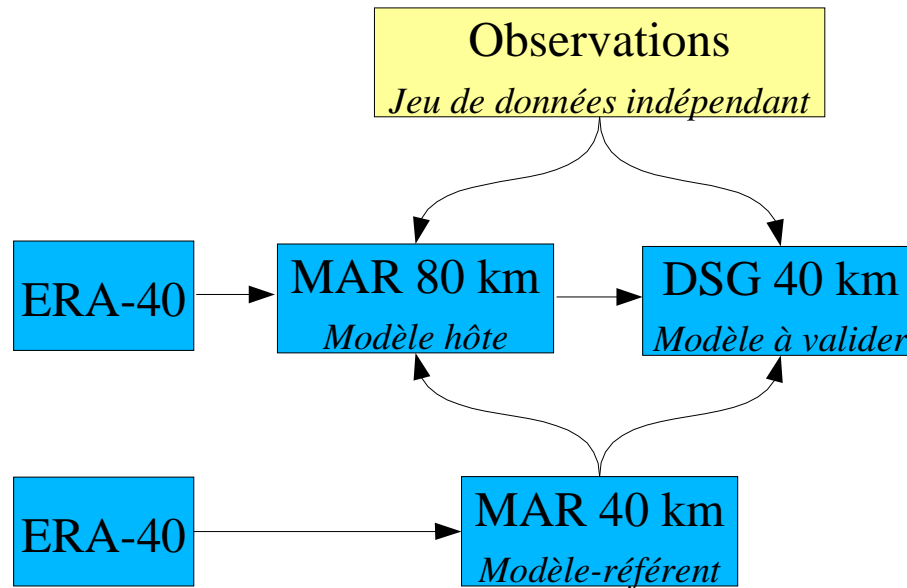


FIG. 3.1 : Représentation schématique des deux voies proposées pour la validation du désagrégateur. Les connecteurs directs et incurvés symbolisent respectivement les imbrications entre modèles et les comparaisons utiles à la validation.

de la neige et le capteur. Dans le MAR, flocons érodés et hydrométéores sont confondus au sein du schéma « microphysique ». Par conséquent, bien que le désagrégateur ne traite que la précipitation, nous ferons en sorte de comparer non pas des précipitations mais des accumulations, en faisant intervenir tous les processus calculés par le MAR à l'échelle régionale. Pour cela, nous ferons appel à deux simulations MAR, l'une avec transport de neige par le vent et l'autre sans. La seconde forcera le désagrégateur tandis que la première nous renseignera sur la sensibilité du modèle vis-à-vis du processus de chasse-neige. Cette sensibilité sera ajoutée dans un second temps aux sorties désagrégées, au même titre que la sublimation, afin de reconstituer le bilan de masse en surface (figure 3.2).

### 3.1.3 Hauteur de neige et masse de neige par unité de surface

Les stations météorologiques automatiques récentes disposent d'un capteur altimétrique qui enregistre l'évolution de la hauteur de la surface. Malheureusement, la hauteur de neige ne suffit pas pour déterminer la masse de neige accumulée par unité de surface. La comparaison avec le MAR peut toutefois être menée de deux façons. La première consiste à utiliser non pas les composantes du bilan de masse en surface du MAR exprimées en  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{an}^{-1}$  mais les hauteurs de neige délivrées par le module de neige. Cela complexifie l'interprétation, en ajoutant à la chaîne de modélisation de nouveaux processus, sources d'erreur ou de compensation d'erreur.

Une seconde méthode consiste à utiliser les mesures de densité effectuées sur le site pour traduire les hauteurs de neige mesurées (mm de neige) en accumulation nette (mm équivalent eau). L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait que les mesures de densité sont effectuées de façon sporadique et qu'il est par conséquent difficile d'associer chaque couche de neige à un événement d'accumulation particulier. Toute l'information contenue dans les profils de densité ne peut donc être utilisée, et en pratique ceux-ci nous renseignent uniquement sur la masse volumique moyenne de la neige récente, laquelle

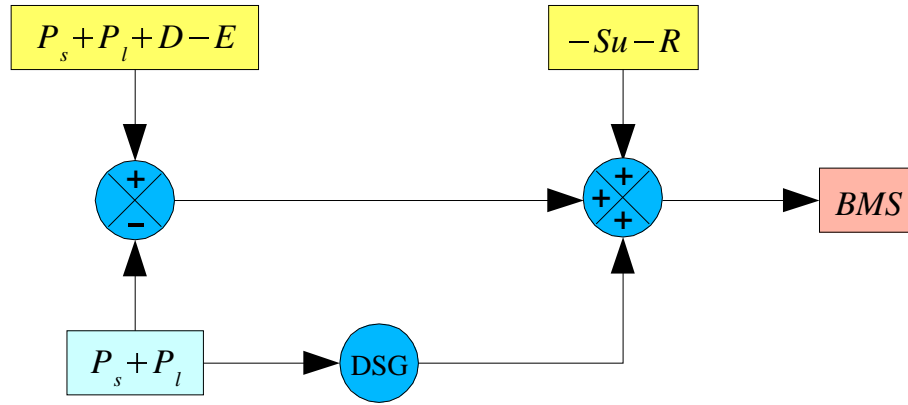


FIG. 3.2 : Représentation schématisée de la construction d'un bilan de masse en surface (BMS) désagrégé. En bleu, les opérateurs : sommateur, soustracteur et désagrégateur (DSG). En jaune (resp. bleu ciel), les sorties MAR avec (resp. sans) transport de neige par le vent. Les variables  $BMS$ ,  $P_s$ ,  $P_l$ ,  $D$ ,  $E$ ,  $Su$  et  $R$ , déjà définies dans la sous-section 2.3.6, représentent respectivement le bilan de masse en surface, les précipitations solide et liquide, le dépôt et l'érosion de neige par le vent, la sublimation de neige à la surface de la calotte et le ruissellement.

aurait pu être estimée *a priori*, et en bonne approximation, à  $330 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ .

### 3.1.4 Problématique de la validation locale

Dans une région (les Alpes) où la variabilité locale est principalement liée aux phénomènes thermodynamiques, Brasseur *et al.* (2002) avaient choisi de valider le désagrégateur à l'aide de données ponctuelles. En Antarctique s'ajoute une part de variabilité locale due à la redistribution de la neige par le vent et à la sublimation des grains érodés. Le processus de chasse-neige n'étant pas résolu par le désagrégateur, la comparaison de ses sorties avec des données ponctuelles d'accumulation n'est pas immédiate. La variabilité kilométrique est estimée à 20–30 % par Frezzotti *et al.* (2004) – chiffres confirmés par Arthern *et al.* (2006), qui notent un écart entre valeurs ponctuelles et valeurs de grande échelle (*e.g.*,  $10^4 \text{ km}^2$ ) de l'ordre de 30 %.

Par ailleurs, il existe diverses méthodes pour comparer les résultats d'un modèle « discret » à des observations ponctuelles. Une façon simple et naturelle de procéder consiste à interpoler les sorties de modèle au point de mesure, via une méthode bilinéaire ou bicubique, ou, tout simplement, à choisir comme « représentant de l'entité modèle » le « plus proche voisin ». Une alternative, parfois préférée pour le Groenland et l'Antarctique, revient à choisir, parmi les quatre points de grille adjacents, celui dont l'altitude se rapproche le plus de celle du lieu d'observation. Lorsque l'on dispose, d'une part, d'un réseau d'observations relativement dense et, d'autre part, d'un champ continu, corrélé spatialement à la variable mesurée, il devient avantageux d'utiliser une méthode de krigeage (Vaughan *et al.*, 1999 ; Arthern *et al.*, 2006).

### 3.1.5 Cohérence entre modèles

L'utilisation d'une série de modèles imbriqués vise à résoudre les différentes échelles spatiales tout en minimisant le coût numérique global. Par conséquent, le modèle situé en



bout de chaîne, *i.e.*, celui qui traite les plus fines échelles, ne peut incorporer une physique très complexe, à moins de limiter ses applications à des domaines spatio-temporels particulièrement exigus. En particulier, il ne peut résoudre les processus de méso-échelle aussi bien que le modèle régional qui le force. En clair, la valeur ajoutée du désagrégateur est de rendre compte de la variabilité spatiale à fine échelle, mais sa capacité à simuler les précipitations à l'échelle régionale est *a priori* inférieure à celle du MAR. Pour cette raison, le désagrégateur est doté d'une option qui assure une certaine cohérence avec son hôte : les précipitations désagrégées sont pondérées de sorte que leur moyenne spatiale égale la précipitation du MAR moyennée sur le domaine de désagrégation, en prenant soin d'exclure, si besoin, la zone de relaxation du MAR.

Cette fonction est discutable. En effet, les modèles de circulation générale (Krinner *et al.*, soumis), le MAR (*cf.* section 2.3.2) et le désagrégateur (Brasseur *et al.*, 2002) ont tendance à former davantage de précipitation lorsqu'on augmente leur résolution spatiale : des reliefs moins lissés, d'une part, une résolution plus fine des processus, d'autre part, se traduisent par un renforcement des précipitations à l'échelle globale. Par conséquent, en contraignant les précipitations désagrégées à ne pas s'écarter des valeurs de grande échelle, on prend le risque de les sous-estimer. D'un autre côté, la préservation de la quantité d'eau précipitée permet de pallier l'absence d'équation de conservation de la vapeur d'eau dans le modèle de désagrégation (en particulier, le fœhn n'est pas paramétré).

## 3.2 Sensibilité aux processus thermodynamiques

Une façon simple d'appréhender le fonctionnement d'un modèle complexe consiste à réaliser des expériences de sensibilité à ses paramètres physiques ou numériques.

La grande simplification d'un modèle de désagrégation réside dans l'absence de rétroaction de la physique sur la dynamique. Cette caractéristique peut être mise à profit pour valider individuellement la partie physique. Pour cela, il suffit de prescrire au désagrégateur le même domaine, la même résolution et la même topographie que le modèle hôte. En effet, la dynamique du désagrégateur ne s'écartera de celle du modèle de grande échelle que si leurs topographies diffèrent (*cf.* équation 1.5).

Dans notre expérience, nous désagrégeons de 40 km vers 40 km, en gardant la topographie utilisée dans la simulation MAR. En particulier, nous lui appliquons le même filtre passe-bas qui avait permis de lisser la topographie du MAR et par conséquent d'éviter la génération d'ondes indésirables. La période choisie couvre les mois de juin, juillet et août 1999 (JJA 1999). L'expérience est voulue suffisamment longue pour que les paramétrisations du modèle puissent s'exprimer de façon significative, mais suffisamment courte pour qu'un certain nombre d'expériences de sensibilité puisse être effectuées. Aucune méthode de conservation de la précipitation (*cf.* sous-section 1.7.3) n'est utilisée, de façon à ne pas masquer les éventuels biais du modèle.

### 3.2.1 Simulation de contrôle

#### 3.2.1.1 Définition de la configuration standard

Une simulation dite de contrôle nous servira de référence. Les vitesses de chute des hydrométéores, d'une part, et les paramètres de disponibilité en humidité, d'autre part, sont tels que décrits dans le chapitre 1.

### 3.2.1.2 Diagnostic des biais apparents du désagrégateur

Les résultats de la simulation de contrôle sont présentés sur la figure 3.3. La structure spatiale des précipitations (figure 3.3b) rappelle celle du MAR (figure 3.3a) dont elle reprend les principales caractéristiques, à savoir :

- les deux maxima de précipitation sur la Péninsule et la terre Marie Byrd ;
- certains maxima secondaires, comme au large de Dumont d'Urville ;
- la relative sécheresse du plateau ;
- le contraste entre les versants est et ouest des reliefs côtiers.

Toutefois, un certain nombre de différences apparaissent. Par rapport à la simulation MAR, la simulation de contrôle présente, en effet, un déficit de précipitation sur le plateau antarctique et, dans une moindre mesure, au-dessus de l'océan. A contrario, les précipitations sont en excès sur les plates-formes glaciaires de Ross, Filchner-Ronne et Amery, ainsi que sur les côtes de l'Antarctique de l'Ouest.

Le biais sec obtenu sur le plateau est assez bien corrélé avec l'altitude ; en particulier, il est maximal à proximité immédiate du point culminant du plateau antarctique (Dôme A), où le désagrégateur ne simule que 8 % de la précipitation du MAR.

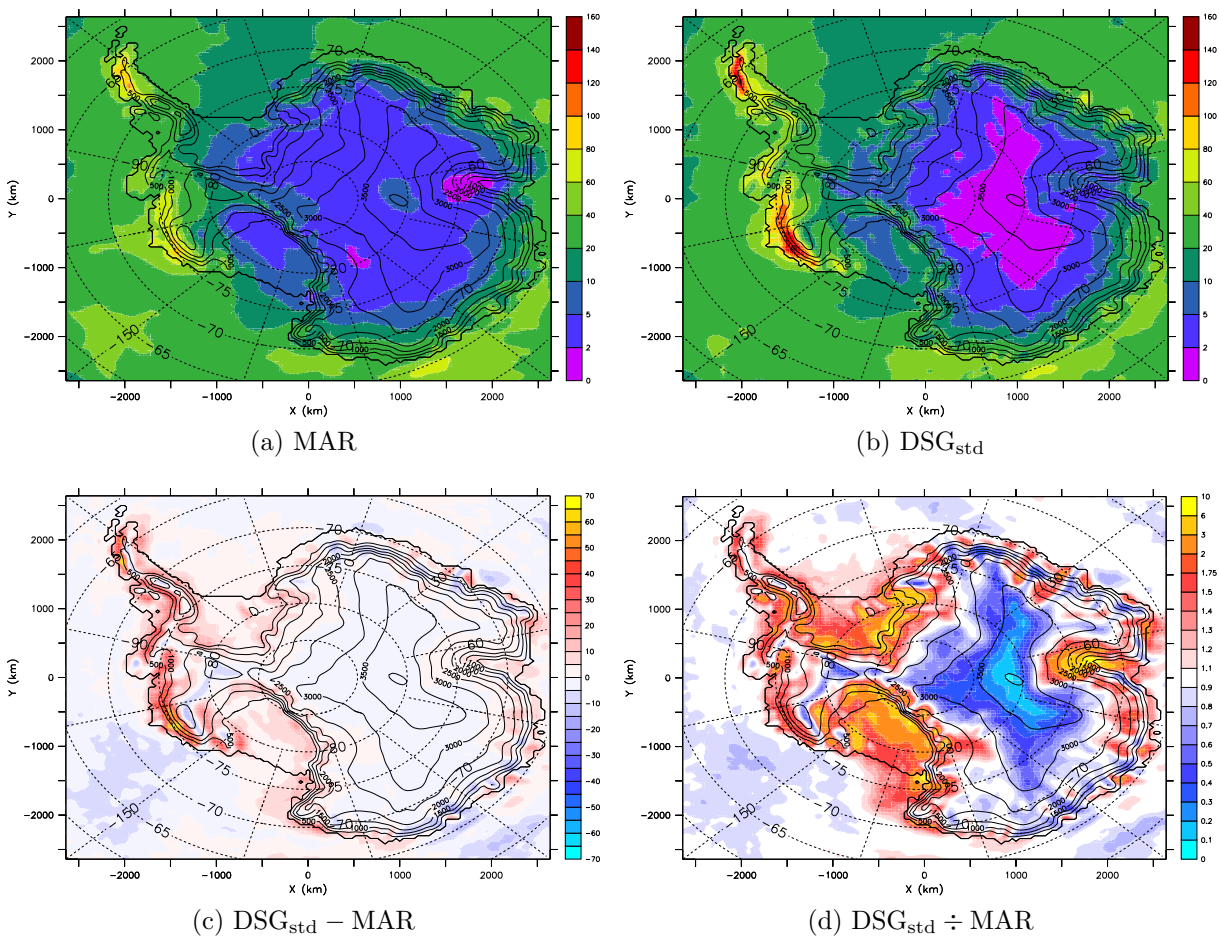


FIG. 3.3 : Désagrégation standard pour l'hiver 1999 : **précipitation mensuelle** (*mm équivalent eau liquide*).

### 3.2.2 Influence des facteurs d'efficacité de la précipitation

Après avoir mis en évidence l'existence de biais, nous nous sommes attachés à en rechercher l'origine. Pour cela, nous avons réalisé trois expériences de sensibilité aux facteurs d'efficacité de la précipitation, à savoir :  $\lambda$  et  $\lambda_s$  (*cf.* équations 1.12 et 1.16). Le paramètre  $\lambda$  traduit le fait qu'il ne peut y avoir de condensation au sein d'une couche insaturée, même en présence d'ascendance. Quant au paramètre  $\lambda_s$ , il empêche une partie de l'eau condensée d'atteindre le sol lorsque la couche de surface n'est pas saturée, ce qui revient à simuler l'absorption d'hydrométéores au sein d'éventuelles couches insaturées. La figure 3.4 regroupe les résultats obtenus pour les simulations  $\lambda_s = 1$ ,  $\lambda = 1$  et  $\lambda_s = \lambda = 1$ .

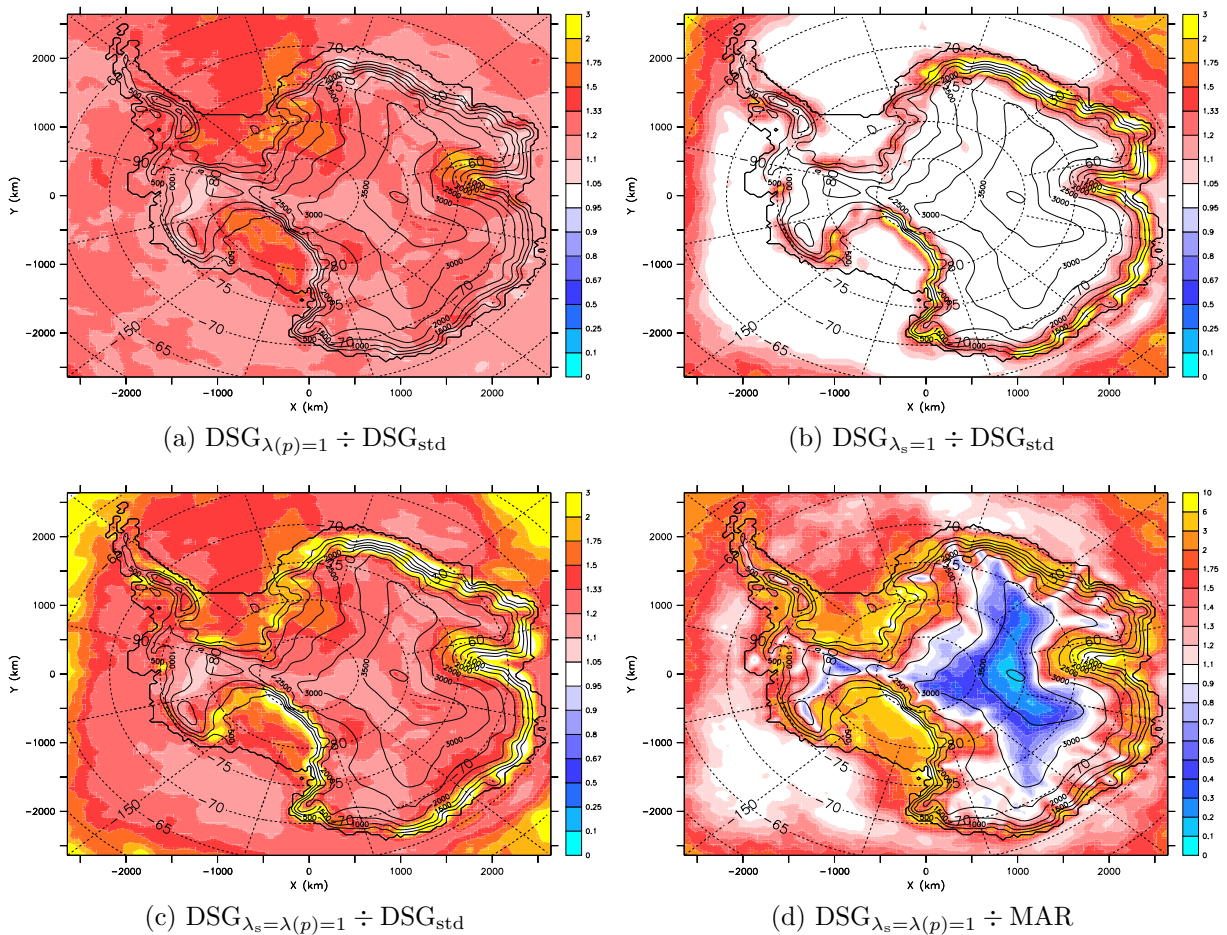


FIG. 3.4 : Influence de  $\lambda(p)$  et  $\lambda_s$  dans la désagrégation des précipitations (sans conservation ; moyenne mensuelle pour la période JJA 1999). (a-b-c) : Les précipitations désagrégées sont rapportées à celles de l'expérience de contrôle ; (d) : Les précipitations désagrégées sont rapportées à celles du MAR ; (b-c-d) : Les valeurs excédant la borne supérieure de l'échelle de couleur se voient attribuer la couleur blanche.

Le paramètre  $\lambda$  (figure 3.4a) ne réduit significativement la précipitation que dans trois régions : le vaste bassin versant de la plate-forme d'Amery, la plate-forme glaciaire de Ross, et une zone contenant la terre d'Edith Ronne, la plate-forme de Filchner-Ronne et la mer de Weddell.

Quant au paramètre  $\lambda_s$  (figure 3.4b), il réduit considérablement la précipitation sur les pentes de l'Antarctique de l'Est, le facteur atteignant localement 18 en zones côtières (non montré, car l'échelle de la figure 3.4b est calquée sur celle de la figure 3.4a). En

revanche, dans l'intérieur des « terres », où les basses couches sont souvent sursaturées, la précipitation est très peu influencée par  $\lambda_s$ .

Si on se réfère aux biais de la simulation standard (figure 3.3d), chacun de ces deux paramètres améliore globalement la précipitation. Quand on les retire tous les deux des équations, les résultats s'en trouvent généralement détériorés (figure 3.4d).

Il est remarquable que les zones d'influence respectives de ces facteurs d'humidité soient – dans une certaine mesure – disjointes. Ainsi, maximiser conjointement les deux paramètres ne suffit pas à réduire de façon suffisante le biais sec du plateau (figures 3.4c et 3.4d), dont l'origine devra être recherchée ailleurs. En revanche, une telle intervention résorbe totalement le biais sec que connaît le modèle au-dessus de l'océan, au point que le biais sec est remplacé par un biais humide.

Par rapport aux résultats du MAR, les endroits où  $\lambda_s$  présente un fort impact ne correspondent pas systématiquement à des lieux où les précipitations de la simulation standard sont en excès (ou bien en défaut). Ainsi, une valeur plus faible (ou plus forte) de  $\lambda_s$  n'améliorerait pas la corrélation avec les sorties du MAR. Une telle modification pourrait être obtenue en modifiant l'exposant ou l'humidité relative critique dans le calcul de  $\lambda_s$  (respectivement  $1/4$  et 80 %, *cf.* équation 1.16).

En revanche, une diminution de  $\lambda$  réduirait le biais humide que présente la simulation de contrôle au-dessus des plates-formes de Ross, Filchner-Ronne et Amery. Une telle modification pourrait être obtenue en augmentant la valeur de l'exposant ou de l'humidité relative critique dans le calcul de  $\lambda$  (respectivement  $1/2$  et 60 %, *cf.* équation 1.12).

### 3.2.3 Influence de la vitesse de chute des hydrométéores

Tout comme les paramètres d'efficacité de la précipitation, la vitesse de chute des hydrométéores influence les quantités d'eau précipitées et leur répartition. Nous avons réalisé une expérience dans laquelle la vitesse de chute des hydrométéores a été multipliée par  $10^6$ , de sorte que les hydrométéores atteignent le sol dès leur formation. Les résultats sont présentés au sein de la figure 3.5a. Il est possible de distinguer deux effets.

Les couleurs chaudes (rouges et jaunes) sont localisées de préférence au pied des reliefs tandis que les couleurs froides (bleues et vertes) occupent les sommets et plateaux (*e.g.*, Péninsule, terre Marie Byrd et mont Vinson). Les hauts reliefs bénéficient donc des processus nuageux qui se sont opérés en amont de l'écoulement. D'un point de vue quantitatif, certains sommets recevraient environ 30 % moins de neige si les hydrométéores n'étaient pas transportés par le vent avant d'atteindre le sol. En particulier, ces résultats montrent qu'une partie de la neige qui s'accumule sur le plateau est formée au-dessus de pentes plus raides situées en amont de l'écoulement.

### 3.2.4 Influence du temps accordé aux hydrométéores pour atteindre le sol

Le modèle de désagrégation accorde aux hydrométéores un délai de six heures pour se former et rejoindre la surface. Ce délai correspond à l'intervalle de temps entre deux appels au modèle de désagrégation. La paramétrisation de Brasseur *et al.*, 2002 (voir notre équation 1.14) a la particularité de prévoir une dépendance de la vitesse de chute vis-à-vis de l'écart à la saturation de l'air environnant. Lorsqu'une couche insaturée est traversée, les hydrométéores sont ralentis au point qu'ils risquent de ne pas réussir à atteindre le sol dans le temps qui leur est imparti. Cela revient à simuler l'évaporation des hydrométéores traversant une couche insaturée. Bien que nous ayons choisi de ne

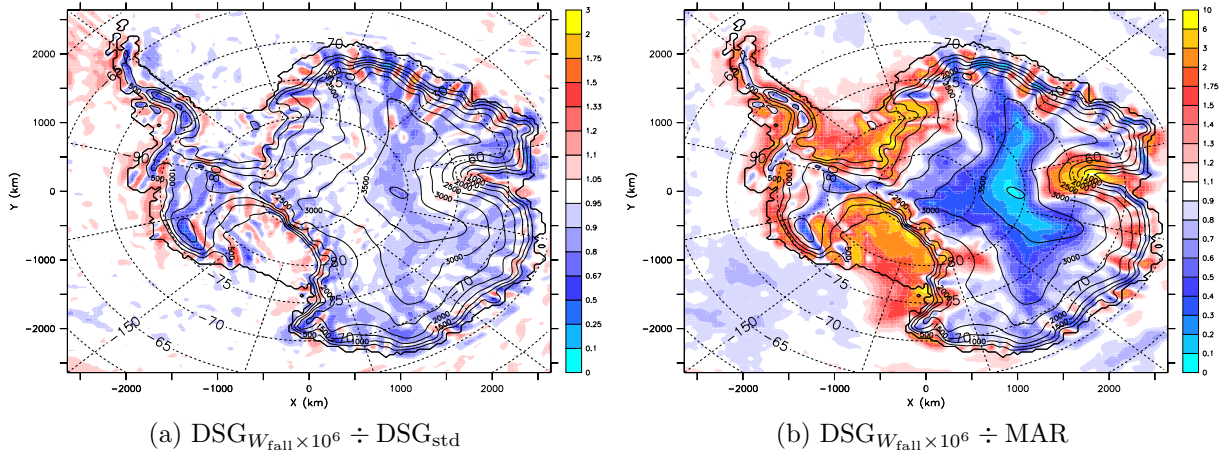


FIG. 3.5 : Influence de  $W_{fall}$  dans la désagrégation des précipitations (sans conservation ; moyenne mensuelle pour la période JJA 1999). (a) : Les précipitations désagrégées sont rapportées à celles de l'expérience de contrôle ; (b) : Les précipitations désagrégées sont rapportées à celles du MAR et les valeurs excédant la borne supérieure de l'échelle de couleur se voient attribuer la couleur blanche.

pas retenir la paramétrisation de Brasseur *et al.*, 2002 pour les travaux antarctiques, nous l'utilisons ici à titre exceptionnel pour tester l'hypothèse selon laquelle l'atmosphère antarctique est propice à l'évaporation des hydrométéores au cours de leur chute et, de là, déterminer si cela peut expliquer le biais sec constaté sur le plateau.

Pour déceler si des hydrométéores sont éliminés à cause de leur lenteur, nous avons choisi de faire varier la durée du délai accordé aux hydrométéores pour leur formation et leur chute. Sur la figure 3.6 (graphiques b, c et d), on constate qu'un délai plus important augmente la précipitation sur le plateau. Le facteur atteint localement +50% pour un délai de 72 h (figure 3.6c), valeur au-delà de laquelle les effets deviennent négligeables (figure 3.6d). Toutefois, augmenter le délai ne suffit pas à combler l'important déficit de précipitation mis en évidence dans la sous-section 3.2.1.

Inversement, une réduction du délai à 1 h 40 min entraîne une diminution de la précipitation en « haute mer », ainsi que sur les côtes du continent (figure 3.6a), en particulier sur les versants ouest des petits reliefs côtiers (Antarctique de l'Est) et au sommet des hauts reliefs côtiers (Antarctique de l'Ouest). Ceci n'est pas surprenant, puisqu'il s'agit de zones situées en aval des principaux lieux de condensation, et qui doivent une partie de leur accumulation aux retards dans les processus de précipitation.

Nous pouvons déduire de ces expériences qu'un délai de 6 heures est raisonnable dans notre cas, et qu'une modification de l'intervalle de temps entre deux sorties nécessite l'adaptation de ce délai.

### 3.2.5 Effet combiné

L'effet combiné des paramètres étudiés (facteurs d'efficacité de la précipitation, vitesse de chute des hydrométéores et temps qui leur est accordé pour rejoindre le sol) reste modeste sur le haut plateau. En particulier, ils ne sauraient à eux seuls expliquer le déficit du désagrégateur dans cette région de l'Antarctique, puisque leur attribuer des valeurs extrêmes est loin de résoudre le problème. Pour aller plus loin, nous avons choisi d'étudier la saisonnalité du biais sec ; c'est ce que nous faisons dans la section qui suit.

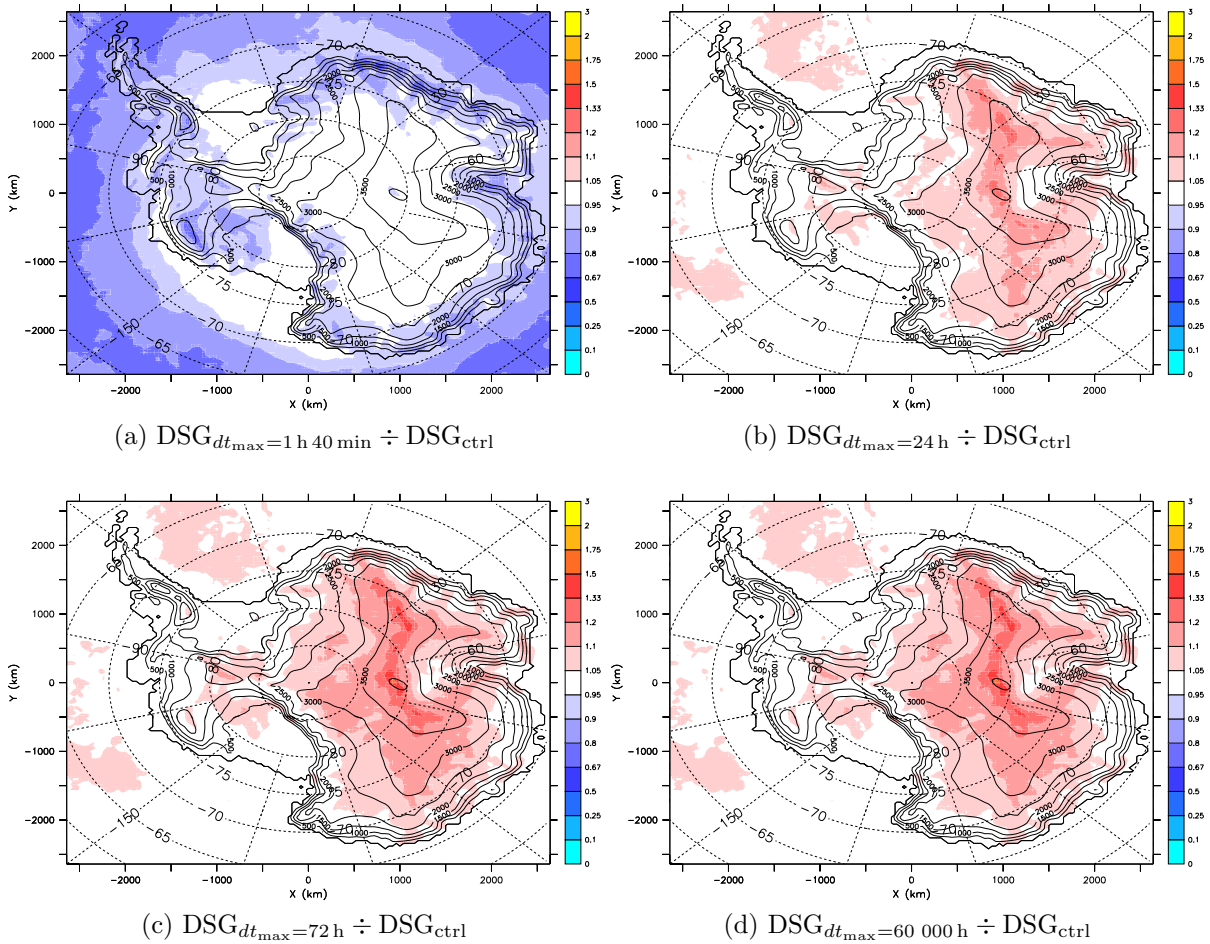


FIG. 3.6 : Influence du délai accordé aux hydrométéores pour atteindre la surface (sans conservation ; moyenne mensuelle pour la période JJA 1999). Les précipitations désagrégées sont rapportées à celles de l'expérience de contrôle ( $DSG_{\text{ctrl}}$ ), qui diffère de l'expérience standard ( $DSG_{\text{std}}$ ) par le simple fait que l'équation 1.15 est remplacée par l'équation 1.14.

### 3.3 Examen du biais sec sur le haut plateau

Pour mieux comprendre l'origine du biais sec présenté par le désagrégateur sur le haut plateau, nous nous sommes attachés à étudier son évolution au cours de l'année. Nous utiliserons le découpage des saisons antarctiques présenté par Warren (1996), avec un long hiver de six mois (d'avril à septembre) et des saisons de printemps, d'été et d'automne d'une durée de deux mois.

#### 3.3.1 Mise en évidence d'un cycle saisonnier

Nous avons vu que le désagrégateur présente un biais sec dans les régions intérieures. La figure 3.7 dresse l'évolution du biais relatif sur l'année, d'après une moyenne interannuelle effectuée sur les années 1998 à 2001 (simulation MAR à 80 km de résolution, désagrégée à 80 km de résolution). Il en ressort que le biais évolue suivant un cycle saisonnier, avec un déficit relatif nettement plus prononcé en « hiver » (notamment août-septembre et mars-avril) qu'en été (décembre-janvier).

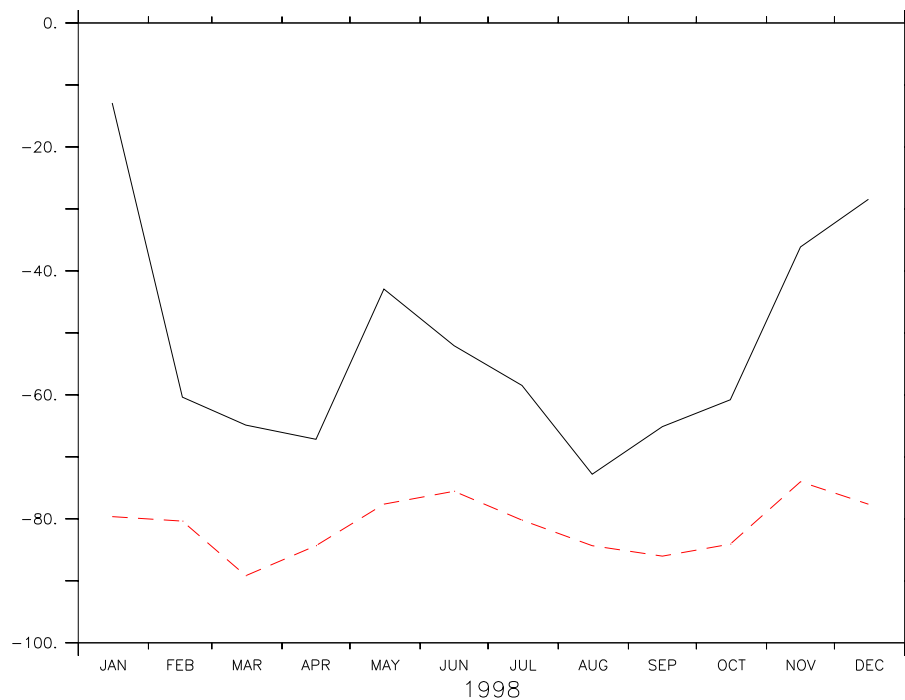


FIG. 3.7 : Variation saisonnière du biais sec à Dôme A ( $x = 1000$  km ;  $y = -40$  km, trait tireté rouge) et dans l'intérieur ( $500$  km  $< x < 1000$  km et  $-300$  km  $< y < 300$  km, trait noir uni), pour les années 1998 à 2001 (ne pas tenir compte de la mention « 1998 » au bas du graphique). Source : simulation MAR à 80 km de résolution. Le biais est exprimé en pourcentage de la précipitation du MAR. Ne.

Ce cycle saisonnier est particulièrement net à l'échelle régionale (moyenne sur la zone définie par  $500$  km  $< x < 1000$  km et  $-300$  km  $< y < 300$  km), mais on le retrouve aussi au niveau local (Dôme A). Par ailleurs, il est encore possible de déceler sa trace au sein d'une année isolée, comme 1998 ou 1999 (figure 3.8), si bien que quatre années semblent suffisantes pour démontrer son existence.

Après avoir étudié les précipitations au travers de leurs moyennes mensuelles, concentrons-nous maintenant sur la série brute (années 1998 et 1999, figure 3.9). Si le déficit du désa-

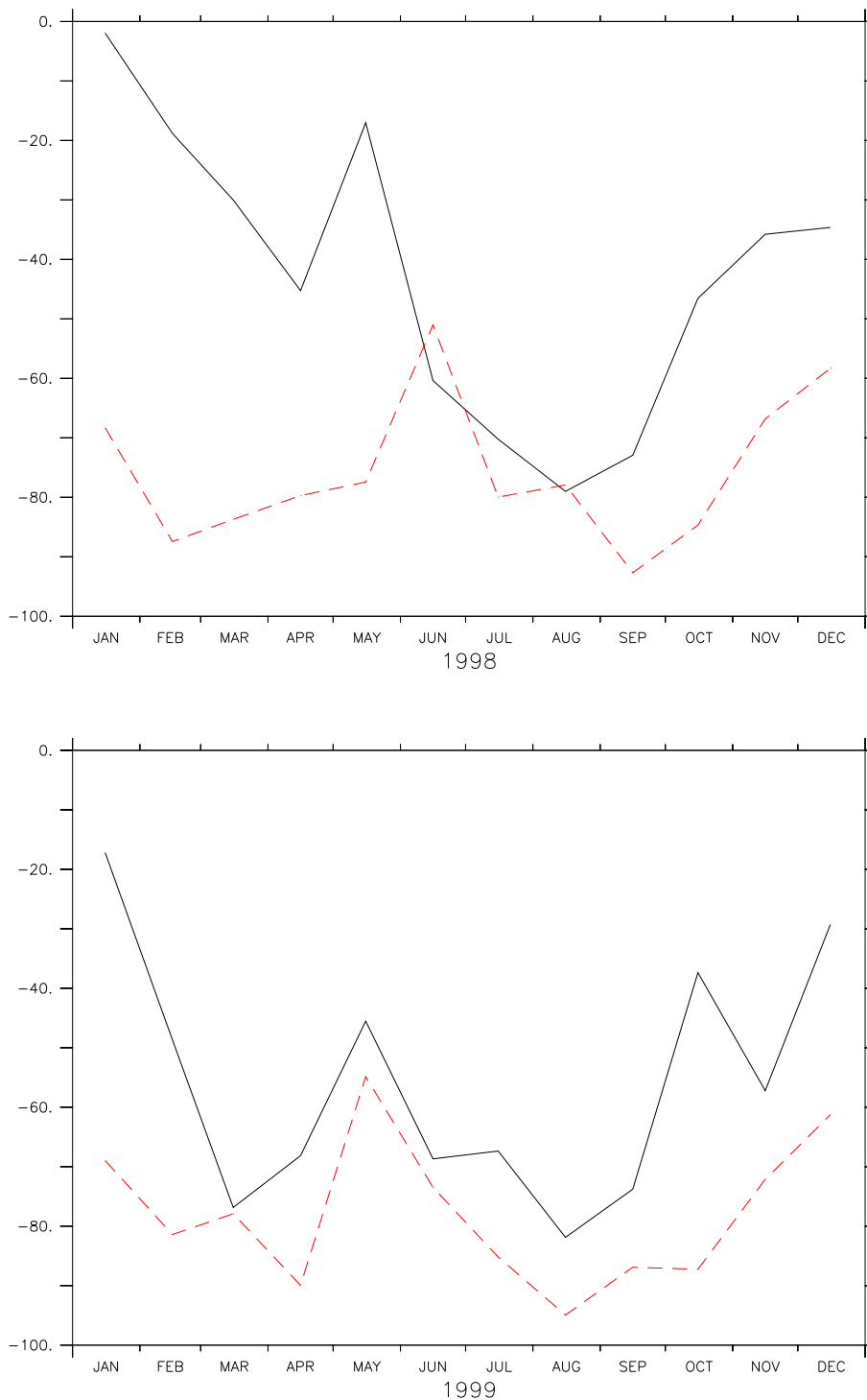
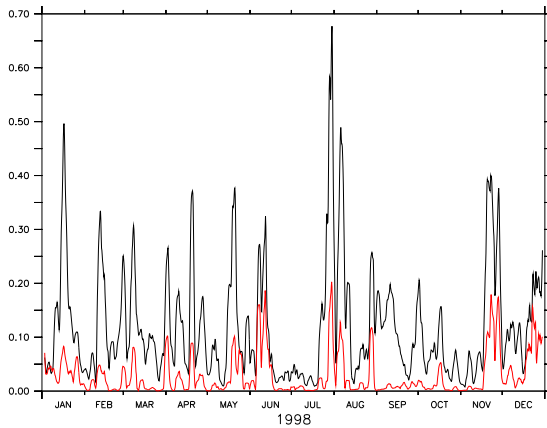


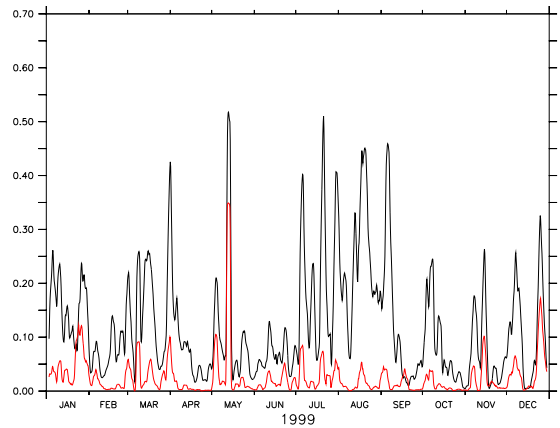
FIG. 3.8 : Variation saisonnière du biais sec à Dôme A ( $x = 1000$  km ;  $y = -40$  km, trait tireté rouge) et dans l'intérieur ( $500$  km  $< x < 1000$  km et  $-300$  km  $< y < 300$  km, trait noir uni), pour les années 1998 et 1999. Le biais est exprimé en pourcentage de la précipitation du MAR. Source : simulation MAR à 40 km de résolution, sans transport de neige par le vent.



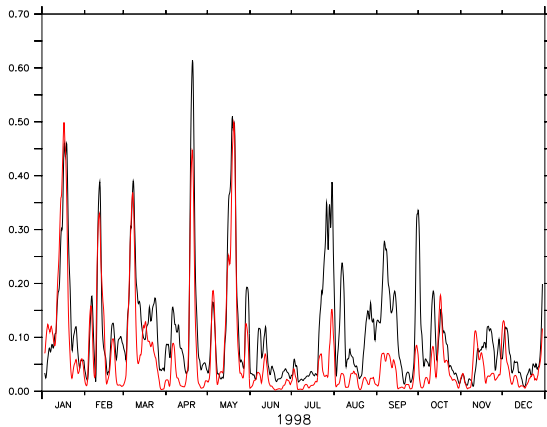
grégateur est à la fois systématique et conséquent à Dôme A, un accord quantitatif entre les deux modèles se dessine à l'échelle régionale. L'accord est particulièrement net début 1998 ; toutefois, nous sommes interpellés par sa mise en défaut pendant les mois de juillet, août et septembre. Un simple ajustement des paramètres du désagrégateur ne permettrait donc pas de corriger le biais du désagrégateur par rapport au MAR.



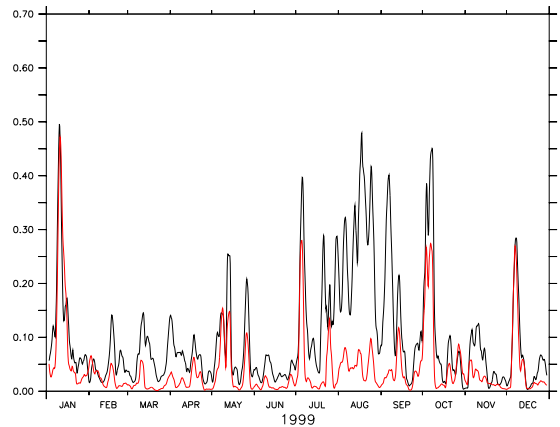
(a) Dôme A, 1998



(b) Dôme A, 1999



(c) Région de Dôme A, 1998



(d) Région de Dôme A, 1999

FIG. 3.9 : Variation saisonnière des précipitations à Dôme A ( $x = 1000$  km ;  $y = -40$  km) et dans l'intérieur (moyenne sur  $500$  km  $< x < 1000$  km et  $-300$  km  $< y < 300$  km), pour les années 1998 et 1999 (simulation à 40 km de résolution). Les précipitations désagrégées (sans conservation) sont en rouge, celles du MAR en noir. Elles sont exprimées en mm d'eau par jour et une moyenne glissante par blocs de trois jours a été utilisée.

### 3.3.2 Suggestion d'un lien avec la présence de sursaturations

Le cycle saisonnier du biais sec n'est pas sans évoquer celui de l'humidité relative, documenté par Gettelman *et al.* (2006). À l'aide d'observations par radiosondes et satellites, les auteurs ont montré que la sursaturation par rapport à la glace est un phénomène très courant sur le haut plateau, notamment pendant les mois d'hiver, et que l'humidité relative peut y atteindre des valeurs considérables pour une atmosphère libre (150%). La

structure spatio-temporelle du biais sec nous invite à penser que la présence d'air sursaturé peut expliquer la différence de comportement entre le désagrégateur et le MAR. Nous savons, en effet, que les phénomènes microphysiques à l'origine des changements de phase ont lieu en présence de sursaturation (nucléation homogène lorsque  $U_i > 160\%$ , hétérogène pour de plus faibles sursaturations :  $U_i \approx 110$  à  $120\%$ <sup>1</sup>). On peut aussi imaginer que les hydrométéores du MAR récupèrent au cours de leur chute une fraction de la vapeur d'eau en excès par rapport à la saturation. Dans les sorties du MAR, il existe une corrélation entre les quantités d'eau précipitées, d'une part, et sursaturantes, d'autre part – sous-entendu *par rapport à la glace*. Les concentrations en hydrométéores et en vapeur d'eau sursaturante sont du même ordre de grandeur. Toutefois, le déficit hydrique du désagrégateur est généralement supérieur au contenu intégré en vapeur d'eau sursaturante. De là, nous pourrions être tentés de conclure que la présence de sursaturations n'est pas responsable de la différence de comportement entre les deux modèles, mais il ne faut pas exclure la possibilité d'un apport continu en vapeur d'eau. En effet, ce n'est pas parce qu'un réservoir est peu rempli que le débit à son exutoire est faible. En tout cas, il ne fait aucun doute que l'expansion adiabatique de l'air ascendant constitue pour le désagrégateur le seul mécanisme de condensation de la vapeur d'eau, et que cela est réducteur. Pour être validée, notre hypothèse nécessitera la réalisation d'une simulation MAR spécifique, avec des sorties tous les pas de temps.

### 3.3.3 Étude de cas

Sur la figure 3.9, nous pouvons distinguer d'un côté des événements ponctuels, ayant lieu pendant les mois « doux », et qui sont assez bien simulés par le désagrégateur (sous-entendu, en adéquation avec le MAR), et de l'autre des précipitations plus continues, ayant lieu de préférence en hiver, et qui ne sont pas confirmées par le désagrégateur. Dans le premier cas, nous avons pris l'exemple du 13 mai 1999, pour lequel on observe à la fois le taux de précipitation en 6 heures le plus élevé de cette année-là à Dôme A et le meilleur accord entre le MAR et le désagrégateur. Dans le second cas, le mois d'août 1999 s'impose en raison du caractère continu des précipitations générées par le MAR.

#### 3.3.3.1 Situation du 13 mai 1999

Dans le cas du 13 mai 1999, les simulations MAR à 40 et 80 km de résolution (sans transport de neige par le vent) donnent une intensité maximale proche de  $0,4 \text{ kg.m}^{-2}$  en 6 heures. Si l'on se réfère à la simulation MAR à 80 km de résolution, on obtient les chiffres suivants. La sursaturation se développe sur une épaisseur de 9 km, avec un maximum d'humidité relative de 160 %, situé 3000 m au-dessus de la surface (figure 3.10a) ; 500 m plus bas, c'est la concentration en vapeur d'eau sursaturante qui atteint son maximum ( $0,1 \text{ g/kg}$ ). Intégrée sur l'épaisseur en tenant compte du profil vertical de la masse volumique de l'air, la vapeur d'eau en sursaturation représente une quantité de  $0,20 \text{ kg.m}^{-2}$ , contre  $0,11 \text{ kg.m}^{-2}$  pour les hydrométéores. Les ascendances se développent sur une grande épaisseur d'atmosphère (entre 6000 et 24 000 m d'altitude), avec un maximum de  $6 \text{ m.s}^{-1}$  (figure 3.10b).

Cet événement du 13 mai 1999 est relativement bien simulé par le désagrégateur (figures 3.9b,d). La présence d'ascendances marquées, associées à des valeurs d'humidité relative élevées, est probablement responsable de la bonne adéquation entre le MAR et le désagrégateur. En effet, le désagrégateur a été conçu pour générer de la condensation

<sup>1</sup>  $U_i$  : humidité relative par rapport à la glace (*ice*).

lorsque de l'air humide est soulevé. La visualisation des sorties du MAR sous la forme d'une séquence animée montre qu'il s'agit d'une perturbation océanique touchant principalement la côte d'Ingrid Christensen mais débordant jusqu'au centre de l'Antarctique.

### 3.3.3.2 Situation du mois d'août 1999

La simulation du mois d'août 1999 (MAR, 40 km, sans transport de neige par le vent) est marquée par des précipitations quasi continues<sup>2</sup> sur l'ensemble du plateau de l'Antarctique de l'Est. Ces précipitations semblent alimentées par une succession rapide d'intrusions maritimes d'origines diverses. Bien que le désagrégateur perçoive ces événements, il se montre incapable de les reproduire avec la même intensité que le MAR (figure 3.9b,d). Partant de ce constat, nous avons étudié les fluctuations des principales variables thermodynamiques du MAR.

La figure 3.11 présente, pour Dôme A et la période du 12 au 22 août 1999 :

- les taux de précipitation en 6 h désagrégés et non désagrégés (a) ;
- l'humidité relative (b) ;
- les concentrations volumiques (c,e) et surfaciques (a) des flocons de neige et de la vapeur d'eau en excès par rapport à la sursaturation ;
- les vitesses verticales (d).

Bien qu'illustrées par la seule figure 3.11, les constatations qui suivent sont basées sur l'étude de la période complète. L'atmosphère est traversée par une pluie continue d'hydrométéores, passagèrement interrompue par de profonds mouvements de subsidence, qui provoquent dans le même temps une chute de l'humidité relative (*e.g.*, 15 août). Il est néanmoins possible d'individualiser des événements en considérant non pas la concentration en hydrométéores mais l'humidité relative. Ainsi, ces événements sont caractérisés par une sursaturation des couches moyennes (de 4500 à 10 000 m d'altitude), sursaturation qui disparaît en 24 heures (excepté près de la surface), tandis que la concentration en hydrométéores reste sensiblement constante pendant plusieurs jours.

La situation du mois d'août 1999 diffère sensiblement de celle du 13 mai 1999 par le fait que la stratosphère se trouve fortement sursaturée entre les altitudes de 10 000 m et 21 000 m (plusieurs centaines de pour cent). Cette lentille d'air sursaturé au-dessus de la tropopause constitue un trait général du comportement du MAR pendant les mois d'hiver (notamment de début juillet à la fin septembre, *cf.* figure 3.12). Elle est contredite par les résultats de Gettelman *et al.* (2006), qui attestent, au contraire, de valeurs d'humidité relative de quelques pour cent dans la basse stratosphère. En revanche, l'étude des cristaux de glace présents dans l'atmosphère nous raccroche à des phénomènes connus. En effet, on constate également, dans les simulations de l'hiver 1999, la présence de nuages de glace, situés entre les altitudes de 14 000 et 16 000 m et de grande extension spatiale (3000 km de diamètre). La concentration de l'air en cristaux de glace atteint des valeurs de l'ordre de 0,2 à 0,3 g.kg<sup>-1</sup> (contre des valeurs rigoureusement nulles le 13 mai 1999). Il pourrait s'agir de nuages stratosphériques polaires (ou nuages nacrés) de type II. Bien qu'ils soient peu souvent observés, on sait que les nuages nacrés se forment au-dessus des pôles, pendant les mois d'hiver, et qu'ils occupent des altitudes comprises entre 15 000 et 25 000 m (Wikipédia, 2007a). Par ailleurs, certains d'entre eux sont impliqués dans la formation de « trous d'ozone ».

Certes, les masses d'eau en jeu sont très faibles à ces altitudes, mais le fait que des hydrométéores naissent au cœur de très fortes sursaturations n'est peut-être pas sans conséquence sur les précipitations du MAR. En effet, un hydrométéore formé à 14 000 m

<sup>2</sup> Une fois moyennées par tranches de 6 heures.

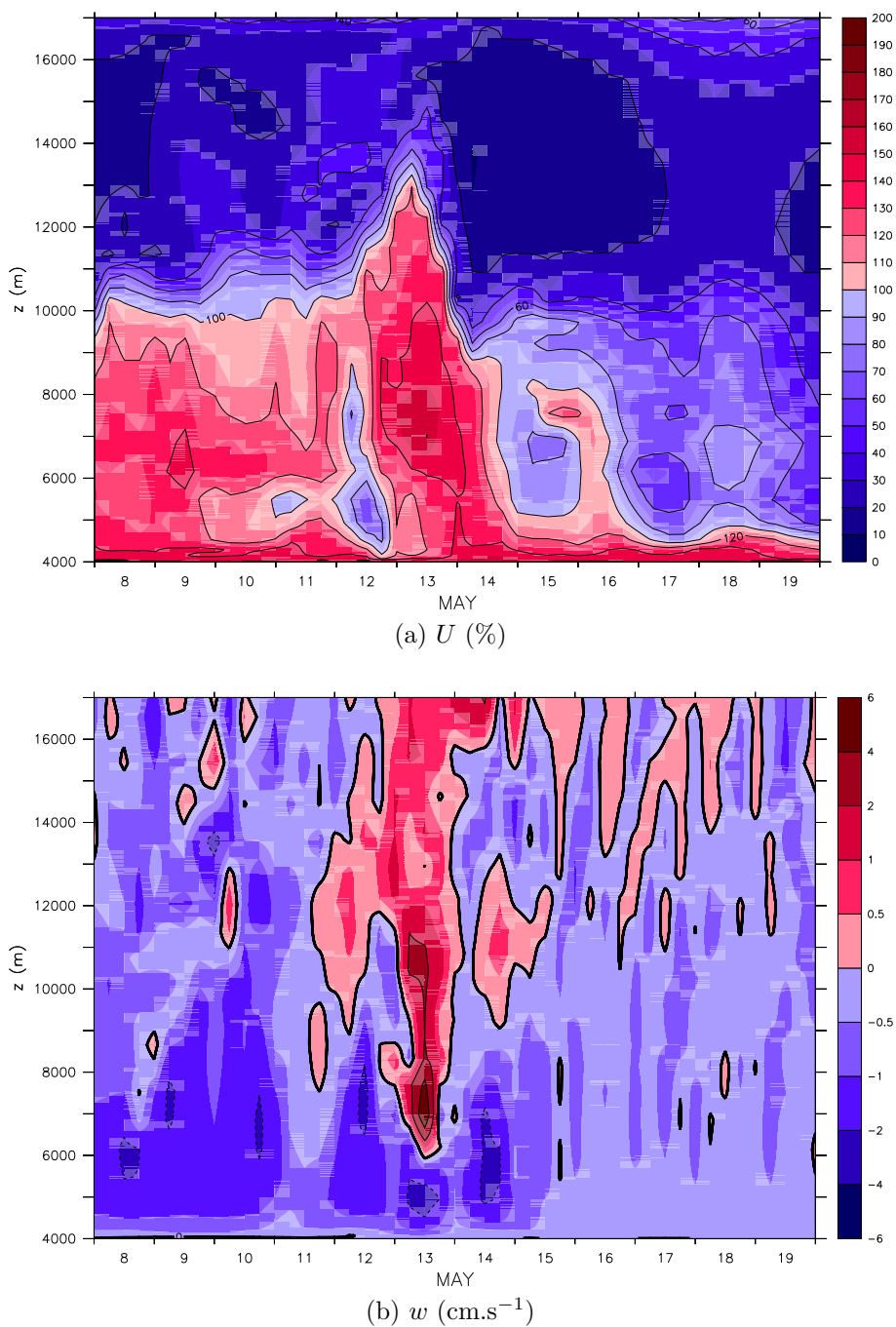


FIG. 3.10 : Diagrammes spatio-temporels pour (a) l'**humidité relative** et (b) la **vitesse verticale**, au-dessus de Dôme A ( $x = 960$  km ;  $y = 0$  km ; altitude 4000 m), pour la période du 8 au 20 mai 1999. Source : expérience MAR - 80 km - sans transport de neige par le vent.

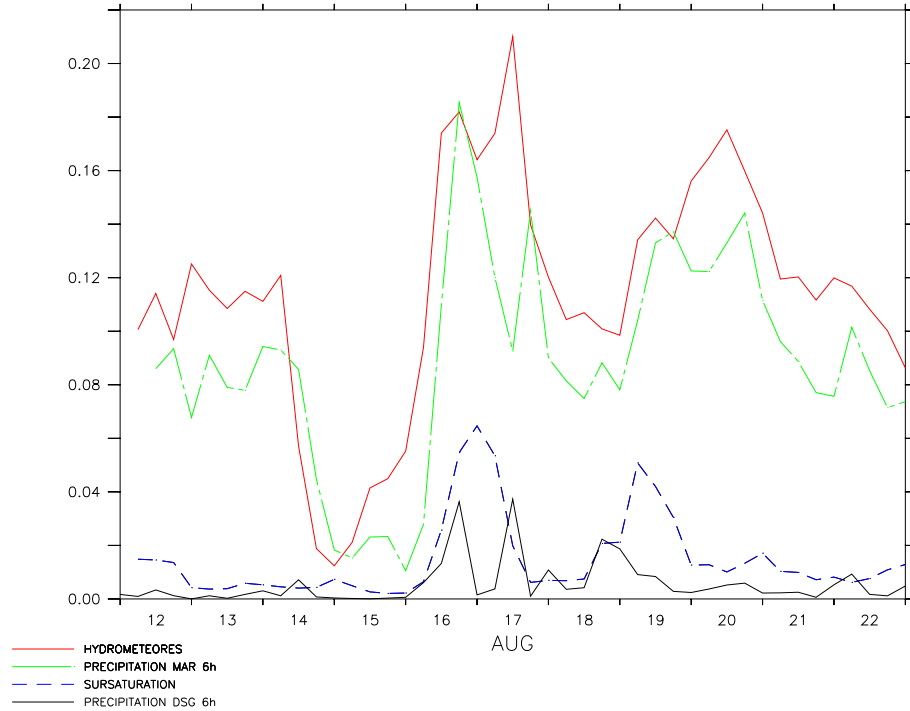
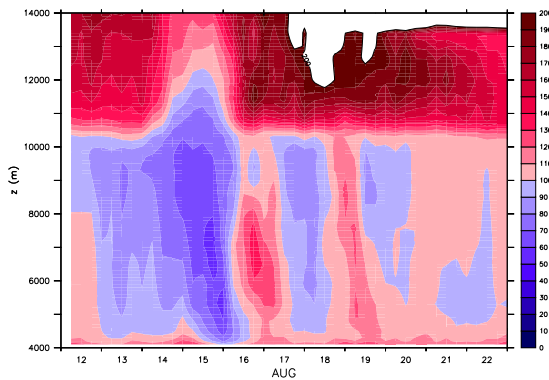
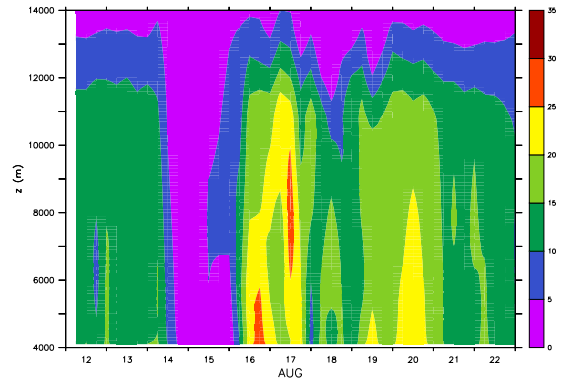
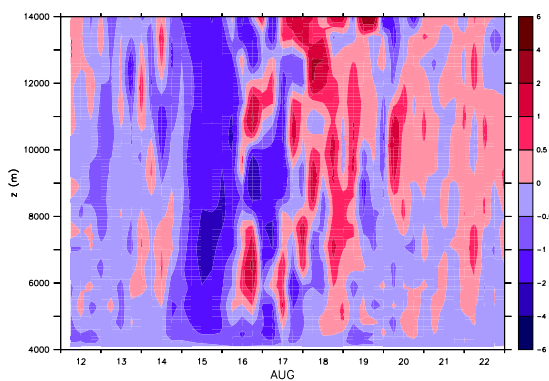
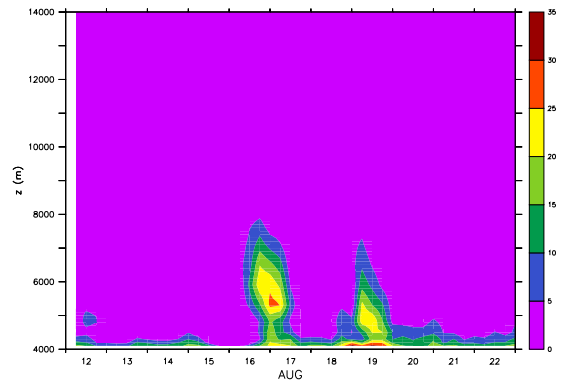
(a) *cf. ci-contre* ( $\text{kg.m}^{-2}$ )(b)  $U$  (%)(c) Flocons de neige ( $\text{mg.m}^{-3}$ )(d)  $w$  ( $\text{cm.s}^{-1}$ )(e) Sursaturation ( $\text{mg.m}^{-3}$ )

FIG. 3.11 : Analyse météorologique au-dessus du site de Dôme A ( $x = 1000$  km ;  $y = -40$  km ; altitude 4046 m), pour la période du 12 au 23 août 1999. (a) : Taux de précipitations en 6 h (MAR et DSG), contenus en hydrométéores et en vapeur d'eau sursaturante ; (b) à (e) : Diagrammes spatio-temporels pour les concentrations volumiques en flocons de neige (c) et en vapeur d'eau sursaturante (e), l'humidité relative (b), et la vitesse verticale (d). Sources : expérience MAR - 40 km - sans transport de neige par le vent, et désagrégation à 40 km. (b) : Les régions où l'humidité relative excède 200% apparaissent en blanc.

d'altitude est susceptible d'atteindre une taille respectable avant de toucher le sol, que ce soit grâce au processus de coalescence ou au processus de Bergeron. Un autre élément permettant de distinguer le mois d'août 1999 du 13 mai 1999 concerne les mouvements ascendants, plus épars dans le premier cas ; on comprend que le désagrégateur ne puisse former d'importantes précipitations dans ces conditions.

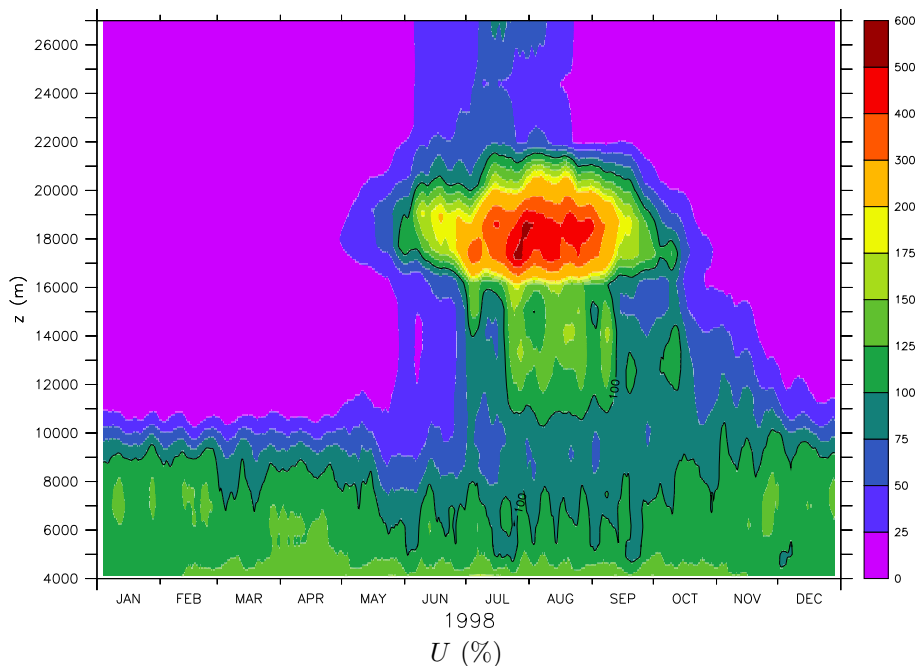


FIG. 3.12 : Cycle annuel de l'**humidité relative** au-dessus de Dôme A ( $x = 960$  km ;  $y = 0$  km ; altitude 4000 m), calculé par rapport à la glace, à partir des années 1998 à 2001 (ne pas tenir compte de la mention « 1998 » au bas du graphique). Source : expérience MAR - 80 km - sans transport de neige par le vent. Une moyenne glissante par blocs de deux jours a été utilisée pour améliorer la lisibilité du graphique. Le contour 100 est tracé en noir.

De cette expérience, nous pouvons tirer plusieurs enseignements. En premier lieu, il n'est pas clair que les ascendances soient à l'origine des précipitations simulées du mois de mai 1999. D'autres sources de condensation, telles que le refroidissement radiatif au sommet des nuages stratosphériques polaires ou encore la convergence d'humidité à grande échelle, doivent être envisagées. De telles sources échappent au désagrégateur. Par ailleurs, il est probable que les phénomènes responsables de la précipitation sur le haut plateau soient marginaux par rapport au domaine de validité des paramétrisations du MAR (très faibles concentrations en cristaux de glace nuageux, en flocons de neige et en vapeur d'eau ; très fortes humidités relatives) : il convient donc de faire preuve de prudence quant au réalisme des phénomènes simulés. Quoi qu'il en soit, les expériences réalisées suggèrent que les flocons de neige se forment à de très hautes altitudes. Nous recommandons la réalisation d'expériences de sensibilité avec le MAR, l'une d'elle pouvant, par exemple, consister à convertir les sursaturations stratosphériques en hydrométéores « lâchés » au niveau de la tropopause.

### 3.4 Sensibilité à la paramétrisation de la vitesse verticale orographique

Après avoir étudié le comportement thermodynamique du modèle, nous rajoutons maintenant la couche dynamique. Rappelons que dans le désagrégateur, c'est la vitesse verticale qui est à l'origine des précipitations. Nous avons testé un certain nombre de paramétrisations de la composante orographique de la vitesse verticale. Le calcul idéal ferait intervenir une représentation détaillée et complète de la structure des ondes de gravité excitées par le relief. Cela changerait la nature du désagrégateur, qui s'apparenterait à un modèle de circulation générale. Notre démarche a été d'estimer la pertinence de paramétrisations simples de la vitesse verticale orographique en nous fiant à la représentation plus complète du MAR.

#### 3.4.1 Protocole

Nous avons désagrégé les sorties de la simulation MAR à 80 km de résolution sur la grille à 40 km de résolution. Les résultats sont confrontés aux sorties de la simulation MAR à 40 km de résolution. Le saut de résolution entre les deux modèles contraint le désagrégateur à créer une vitesse verticale supplémentaire, orographique.

En complément des figures, nous avons quantifié les résultats à l'aide des grandeurs statistiques que sont la corrélation et l'efficacité. Pour un champ bidimensionnel  $P_{i,j}$  que l'on compare à un champ référence  $R_{i,j}$ , la corrélation et l'efficacité sont définies par :

$$\text{corr}(P, R) \equiv \frac{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} (P_{i,j} - p)(R_{i,j} - r)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} (P_{i,j} - p)^2} \sqrt{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} (R_{i,j} - r)^2}}$$

$$\text{eff}_R(P) \equiv 1 - \frac{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} (P_{i,j} - R_{i,j})^2}{\sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} (R_{i,j} - r)^2}$$

où  $p$  et  $q$  sont les moyennes spatiales de  $P$  et  $Q$  :

$$p \equiv \frac{1}{n_i n_j} \sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} P_{i,j}$$

$$r \equiv \frac{1}{n_i n_j} \sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} R_{i,j}$$

Le coefficient de corrélation n'est sensible qu'à la dynamique (en l'occurrence spatiale) des variables. L'efficacité traduit non seulement la dynamique mais également la proximité des valeurs de  $P$  et  $R$ , ce qui s'avère intéressant pour une grandeur comme la précipitation. Quel que soit le critère utilisé, plus il est proche de 1, meilleure est l'estimation (selon ce critère). Nous utiliserons ces deux critères en raison de leur complémentarité.

L'efficacité est aussi appelée critère de Nash (Nash et Sutcliffe, 1970). Elle est très utilisée dans la validation de modèles hydrologiques ; on se référera à Gallée *et al.* (2005) pour une utilisation dans un contexte glaciologique. Une efficacité de 1 implique que les valeurs des deux jeux de données coïncident en chaque point de l'espace. Une efficacité négative sanctionne un modèle dont la performance est inférieure à celle d'un instrument de mesure hypothétique fournissant uniquement la moyenne spatiale du champ référence.

La période d'étude correspond à l'année 1999. Elle est choisie assez courte afin de rendre possible le test de plusieurs paramétrisations et assez longue pour que les statistiques obtenues soient significatives. Les grandeurs statistiques décrites précédemment ont été calculées, d'une part, sur l'ensemble du domaine, *i.e.*, pour  $x$  et  $y$  compris entre  $-2640$  km et  $2640$  km (*cf.* page 29), et, d'autre part, sur les glaces continentales.

### 3.4.2 Présentation des expériences

#### 3.4.2.1 L'expérience témoin LSC

Dans l'expérience témoin LSC (pour *large-scale*), il n'est pas tenu compte de la vitesse verticale orographique. Ainsi, la vitesse verticale du modèle de désagrégation « reçoit » simplement les valeurs de la vitesse verticale du MAR, interpolées sur la grille DSG :  $\omega = [\omega]_1$ . Cette expérience sert de témoin pour mesurer l'apport des paramétrisations « VDELB déphasée » et « Scorer » en termes de qualités des précipitations. Ces deux expériences, décrites ci-après, ajoutent à l'expression de  $\omega$  telle qu'elle est formulée dans l'expérience témoin une représentation des mouvements verticaux induits par le relief de petite échelle.

#### 3.4.2.2 La paramétrisation VDELB déphasée

La paramétrisation VDELB déphasée consiste à reprendre l'équation 1.9. C'est une paramétrisation simple des ondes de gravité.

#### 3.4.2.3 La paramétrisation de Scorer

La paramétrisation de Scorer est explicitée par l'équation 1.8. C'est déjà une paramétrisation complexe des ondes de gravité, bien qu'unidimensionnelle.

### 3.4.3 Analyse

#### 3.4.3.1 Précipitation

**Statistiques** D'une manière générale, le désagrégateur donne ses meilleurs résultats sur le continent, où l'effet orographique est important dans le mécanisme de la précipitation. Les corrélations et efficacités sont en effet plus élevées lorsque l'océan est exclu du calcul. Sur l'océan, il conviendrait même de préférer les entrées du désagrégateur à ses sorties : cela se vérifie en termes statistiques et s'explique trivialement par le fait que la surface de l'océan est dénuée de relief et la physique du désagrégateur bien moins complète que celle d'un modèle régional. Nous mettrons donc l'océan de côté. Les statistiques obtenues sont consignées au sein des tableaux 3.1 et 3.2, qui rassemblent respectivement les efficacités et corrélations calculées sur le continent pour chacune des trois expériences.

Sans conservation, les efficacités sont bien meilleures avec la paramétrisation de Scorer qu'avec la paramétrisation VDELB déphasée (0,78 contre 0,65). Autrement dit, c'est la paramétrisation la plus complète qui permet d'obtenir les quantités de précipitation les plus proches de celles du modèle régional. L'apport est moins net en se fiant aux corrélations (0,91 dans les deux cas).

À titre de référence, nous pouvons utiliser comme estimation de la précipitation à 40 km de résolution la précipitation MAR à 80 km de résolution interpolée sur la grille à 40 km. Les corrélations et efficacités spatiales que forment les précipitations MAR-80 km avec celles de MAR-40 km s'élèvent respectivement à 0,91 et 0,97 (non montré



	VDELB déphasée	Scorer	LSC
Précipitation désagrégée, sans conservation	0,65	0,78	<b>0,79</b>
Précipitation désagrégée, avec conservation locale	0,89	<b>0,90</b>	0,88
Précipitation désagrégée, avec conservation globale	<b>0,89</b>	0,89	0,87
Précipitation désagrégée, avec conservation mixte	0,92	<b>0,93</b>	0,92

TAB. 3.1 : Quantification de l'apport de la désagrégation en fonction des méthodes de conservation et de la paramétrisation de la vitesse verticale orographique : **efficacités** statistiques des différents jeux de données obtenus avec pour référence la précipitation calculée par le MAR à la résolution de 40 km. Le calcul est effectué en considérant l'accumulation totale au cours de l'année 1999. Seuls les points de grille continentaux sont considérés. Pour chaque ligne, la plus forte valeur est écrite en gras.

	VDELB déphasée	Scorer	LSC
Précipitation désagrégée, sans conservation	0,91	<b>0,91</b>	0,89
Précipitation désagrégée, avec conservation locale	0,95	<b>0,96</b>	0,95
Précipitation désagrégée, avec conservation globale	0,95	<b>0,96</b>	0,95
Précipitation désagrégée, avec conservation mixte	0,97	<b>0,97</b>	0,97

TAB. 3.2 : Quantification de l'apport de la désagrégation en fonction des méthodes de conservation et de la paramétrisation de la vitesse verticale orographique : **corrélations** entre les différents jeux de données obtenus et la précipitation calculée par le MAR à la résolution de 40 km. Le calcul est effectué en considérant l'accumulation totale au cours de l'année 1999. Seuls les points de grille continentaux sont considérés. Pour chaque ligne, la plus forte valeur est écrite en gras.

dans les tableaux 3.1 et 3.2). Ainsi, le désagrégateur ne parvient pas à égaler le modèle régional malgré une plus fine perception du relief : le saut de résolution est trop faible pour que l'information sur le relief mérite d'être préférée à l'information sur la physique des processus.

L'application de routines de conservation de la précipitation permet d'augmenter sensiblement les valeurs d'efficacité et de corrélation, puisque l'on obtient des efficacités de 0,89 et des corrélations de l'ordre de 0,96. C'est la conservation mixte locale-globale qui donne les meilleurs résultats (corrélations de 0,97 ; efficacités de 0,92 et 0,93 pour les paramétrisations VDELB déphasée et Scorer, respectivement). Dans les deux cas, c'est mieux que ce que l'on peut obtenir par simple interpolation des résultats de la simulation MAR à 80 km de résolution.

Dans les tableaux 3.1 et 3.2, la dernière colonne présente les efficacités et corrélations obtenues dans le cadre de l'expérience témoin LSC (*cf.* sous-sous-section 3.4.2.1). De façon surprenante, les efficacités calculées avant conservation sont plus élevées que pour les deux autres expériences. En revanche, les corrélations avant conservation sont moindres, si bien qu'une fois appliquée l'une ou l'autre des conservations, les valeurs d'efficacité redeviennent inférieures à celles obtenues à partir des résultats des expériences « VDELB déphasée » et « Scorer ».

En conclusion, la méthode de conservation mixte s'avère indispensable pour que la désagrégation apporte une valeur ajoutée. Par ailleurs, une représentation élaborée de la vitesse verticale d'origine orographique améliore les résultats par rapport à une paramétrisation simple.

Pour compléter ces résultats, il serait intéressant d'injecter dans le désagrégateur les

vitesse issues de la simulation MAR à 40 km de résolution. Nous pourrions ainsi mesurer directement l'impact de l'erreur commise sur les vitesses verticales dans le calcul des précipitations.

Par ailleurs, nous recommandons la réalisation d'une expérience légèrement différente à la nôtre et qui permettrait de confirmer les résultats obtenus. Il s'agirait de désagréger de 40 km vers 40 km en utilisant la topographie à 80 km interpolée sur la grille à 40 km. Cette méthode élégante permet de s'affranchir des effets purement liés à la résolution du modèle et de ne retenir que l'influence de la finesse du relief.

Il est probable que l'apport de la désagrégation soit plus manifeste encore si l'on choisit un véritable saut de résolution, par exemple de 100 vers 10 km. Nous nous en rendrons compte lors de l'application sur le Law Dome (section 3.5).

**Résultats pour l'expérience Scorer** Les résultats de l'expérience de Scorer sont regroupés au sein de la figure 3.13, qui illustre l'effet des différentes méthodes de conservation de la précipitation.

## 3.5 Sensibilité à la résolution d'arrivée et application au Law Dome

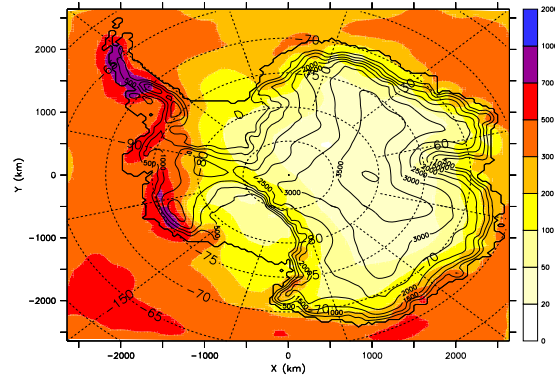
Une dernière étude visait à tester la sensibilité du modèle de désagrégation à sa résolution spatiale. Après quelques considérations théoriques et pratiques, nous exposerons les résultats du test. Les accumulations obtenues seront comparées aux observations disponibles.

### 3.5.1 Choisir une résolution spatiale pertinente

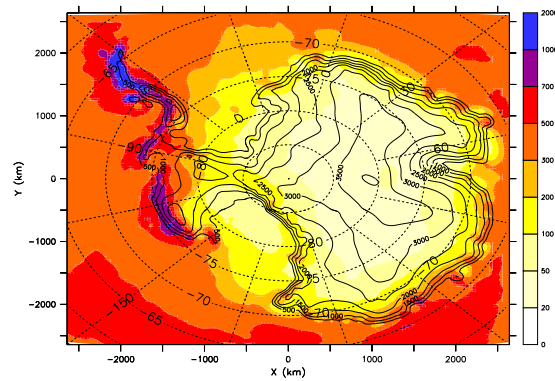
#### 3.5.1.1 Considérations générales

**Une résolution adaptée aux hypothèses** Tout d'abord, la résolution doit être adaptée aux hypothèses supportant les équations du modèle. La première de ces hypothèses définit la taille d'un « élément » du système, celui dont le comportement est régi par les équations précitées. Prenons l'exemple d'un modèle de dynamique des fluides reposant sur les équations de Navier-Stokes. Ces équations sont encore valables aux échelles particulières mais tombent en défaut lorsque les interactions moléculaires prennent de l'importance. Il est parfaitement inutile de mailler un tel modèle à l'échelle moléculaire.

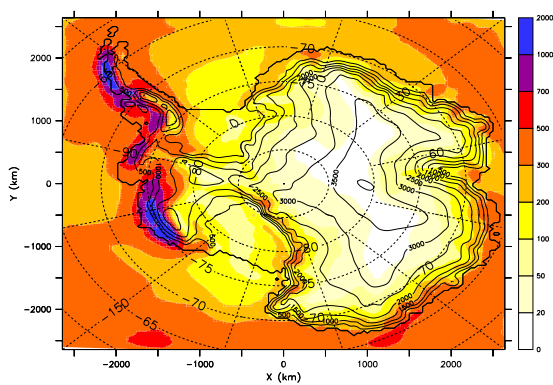
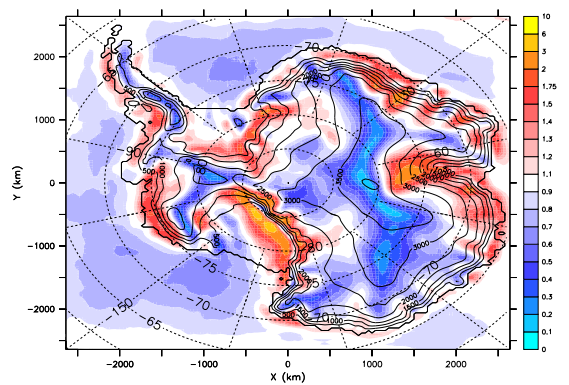
**Une résolution adaptée à la taille des structures étudiées** Par ailleurs, le pas de maillage doit nécessairement être plus petit que l'échelle des structures que l'on souhaite « capturer » (par exemple, la taille des tourbillons générés par une aile d'avion). Pour s'en convaincre, considérons l'échantillonnage d'un signal analogique à une dimension, temporelle. Ce signal peut être décomposé en une somme de sinusoïdes, et il est intuitivement évident qu'une perte d'information se produit si le pas d'échantillonnage est trop grand par comparaison avec les périodes en cause. Concrètement, un signal de période  $T$  doit être échantillonné avec un pas de temps inférieur ou égal à  $T/2$  (voir le théorème de Nyquist-Shannon pour la version fréquentielle). En transposant ces considérations du plan temporel vers le plan spatial, on en déduit que pour capturer des structures de longueur d'onde  $L$ , le pas d'espace doit être inférieur ou égal à  $L/2$ .



(a) MAR 80 km



(b) MAR 40 km

(c) DSG 80  $\rightarrow$  40 km (sc)(d) DSG 80  $\rightarrow$  40 km (sc)  $\div$  MAR 80 km

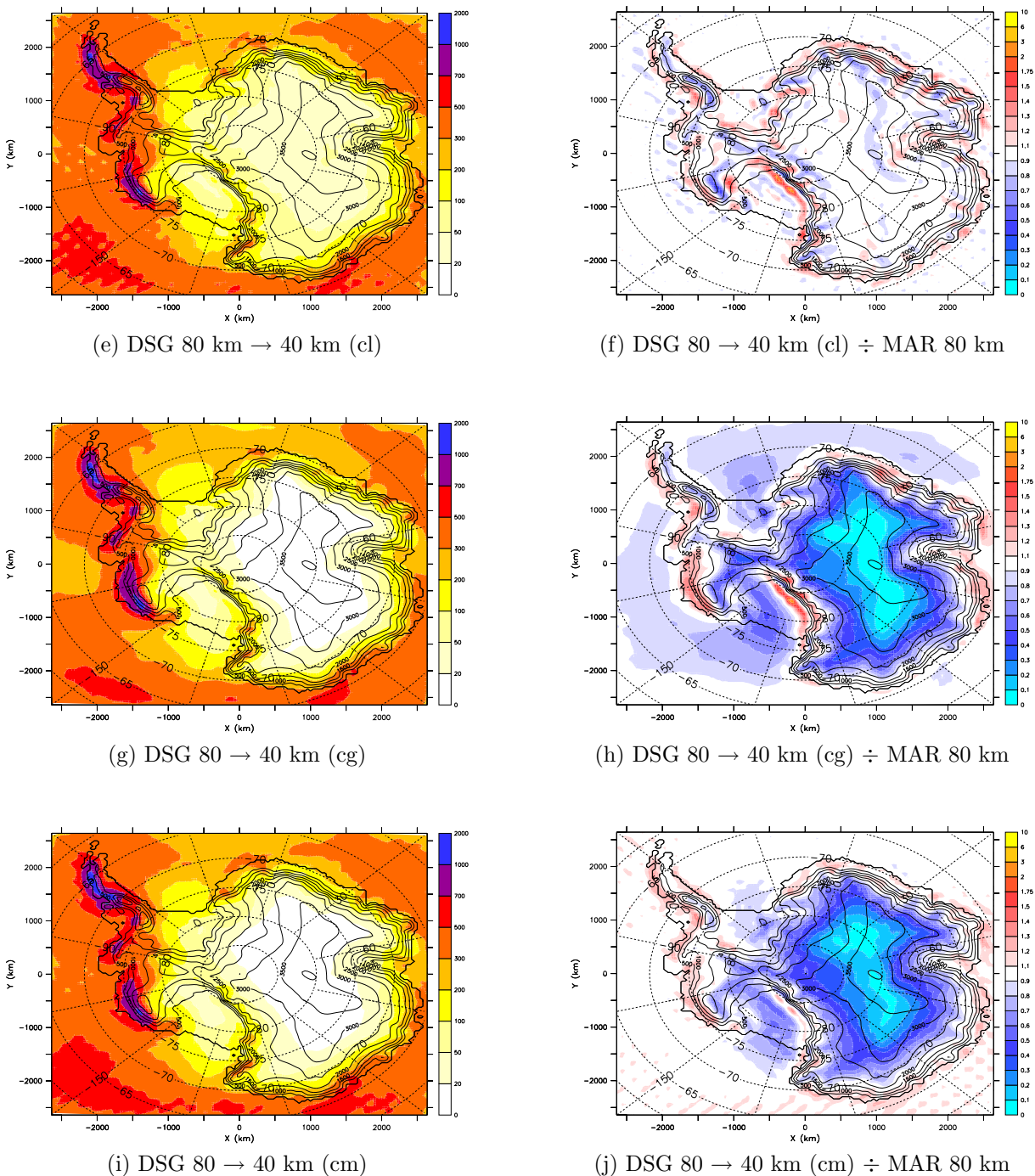


FIG. 3.13 : Désagrégation de 80 vers 40 km de résolution, dans le cadre de la paramétrisation de Scorer : **précipitations annuelles** pour l'année 1999 (*mm équivalent eau liquide*). (a) : Précipitations non désagrégées. (b) : Précipitations simulées par le MAR à la résolution de 40 km, sans transport de neige par le vent. (c-e-g-i) : Précipitations désagrégées pour différentes conservations (sc : sans conservation ; cl : conservation locale ; cg : conservation globale ; cm : conservation mixte). (d-f-h-j) : Les précipitations désagrégées sont rapportées aux précipitations non désagrégées.

### 3.5.1.2 Cas pratique du désagrégateur

**Limitations techniques** Le rôle du désagrégateur est de diagnostiquer des variables à un instant donné. Par conséquent, aucun pas de temps ne vient rythmer son fonctionnement. En cela, il se distingue singulièrement d'un modèle pronostique, dont la stabilité des schémas numériques impose d'adapter le pas de temps à la résolution spatiale. Par rapport à un tel modèle, la relation entre le pas de maillage et le coût numérique d'une simulation s'en trouve affaiblie. Ainsi, affiner d'un facteur 2 la résolution spatiale revient à multiplier par 4 – et non par 8 – le coût numérique d'une désagrégation. Ajouté à cela que les calculs effectués par le désagrégateur sont assez simples, on peut estimer qu'il est relativement peu coûteux de raffiner vers de très hautes résolutions, même avec un ordinateur de bureau.

Toutefois, la taille croissante des fichiers à manipuler nous a empêché de travailler à des échelles très petites, et nous nous sommes arrêtés à 5 km pour les domaines côtiers et 20 pour l'Antarctique complet. Pour aller plus loin, mentionnons que la résolution du modèle numérique de terrain dont nous disposons pour élaborer les topographies des modèles est de 1 km, et que la précision horizontale en régions côtières est de 400 m : il aurait donc été inopportun de choisir une résolution plus fine que 1 km.

**Les hypothèses** Par définition, les équations basées sur la thermodynamique restent réalistes à la résolution kilométrique. En revanche, l'équation (1.8) donnant le mouvement vertical d'origine orographique n'est valable que pour des résolutions plus grossières que  $\pi/k_c \approx 3$  km (*cf.* sous-sous-section 1.4.1.2 et section 1.8). En réalité, si le modèle numérique de terrain ne présente pas de relief de longueur d'onde inférieure à  $2\pi/k_c$ , il n'y a aucune contre-indication à choisir une résolution plus fine que  $\pi/k_c$ . En revanche, on serait pénalisé du point de vue du coût numérique sans réelle contrepartie physique. En résumé, on retiendra que les hypothèses utilisées dans le modèle de désagrégation sont adaptées à des échelles de quelques kilomètres à quelques dizaines de kilomètres.

**Le forçage orographique** Dans la nature, l'orographie influence la précipitation à de multiples échelles spatiales, en raison :

- de la multiplicité des échelles constituant le relief ;
- de la diversité des phénomènes induits par la topographie ;
- de la non-linéarité de ces phénomènes (un forçage d'une certaine échelle spatiale peut exciter d'autres échelles spatiales, *cf.* la réponse fréquentielle en théorie du signal).

Toutefois, bien qu'un relief puisse être particulièrement tourmenté, il n'est pas impossible que la masse d'air le considère dans son ensemble. Par exemple, un cône d'air froid peut se former au pied d'un massif, si bien que le soulèvement débute bien en amont de l'écoulement. C'est le cas de la région des Terres Froides, située au pied du massif de la Chartreuse, dans une situation de flux de nord-ouest, en hiver. De la même façon, le long des côtes antarctiques se forme un cône d'air froid par accumulation d'air au pied de la calotte (un jet côtier y est d'ailleurs associé).

Ce phénomène thermodynamique ne peut être résolu par un modèle diagnostique. De même, l'effet de fœhn n'est pas intégré dans le modèle. D'une façon générale, le désagrégateur n'est pas capable de pallier les éventuels manques dans la représentation des phénomènes à grande échelle.

Toutefois, on s'attend à ce que les pics de précipitation associés aux chaînes de montagne s'opposant à l'arrivée de masses d'air humides soient plus marqués.

### 3.5.1.3 Comportements envisageables à trop fine échelle

Quel comportement le modèle peut-il adopter lorsqu'on le fait travailler à des échelles trop petites pour lui ? On peut envisager :

- qu'il ne sache plus distinguer deux points et leur attribue abusivement la même valeur ;
- que du bruit apparaisse ;
- que les extrema divergent.

## 3.5.2 Expérience du Law Dome

### 3.5.2.1 Géographie

Le Law Dome (66°44' S, 112°50' E) est un dôme glaciaire situé en terre de Wilkes (Antarctique de l'Est). Large de 200 km environ, il s'élève à une altitude de 1395 m (Wikipédia). Sa position avancée par rapport au reste de la côte le rend particulièrement exposé aux perturbations cycloniques, qui touchent préférentiellement son flanc Est. Notons que seule la pointe de la péninsule Antarctique s'avance plus au nord que le Law Dome. La carte A.2 présente la toponymie de la région du Law Dome.

### 3.5.2.2 Distribution de l'accumulation et mécanismes de précipitation

Le Law Dome présente un gradient d'accumulation décroissant d'est en ouest à travers son sommet. La morphologie du Law Dome suggère que le phénomène de redistribution par le vent n'est pas responsable de l'existence de ce gradient. La sublimation en surface semble, quant à elle, contribuer de façon très marginale au bilan de masse du Law Dome (Peyaud, 2003, figure 7). On attribue en fait ce gradient à une inhomogénéité dans les précipitations, d'origine orographique (Goodwin, 1990).

Naissant dans le courant circumpolaire antarctique, les perturbations cycloniques se déplacent globalement d'ouest en est. Certaines d'entre elles développent en outre une légère composante vers le sud, qui leur permet d'approcher, voire d'atteindre, les côtes antarctiques. Or, les masses d'air s'enroulent autour des centres dépressionnaires dans le sens horaire, puisque nous sommes dans l'hémisphère Sud. Ainsi, de l'air humide s'élève sur les flancs est-sud-est à est du Law Dome en se refroidissant adiabatiquement. Une fois le niveau de condensation atteint, la masse d'air déverse son trop plein d'humidité. Par analogie avec une situation bien connue dans les Alpes, on peut parler de « retours d'est » – un système dépressionnaire situé aux alentours de 65° S jouant le rôle de la dépression du golfe de Gênes. Derrière le sommet du Law Dome, l'accumulation est bien moindre, et même localement nulle : on parle d'ombre (*precipitation shadow*). Goodwin mentionne que l'accumulation décroît de 800 à 300 kg.m<sup>-2</sup> en l'espace de seulement 20 km à travers le sommet. Deux raisons peuvent être évoquées :

- les masses d'air s'assèchent graduellement en escaladant les pentes ;
- les masses d'air ne parviennent pas à surmonter l'obstacle.

### 3.5.2.3 Influence de la résolution spatiale sur la représentation de la topographie

La résolution spatiale détermine la précision de la topographie. Ainsi, un maillage grossier adoucit les reliefs, atténuant les extrema qui subsistent, faisant disparaître les autres. Bien que le Law Dome fasse déjà parti des dômes de taille moyenne (diamètre 200 km),

l'effet de la résolution sur son altitude est sensible jusque  $dx = 10$  km (*cf.* tableau 3.3). Chaque valeur correspond au point de grille présentant la plus haute altitude, et non pas à une altitude interpolée au lieu géométrique du Law Dome (qui serait légèrement plus faible). La valeur réelle n'est jamais atteinte, puisque le modèle converge vers l'altitude de 1319 m ; cet écart est sans doute imputable au modèle numérique de terrain, de résolution kilométrique (Liu *et al.*, 2001). Ceci est surprenant, puisque, pour des pentes raides situées en régions côtières, la précision verticale du DEM est estimée à  $\pm 35$  m<sup>3</sup>, en association avec une précision horizontale de  $\pm 400$  m (Liu *et al.*, 1999). Construite à partir des valeurs du tableau 3.3, la figure 3.14 met en regard l'altitude simulée et la résolution spatiale.

Résolution (km)	80	40	20	10	5	2,5	1,25	Réalité
Altitude simulée (m)	985	1239	1292	1314	1318	1319	1319	1395

TAB. 3.3 : Altitude du sommet du Law Dome pour diverses résolutions.

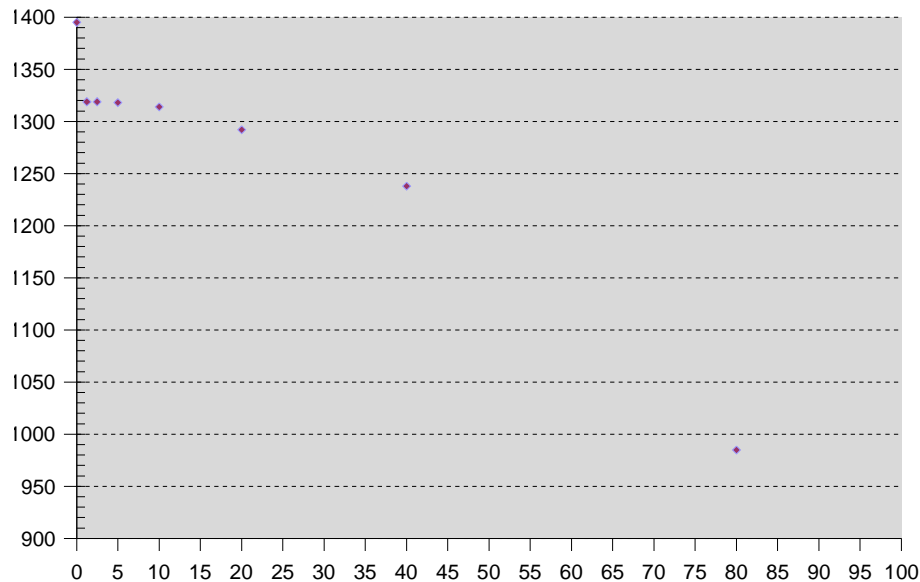


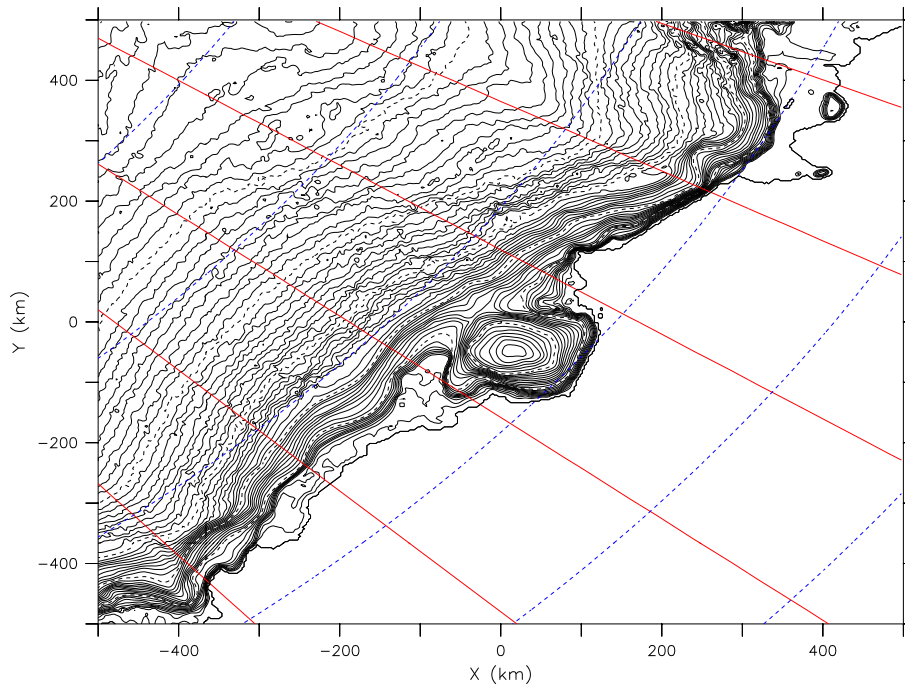
FIG. 3.14 : Nuage de points présentant l'altitude du sommet du Law Dome (en m) en fonction de la résolution spatiale choisie (en km). L'altitude réelle (1395 m) est associée à une résolution fictive nulle.

La bonne représentation de l'altitude d'un dôme comme celui-ci est plus importante qu'il n'y paraît. En effet, pour chaque événement neigeux, il existe une altitude bien précise que la masse d'air ne parvient pas à dépasser. Et cette altitude correspond assez souvent à celle du sommet du Law Dome.

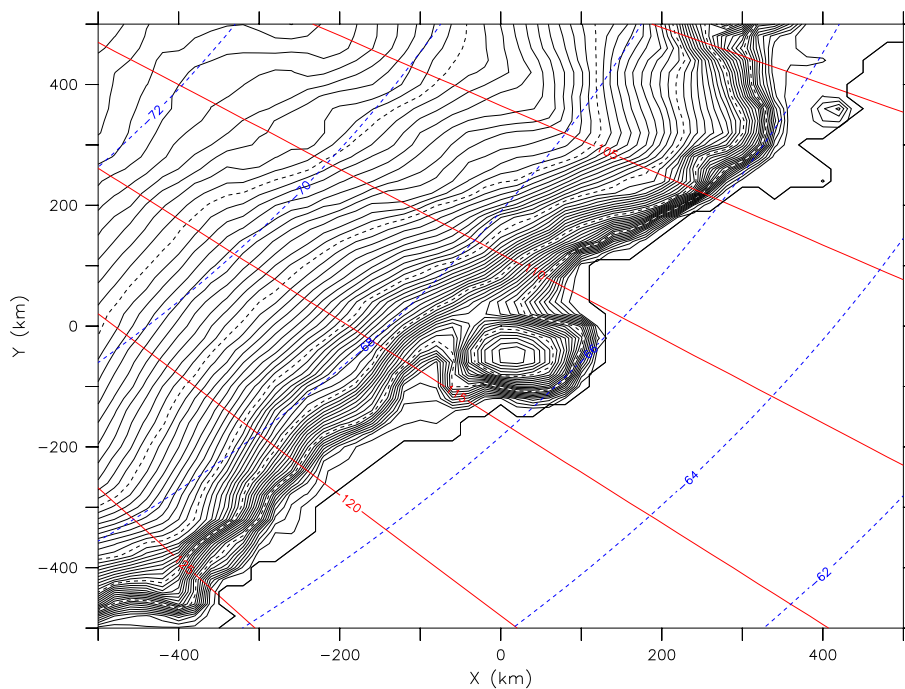
L'amélioration de la résolution spatiale restitue non seulement les extrema mais aussi les pentes. La pente étant le premier maillon de la chaîne de désagrégation (voir équation 1.5), voilà une raison supplémentaire de penser que le taux de précipitation calculé par le modèle de désagrégation est sensible à la résolution du modèle.

La figure 3.15 présente la topographie de la région du Law Dome pour deux résolutions différentes. Par rapport à la résolution de 20 km, on peut remarquer quelques améliorations notables à 2,5 km :

<sup>3</sup> Et même  $\pm 15$  m, d'après le site web du National Snow and Ice Data Center (NSIDC) : [http://nsidc.org/data/docs/daac/nsidc0082\\_ramp\\_dem\\_v2.gd.html](http://nsidc.org/data/docs/daac/nsidc0082_ramp_dem_v2.gd.html) (mise à jour du 1<sup>er</sup> novembre 2001)



(a) 2,5 km



(b) 20 km

FIG. 3.15 : **Topographie du Law Dome** pour deux résolutions différentes. Les courbes de niveau sont espacées de 50 m. Les courbes maîtresses (500, 1000, 1500, 2000 et 2500 m) sont tracées en trait tireté. La limite entre la calotte glaciaire, plates-formes glaciaires comprises, et l'océan, glace de mer comprise, est schématisée par une ligne épaisse continue. En surimpression sont représentés les contours de latitudes (tiretés bleus) et de longitudes (traits continus rouges).



- le trait de côte est plus précis (voir, par exemple, Clark Point, à l’extrême est) ;
- les ruptures de pentes sont plus nettes et les replats plus marqués (voir l’« épaule Est » du Law Dome, qui sépare Totten Glacier, au sud, et Williamson Glacier, au nord) ;
- les deux îles situées en haut à droite (d’ouest en est : Mill Island, 320 m, et Bowman Island, 152 m) n’émergent véritablement qu’à la résolution de 2,5 km ;
- les vallées (Vanderford Glacier, à l’ouest du Law Dome) sont davantage creusées.

On peut également se convaincre de ces améliorations en réalisant des coupes verticales dans les zones aux reliefs les plus « chaotiques ».

#### 3.5.2.4 Influence de la résolution spatiale sur les précipitations

Pour cette expérience de sensibilité, nous avons utilisé les champs météorologiques issus de la simulation MAR de résolution de 80 km. Nous avons choisi une résolution grossière de façon à laisser une grande latitude au désagrégateur. Pour la même raison, nous n’avons appliqué aucun schéma de conservation de la précipitation.

La figure 3.16 présente les résultats de cette expérience de sensibilité. Une résolution plus fine se traduit globalement par davantage de précipitations, ce que l’on peut voir avec la remontée du contour 200 mmEQ. Par ailleurs, les contrastes locaux prennent de l’importance. Ainsi, sur le Law Dome apparaît un net gradient de précipitation entre les pentes médianes du flanc Est et les pentes supérieures du versant Ouest. Le maximum de précipitation du versant Est se double lors du passage à une résolution de 5 km. À cette résolution, la structure spatiale de la précipitation diffère complètement de celle obtenue à la résolution de 40 km, où le maximum de précipitation était localisé au sommet du Law Dome.

La figure 3.17 regroupe les maxima de précipitation pour chacune des résolutions atteintes par le désagrégateur. Ces points peuvent être approchés par une courbe convexe, qui s’infléchit fortement au niveau de l’abscisse 20 km. La suite de points semble converger lorsque la résolution s’approche de 0, ce qui témoigne d’un bon comportement du modèle.

Les contraintes numériques en termes de temps de calcul et de capacités de stockage nous conduisent à éviter les résolutions plus fines que 5 km. Par ailleurs, certaines hypothèses tomberaient en défaut si l’on raffinait davantage. Notant qu’une résolution de 5 ou 10 km permet l’obtention d’un gradient de précipitation à travers le sommet du Law Dome proche de celui à 2,5 km de résolution, nous pouvons choisir l’une ou l’autre des résolutions. Nous choisirons la résolution de 5 km. Ce choix est cohérent avec le fait que, dans la région du Law Dome, la longueur d’onde typique des variations de l’orographie et de l’accumulation est de 10 km, comme souligné dans van de Berg *et al.* (2006).

#### 3.5.2.5 Bilan de masse en surface dans la région du Law Dome

**Obtention du bilan de masse en surface** Le bilan de masse en surface est obtenu à partir de trois simulations MAR et de la désagrégation de l’une d’entre elles. Toutes les simulations MAR ont pour résolution spatiale 40 km. Les précipitations sous forme de pluie, la sublimation, ainsi que l’accumulation de neige sont issues d’une simulation avec transport de neige par le vent des années 1998 à 2001. Nous avons vu que le ruissellement obtenu par cette simulation était surestimé, c’est pourquoi nous lui préférons le ruissellement calculé par une simulation semblable mais dont l’albédo est fonction de la distance zénithale du Soleil ; la période simulée couvre les années 1980 à 1982. Ces deux premières simulations permettent de construire un bilan de masse en surface à la

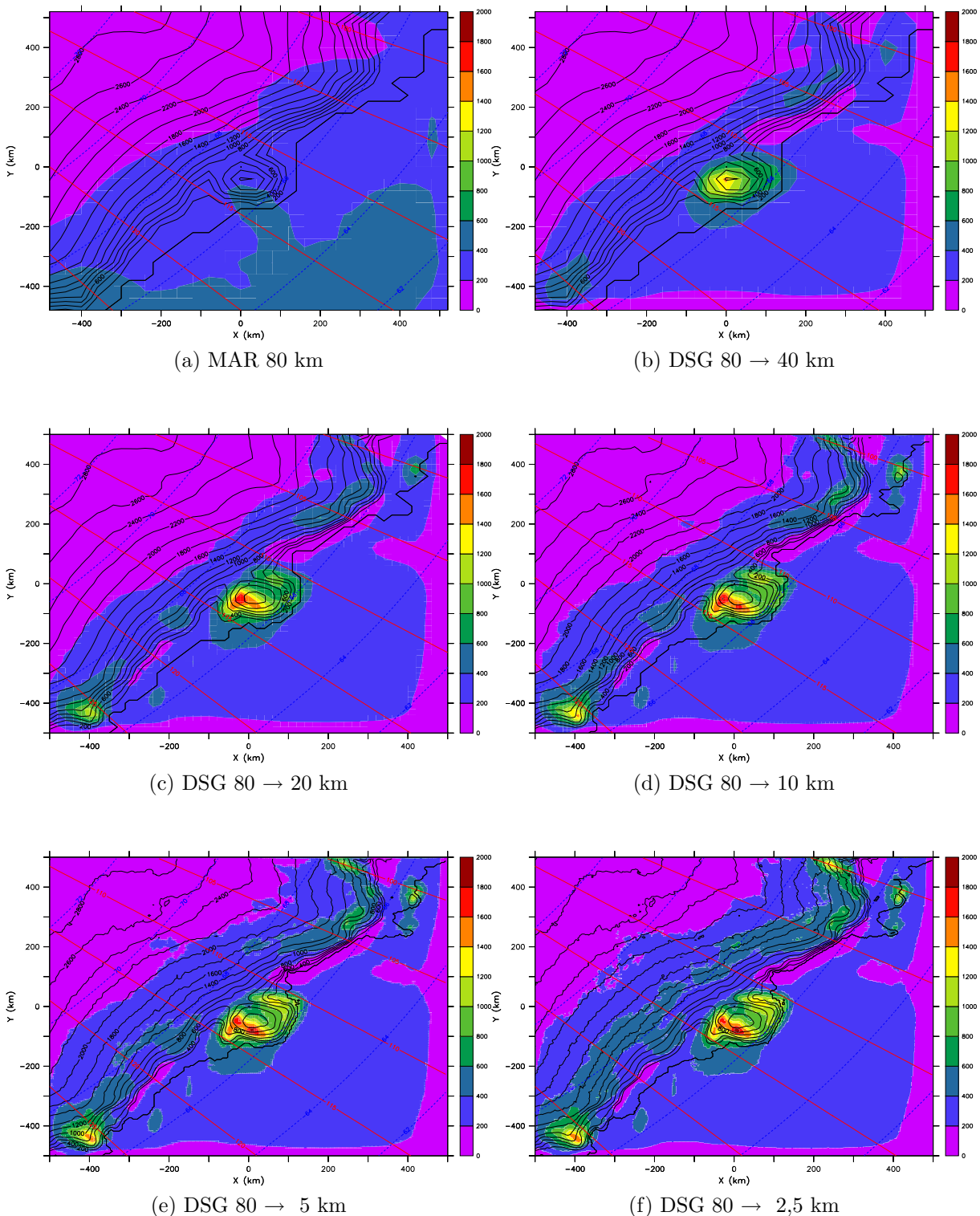


FIG. 3.16 : **Précipitations** de l'année 1999 sur la région du Law Dome pour plusieurs résolutions différentes (*mm équivalent eau par an*). Désagrégation sans conservation à partir d'une simulation MAR à 80 km de résolution. Les courbes de niveau sont espacées de 200 m. La limite entre la calotte glaciaire, plates-formes glaciaires comprises, et l'océan, glace de mer comprise, est schématisée par une ligne épaisse continue. En surimpression sont représentés les contours de latitudes (tiretés bleus) et de longitudes (traits continus rouges).

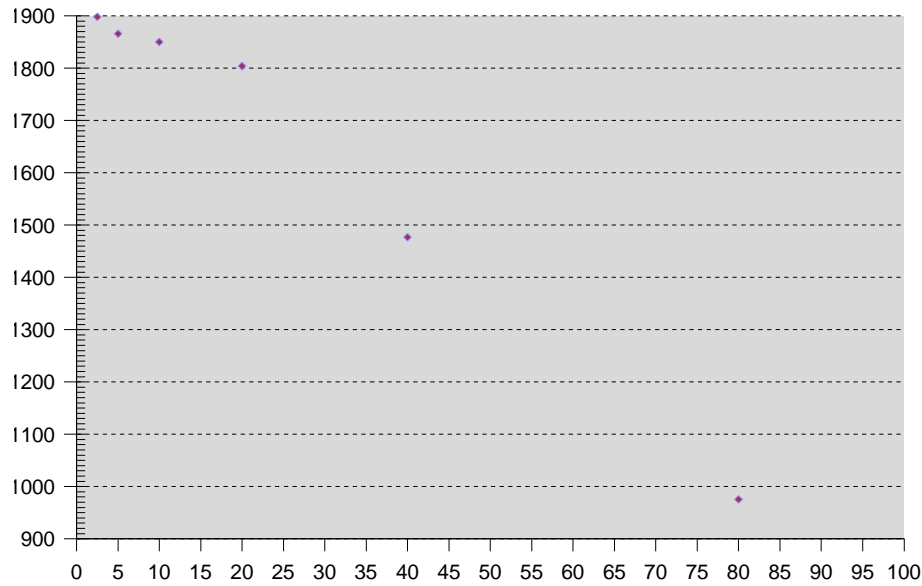


FIG. 3.17 : Nuage de points présentant le **maximum global de précipitation** (en  $\text{mmEQ.an}^{-1}$ ) pour l'année 1999 en fonction de la résolution spatiale choisie (en km).

résolution de 40 km.

L'effet de l'orographie de petite échelle sur les précipitations est apporté par la désagrégation des précipitations d'une simulation MAR sans transport de neige par le vent des années 1998 à 2001. Le bilan de masse en surface précédemment évoqué se voit donc corrigé d'un terme additionnel constitué par la différence entre les précipitations désagrégées dans le cadre d'un schéma de conservation local et les précipitations non désagrégées. La conservation locale a été préférée à une conservation globale ou mixte en raison de l'étendue des mers dans le domaine. En effet, le désagrégateur sous-estimant la précipitation en mer, un schéma de conservation globale aurait transféré une partie de ces erreurs sur la région d'étude, à savoir le Law Dome. En choisissant la conservation locale, le désagrégateur sert uniquement à répartir les précipitations en fonction du relief de petite échelle. Le bilan de masse ainsi construit est présenté sur la figure 3.18.

**Le gradient d'accumulation du Law Dome** Ce bilan de masse en surface est en grande partie conforme à la carte de van Ommen *et al.* (2004), que nous rappelons en figure 3.19. Il s'agit d'une climatologie obtenue à partir de carottages et d'un modèle d'écoulement glaciaire. Sa caractéristique principale réside dans la présence d'un fort gradient d'accumulation nette à travers le sommet du Law Dome. Ce gradient est en grande partie concentré dans une bande large de 70 km et centrée sur le sommet. À l'intérieur de cette bande, le gradient est homogène dans son intensité<sup>4</sup> ( $27 \text{ mmEQ.an}^{-1}.\text{km}^{-1}$ , pour  $1000 \text{ mmEQ.an}^{-1}$  en l'espace d'environ 37 km) et sa direction (E–W).

D'un point de vue qualitatif, le gradient d'accumulation nette simulé possède les mêmes caractéristiques que celui de van Ommen *et al.* (2004) : il est centré sur le Law Dome, assez régulier, et s'établit dans une direction E–W. D'un point de vue quantitatif, il atteint une valeur de  $850 \text{ mmEQ.an}^{-1}$  en l'espace de 70 km (valeurs de 1218 et  $365 \text{ mmEQ.an}^{-1}$ ) et, plus localement, une valeur de  $575 \text{ mmEQ.an}^{-1}$  en l'espace de 35 km (valeurs de 987

<sup>4</sup> Nota : Toutes les intensités ont été calculées en utilisant des segments de référence centrés sur la station DSS.

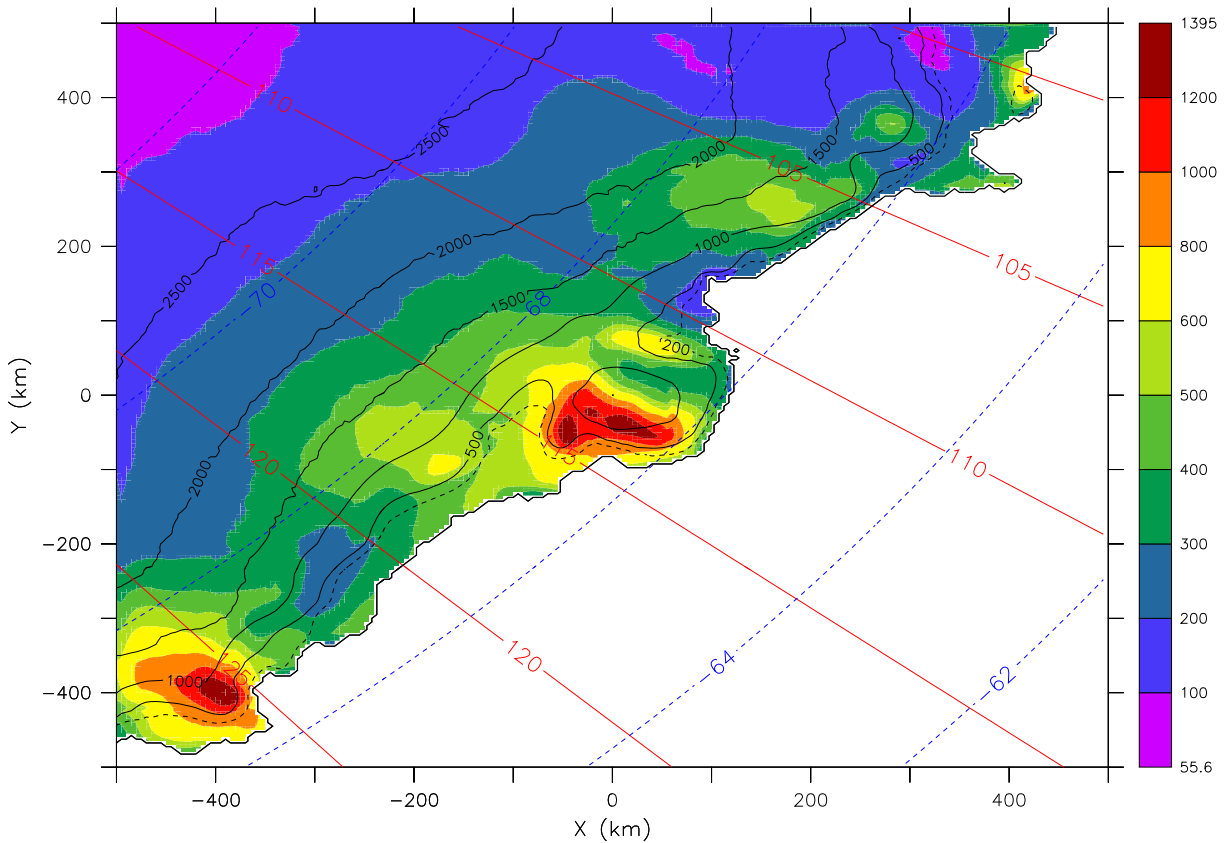


FIG. 3.18 : Carte du **bilan de masse en surface** annuel sur le Law Dome, pour la période 1998 à 2001 (*mm équivalent eau par an*). Cette carte est issue, d'une part, des résultats de la simulation MAR à 40 km de résolution avec transport de neige et, d'autre part, de la désagrégation à 5 km des précipitations d'une simulation MAR à 40 km de résolution, sans transport de neige par le vent.

et  $412 \text{ mmEQ.an}^{-1}$ ). L'intensité du gradient simulé est donc presque moitié moins forte que dans le cas des observations. Relativement à celles-ci, la chaîne de modèles surestime l'accumulation nette sur le flanc W du dôme et la sous-estime sur son flanc E.

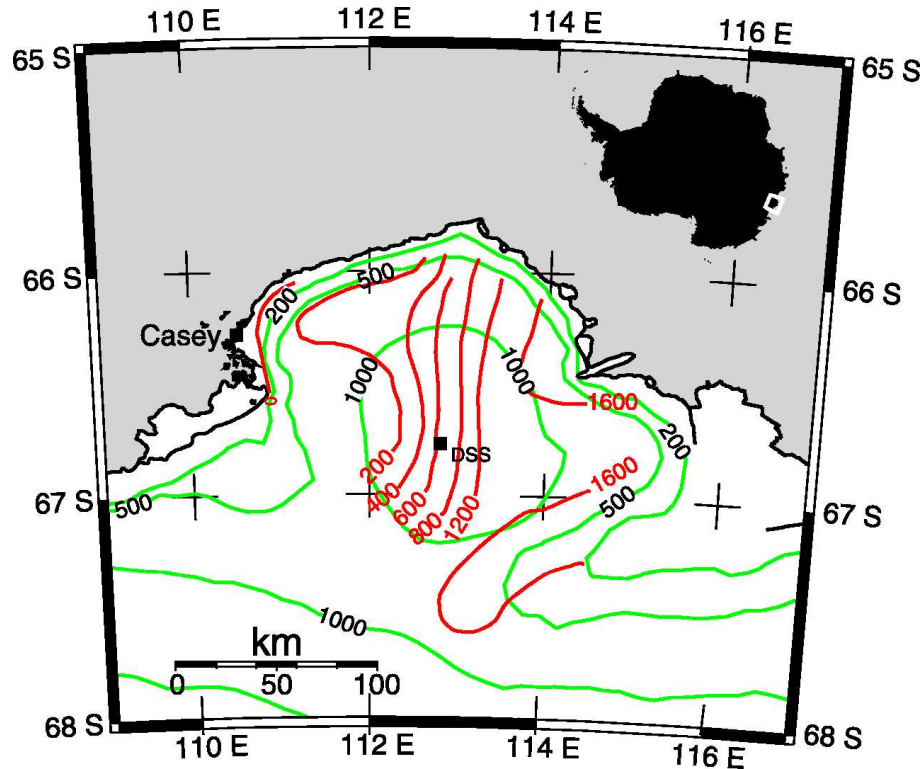


FIG. 3.19 : Carte climatologique du **bilan de masse en surface** sur le Law Dome, construite sur la base d'observations ( $\text{mm équivalent eau par an}$ ). Tiré de van de Berg *et al.* (2006), figure 2b, et adapté de van Ommen *et al.* (2004), figure 1. DSS est l'abréviation de *Law Dome Summit South*.

**Composantes du bilan de masse en surface** La figure 3.20 présente les trois composantes du bilan de masse de la figure 3.18. En particulier, on y trouve l'accumulation de neige (à laquelle nous associons les - modestes - précipitations sous forme de pluie), la résultante des phénomènes de sublimation et de dépôt, et enfin le ruissellement. Ainsi, la sous-figure (a) rassemble l'accumulation de neige définie dans la sous-sous-section 2.3.2.1 et la précipitation liquide, à savoir  $P_1$  dans la sous-section 2.3.6. Les sous-figures (b) et (c) ne sont autres que les figures 2.7a et 2.9b avec une focalisation sur la région du Law Dome et des échelles de couleur différentes ; de plus, les données ont été interpolées sur la grille à 5 km et le fond de carte topographique est celui à 5 km.

Les artefacts d'interpolation visibles sur la sous-figure 3.20c sont dûs à un positionnement différent du bord de côte entre les deux résolutions et à une grande sensibilité du ruissellement au type de sol. En pratique, les valeurs supérieures à  $100 \text{ mmEQ.an}^{-1}$  sont « récupérées » de points de grille MAR situés sur de la glace de mer, si bien que le ruissellement interpolé est probablement exagéré en limite des glaces d'origine continentales (il ne devrait pas y avoir de couleur rouge sur la figure 3.20c).

Quoiqu'il en soit, c'est bien l'accumulation qui constitue le principal contributeur au bilan de masse en surface. La sublimation est négative (dépôt) sur une infime partie du

Law Dome, mais il est probable que le phénomène de dépôt aurait lieu sur une surface plus grande si l'on faisait tourner MAR à une résolution plus fine que 40 km. En effet, le plateau sommital du Law Dome s'en trouverait entièrement rehaussé.

**Influence du transport de neige et de la désagrégation des précipitations** La figure 3.21 nous renseigne, d'une part, sur l'effet du transport de neige par le vent sur l'accumulation (sous-figure 3.21a) et, d'autre part, sur l'effet de la désagrégation sur les précipitations (sous-figure 3.21b). Il s'agit des deux contributions au gradient d'accumulation à travers le sommet du Law Dome. Le transport de neige est responsable d'un gradient dans le sens NW → SE tandis que la désagrégation des pluies engendre un gradient dans le sens W → E, voire SW → NE. Le premier gradient couvre un différentiel de 230 mm.an<sup>-1</sup> en l'espace de 165 km ; en moyenne sur le trajet entre les deux extrema, il représente donc une valeur de 1,4 mmEQ.an<sup>-1</sup>.km<sup>-1</sup>. Le second gradient est plus fort, puisqu'il s'élève à 9,7 mmEQ.an<sup>-1</sup>.km<sup>-1</sup>, avec un différentiel de 708 mm.an<sup>-1</sup> en seulement 73 km.

Le gradient d'accumulation nette observé sur le Law Dome serait donc davantage dû au forçage orographique sur les précipitations qu'au forçage orographique sur le phénomène de chasse-neige. Le fait que le bilan de masse en surface observé (figure 3.19) présente un gradient dans la direction E–W, comme sur la figure 3.21b, nous conforte dans cette idée. Pour s'en convaincre définitivement, il serait judicieux de réaliser des simulations MAR à très fine échelle (5 km), afin de connaître la sensibilité du chasse-neige à la résolution du modèle. Il est toutefois probable que le transport de neige par le vent soit moins sensible à la résolution spatiale que les précipitations, puisque celles-ci sont non seulement influencées par les gradients topographiques mais aussi par l'altitude même des reliefs. En effet, les masses d'air peuvent éprouver des difficultés à surmonter les hauts obstacles, tandis que le transport de neige par le vent n'est confronté à aucun effet de seuil quant à l'altitude de la surface.

*Nota* : On peut remarquer sur la figure 3.21b qu'un gradient opposé est présent sur le flanc W du Law Dome. Il doit son origine à la fraction des systèmes neigeux qui plongent sur l'Antarctique sans d'abord passer au large du Law Dome : de même que nous avons comparé les masses d'air s'élevant sur le flanc oriental du Law Dome aux retours d'est touchant les Alpes franco-italiennes (*cf.* sous-sous-section 3.5.2.2), nous pouvons, dans ce cas, oser l'analogie avec les dépressions venues du golfe de Gascogne.

## Validation locale à l'aide de stations météorologiques automatiques

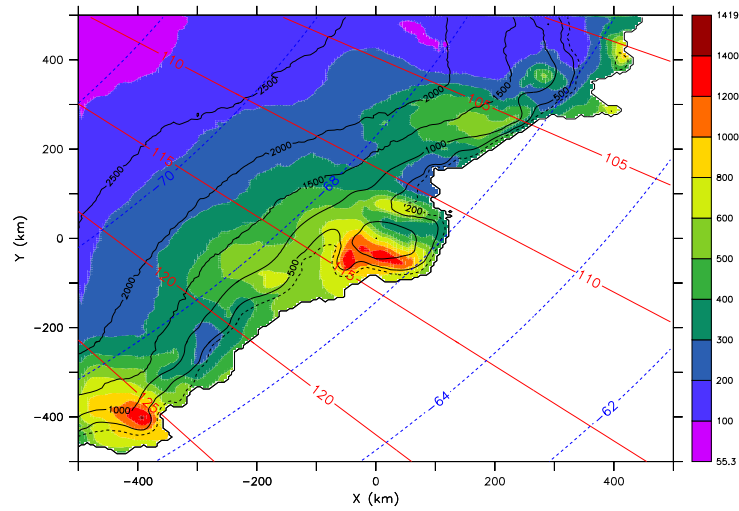
**Choix et présentation des données AWS** Tandis qu'une carte comme celle de van Ommen *et al.* (2004) nous apporte des données spatialisées à visée climatologique, nous disposons, par l'intermédiaire des relevés des stations météorologiques, d'un suivi temporel haute-fréquence<sup>5</sup> des variables météorologiques et des hauteurs de neige, en des points particuliers.

Dans la région du Law Dome, il existe quatre stations météorologiques automatiques disposant d'un capteur altimétrique fiable ayant fonctionné pendant les années 1998 à 2001. Il s'agit des AWS<sup>6</sup> australiennes de DSS<sup>7</sup>, A028-B, GF08-A et Lanyon-A. Nous avons écarté cette dernière en raison de la brièveté de la série temporelle ; les coordonnées

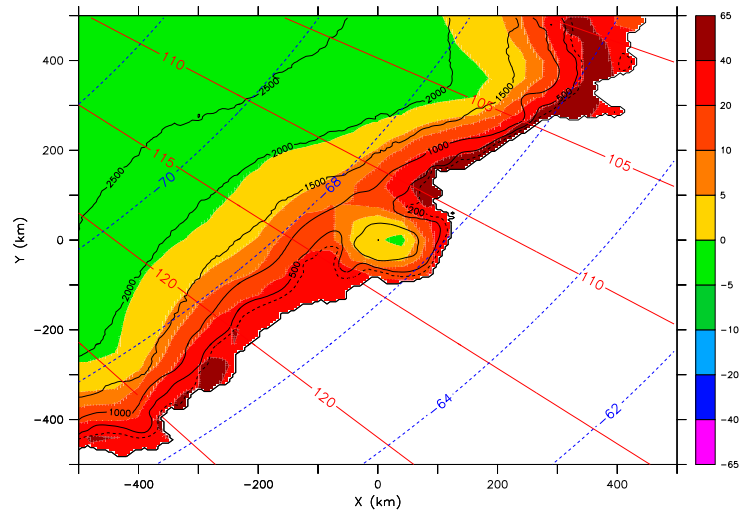
<sup>5</sup> Environ 16 mesures par jour.

<sup>6</sup> AWS : *automatic weather station(s)*.

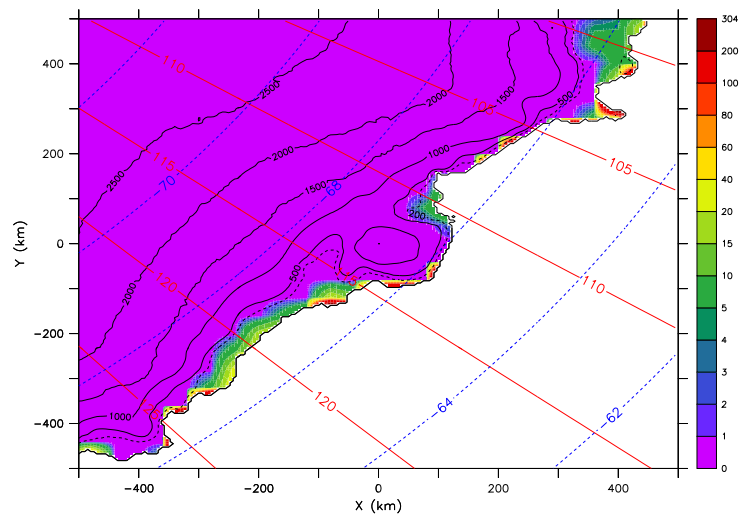
<sup>7</sup> DSS est l'abréviation de *Law Dome Summit South*.



(a) Accumulation (+ pluie)

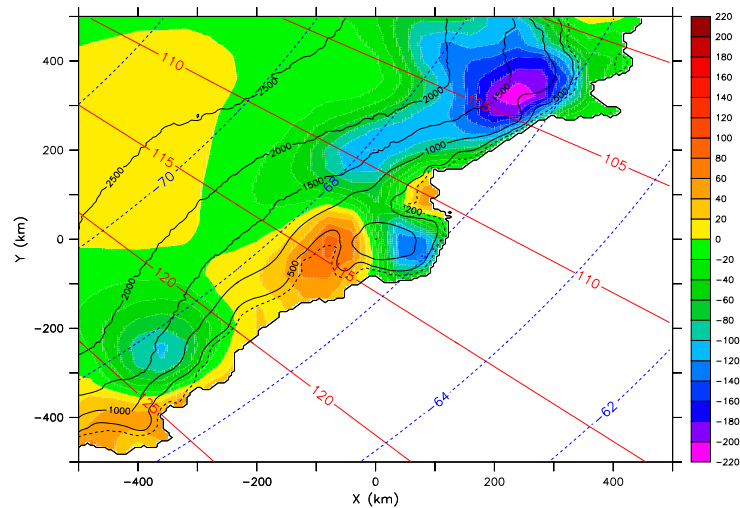


(b) Sublimation

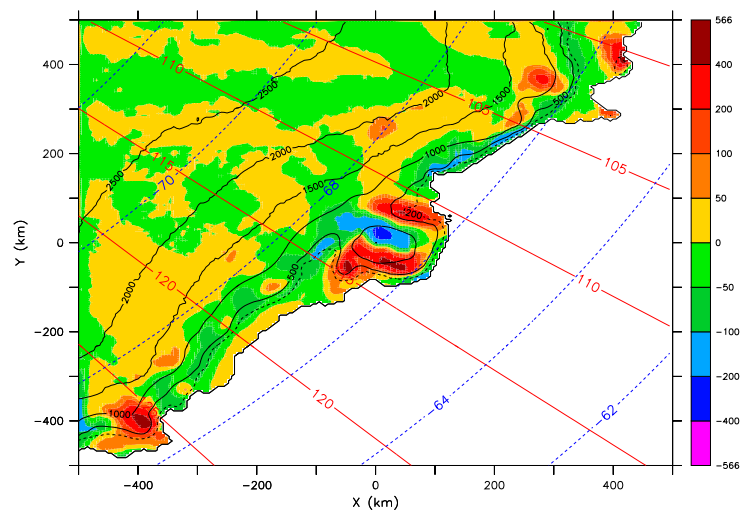


(c) Ruissellement

FIG. 3.20 : Composantes du bilan de masse en surface de la figure 3.18 (*mm équivalent eau par an*).



(a) Effet du transport de neige sur l'accumulation



(b) Effet de la désagrégation sur les précipitations

FIG. 3.21 : (a) : Effet du transport de neige par le vent sur l'accumulation : accumulation annuelle issue de la simulation avec transport de neige, privée de l'accumulation annuelle issue de la simulation sans transport de neige. (b) : Effet de la désagrégation sur les précipitations : les précipitations issues de la simulation sans transport de neige ont été soustraites au résultat de leur désagrégation. *L'unité est le mmEQ.an<sup>-1</sup>.*



géographiques des stations sélectionnées, accompagnées de leur date de mise en service, sont regroupées au sein du tableau 3.4.

<i>Nom</i>	<i>Longitude</i>	<i>Latitude</i>	<i>Altitude</i>	<i>Mise en service</i>
GF08-A	68°29'36"S	102°10'32"E	2123 m	17/01/2000
A028-B	68°24'28"S	112°13'03"E	1622 m	06/11/1998
DSS	66°46'09"S	112°48'38"E	1376 m	20/12/1997

TAB. 3.4 : Coordonnées géographiques et dates de mise en service des stations météorologiques automatiques retenues pour cette étude.

**Méthodologie** De façon à pouvoir les comparer aux hauteurs d'eau simulées, nous avons converti les hauteurs de neige mesurées par le capteur en leurs hauteurs d'eau liquide équivalentes. La transposition fait intervenir la masse volumique de la neige. Il est fait le choix d'une valeur caractéristique des premiers mètres du manteau neigeux, et non pas de sa surface, puisqu'une neige fraîche légère est susceptible d'être arrachée par le vent et, par conséquent, de ne jamais incorporer le névé à l'endroit de la mesure. Pour DSS, nous avons choisi la valeur de  $423,4 \text{ kg.m}^{-3}$ , « écho » surfacique de mesures de la masse volumique du névé à l'aplomb de DSS via une loi exponentielle profondeur-densité (Morrow *et al.*, 2001). Pour les deux autres stations, nous utiliserons la valeur de  $420 \text{ kg.m}^{-3}$ , représentative de la neige rencontrée au cours de la traverse A02–GD03–GD15, avec un écart type de seulement  $20 \text{ kg.m}^{-3}$  pour 760 km parcourus (Goodwin *et al.*, 2003); par construction, cette valeur convient à la station de A028-B; nous l'utiliserons également pour le site de GF08-A, aussi peu éloigné de A028 que ne l'est DSS (environ 300 km), et dont l'altitude (2123 m) est typique de celles rencontrées au cours de la traverse (1600 à 2300 m).

La station AWS enregistre des variations de hauteur rapides (quelques heures), en raison de l'érosion de la neige fraîche, de la formation de sastrugis ou simplement de la précision du capteur<sup>8</sup>. Par ailleurs, dans le cas où la neige fraîche reste en place, sa densité évolue, puisqu'elle est d'abord relativement faible avant d'augmenter par compaction sous l'effet du vent, du poids des couches successives ou de la transformation des cristaux de neige. Par conséquent, en faisant l'hypothèse que la neige tombe déjà densifiée, nous surestimons les variations de masse. C'est pourquoi nous avons effectué, préalablement aux calculs statistiques présentés par la suite, un lissage des données AWS sur une fenêtre glissante de 10 points, ce qui représente 15 heures en moyenne. Cette précaution permet également de limiter les erreurs d'aliasing au cours de l'interpolation sur la grille temporelle du MAR.

D'autre part, les bilans de masse du MAR, donnés sur la grille à 40 km, sont interpolés par une méthode bilinéaire sur la grille DSG à 5 km. Puis l'on sélectionne pour chacune des trois stations le point de grille le plus proche en minimisant la fonction suivante :

$$F \equiv (\lambda_{(i,j)} - \lambda_{\text{AWS}})^2 + (\phi_{(i,j)} - \phi_{\text{AWS}})^2$$

où  $\phi$  et  $\lambda$  représentent des latitudes et longitudes.

Une fois rendues compatibles les accumulations nettes issues des modèles, d'une part, et des observations, d'autre part, les graphes temporels présentés sur la figure 3.22 sont tracés et les efficacités statistiques calculées (pour une définition de l'efficacité statistique, se

<sup>8</sup> 1 cm si l'on suppose que le capteur acoustique est un Campbell Scientific SR50, comme pour la station de Lanyon ([http://aadc-maps.aad.gov.au/metadata/Lanyon\\_.pdf](http://aadc-maps.aad.gov.au/metadata/Lanyon_.pdf)).

reporter à la sous-section 3.4.1, en imaginant une formule analogue dans le cas unidimensionnel). Sur la figure 3.22, nous avons représenté les séries AWS, MAR, MAR désagrégé sans conservation et MAR désagrégé avec conservation locale. La conservation globale et la conservation mixte n'ont pas donné d'aussi bons résultats que les autres méthodes pour les raisons invoquées dans la sous-sous-section 3.5.2.5, et nous ne les avons pas retenues afin de ne pas surcharger les graphes. Toutefois, les efficacités statistiques, reportées au sein de la figure 3.23, ont été calculées pour chacune des méthodes de conservation.

**Résultats** Pour chacun des sites retenus, la désagrégation améliore les efficacités par rapport aux résultats bruts du MAR. De façon surprenante, l'ajout de la conservation locale dégrade légèrement les efficacités, qui restent tout de même supérieures à celles du MAR. Les meilleurs résultats sont obtenus pour la station de DSS, où la précipitation est essentiellement d'origine océanique et le transport de neige par le vent « neutre », puisque la station est située au sommet d'un dôme (*cf.* figure 3.18). Les résultats les moins bons sont obtenus pour la station de GF08-A, pour laquelle nous ne disposons d'aucune estimation locale de la masse volumique de neige de subsurface. À la station de DSS, l'accumulation moyenne obtenue avec désagrégation non conservative est de  $634 \text{ mmEQ.an}^{-1}$ , ce qui est en accord avec les valeurs trouvées dans la littérature pour le sommet du Law Dome (van Ommen *et al.*, 2004 :  $630 \text{ mmEQ.an}^{-1}$  en moyenne sur les 737 dernières années ; Goodwin *et al.*, 2003 :  $570 \text{ mmEQ.an}^{-1}$  pour le forage de DSS,  $66^{\circ}46,4' \text{ S}$ ,  $112^{\circ}48,4' \text{ E}$ , 1370 m). Le lissage des données AWS dégrade très légèrement les efficacités (de 0,1 %) et corrélations : la méthode employée, qui traite indifféremment les sections décroissantes et les sections croissantes, s'avère trop simple pour corriger l'évolution temporelle de la densité de la neige de surface.

## 3.6 Conclusion

Le modèle de désagrégation des précipitations décrit dans le chapitre 1 a été validé sur l'Antarctique. La validation s'est effectuée en plusieurs étapes. Dans un premier temps, les résultats de trois mois de simulation avec le modèle atmosphérique régional ont été désagrégés sur une grille de résolution identique (40 km), afin de conserver la même dynamique. Sur les régions côtières, les champs désagrégés ont été jugés conformes à ceux du MAR, dont la validation avait fait l'objet du chapitre 2. En revanche, un biais sec a été constaté dans l'intérieur du continent, notamment en fin d'hiver et à l'automne. Des tests de sensibilité aux principaux paramètres physiques ont montré qu'il était impossible de corriger ce biais dans le cadre des processus physiques représentés.

Le biais sec a ensuite été exploré à travers une étude de cas. Celle-ci a permis de mettre en évidence certaines particularités hivernales dans les simulations du MAR. Ainsi, bien que les intrusions maritimes semblent jouer un rôle dans la précipitation en alimentant les basses couches de la troposphère en humidité, notre attention s'est portée sur la présence, dans la basse stratosphère, de nuages glacés précipitants. Ces nuages, qui seraient la représentation par le MAR des nuages nacrés, sont probablement initiés par le phénomène de refroidissement radiatif qui a lieu pendant la nuit polaire. La responsabilité de chaque processus dans les événements mal simulés par le désagrégateur n'a pu être établie précisément. Quoi qu'il en soit, une partie des précipitations hivernales se déposant sur le plateau ne pourrait s'expliquer simplement par le soulèvement adiabatique des masses d'air remontant les pentes, et n'a donc aucune chance d'être reproduite par le désagrégateur.

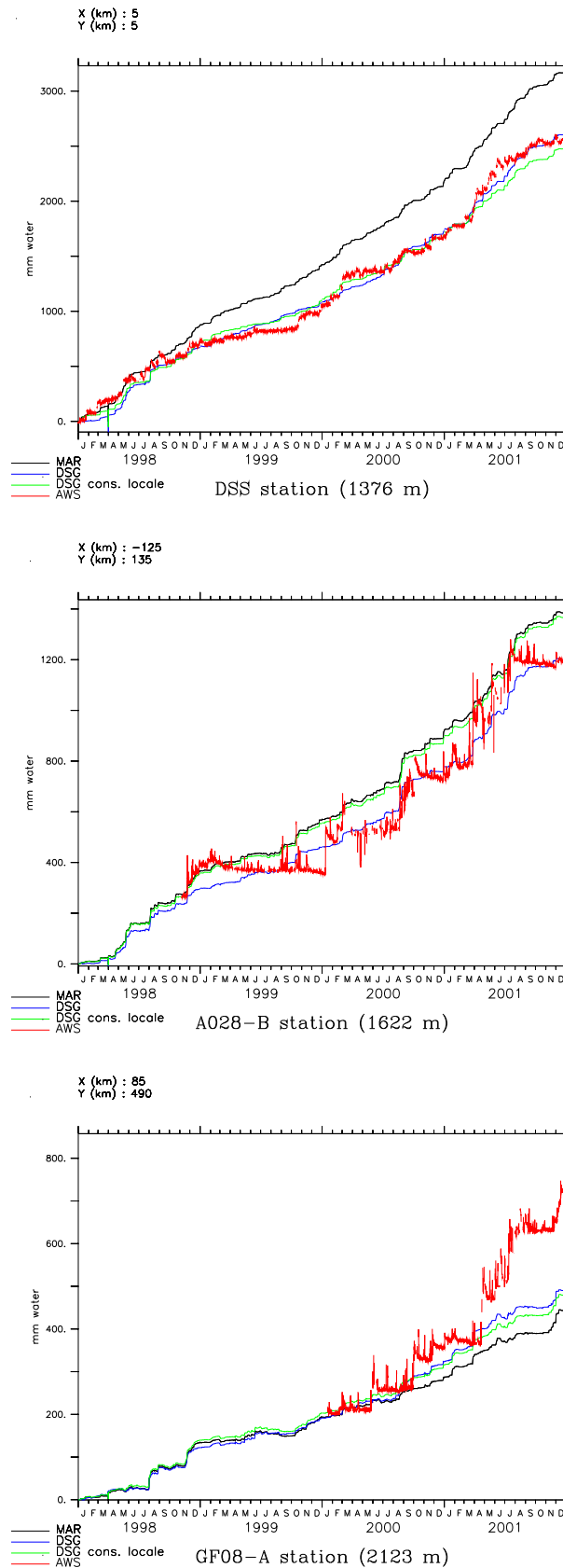


FIG. 3.22 : Bilan de masse en surface : comparaison MAR, MAR  $\rightarrow$  DSG sans conservation, MAR  $\rightarrow$  DSG avec conservation locale, et AWS, pour les stations de DSS, A028-B et GF08-A (*mm équivalent eau*).

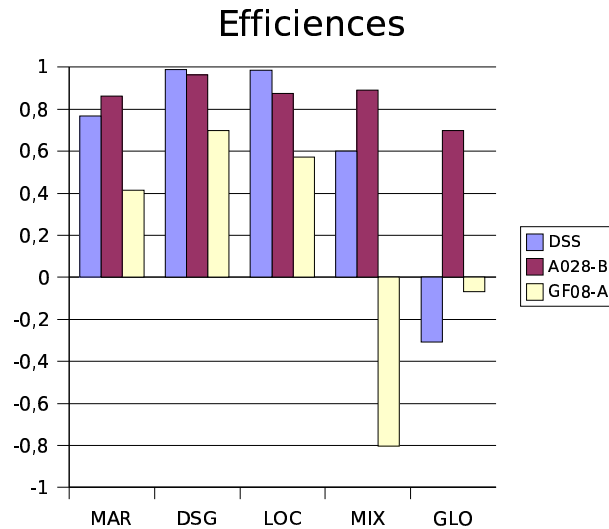


FIG. 3.23 : Bilan de masse en surface : **efficacités statistiques** avec les données AWS de MAR, MAR  $\rightarrow$  DSG sans conservation, MAR  $\rightarrow$  DSG avec conservation globale, locale et mixte, pour les stations de DSS, A028-B et GF08-A.

Dans un deuxième temps, nous avons réalisé plusieurs expériences en désagrégant les précipitations de l'année 1999 de 80 vers 40 km. Ces expériences avaient pour objet de valider la représentation du mouvement vertical développée dans le chapitre 1. Par rapport à la paramétrisation utilisée lors de précédents travaux, la carte de précipitation obtenue avec la nouvelle paramétrisation se montre davantage conforme à celle d'une simulation MAR de résolution 40 km. Par ailleurs, les résultats montrent l'intérêt de posttraiter les précipitations désagrégées de façon à conserver une certaine cohérence avec le modèle hôte (MAR). À l'échelle du continent, les meilleurs résultats sont obtenus pour la conservation mixte, qui est une conservation globale préservant en partie la structure spatiale des champs issus de la conservation locale. En termes d'efficacité statistique, la carte de précipitation obtenue dans le cas de la conservation mixte est aussi proche des résultats d'une simulation MAR à 40 km de résolution que la simulation MAR à 80 km de résolution. Ainsi, l'information sur la topographie de fine échelle est suffisante pour combler les défaillances de la physique d'un modèle simplifié.

La dernière partie de ce chapitre faisait l'objet d'une application sur la région accidentée du Law Dome. Le mécanisme responsable de la précipitation au Law Dome, à savoir la condensation des masses d'air soulevées par le relief, est pris en compte dans la physique du désagrégateur, si bien qu'il n'est pas opportun d'introduire un schéma de conservation de la précipitation. Avec un schéma de conservation locale, il a été montré que le gradient d'accumulation au Law Dome s'explique davantage par un différentiel dans les précipitations, que par les effets du transport de neige par le vent. Les bilans de masse en surface simulés par la chaîne MAR 40 km  $\rightarrow$  DSG 5 km ont été comparés aux hauteurs de neige enregistrées par trois stations météorologiques. Même si l'utilisation de mesures de densité de neige implique des incertitudes de l'ordre de 5 à 10 %, la désagrégation des précipitations semble améliorer les accumulations simulées.



# Conclusion et perspectives

## Conclusion

Ce travail avait pour objectif principal de valider le bilan de masse en surface antarctique simulé par une chaîne de modèles numériques allant des grandes vers les petites échelles (ERA-40 → MAR → DSG). Des données indépendantes issues de l'observation (compilations de mesures de terrain, mesures altimétriques) mais aussi d'autres modèles (LMDZ, RACMO2/ANT) ont été utilisées pour mener à bien le travail de validation. Celui-ci a été conduit de manière récursive, en commençant par le modèle régional (MAR) avant de poursuivre avec le modèle de désagrégation à l'échelle locale (DSG). Le recours à deux simulations MAR, l'une avec transport de neige par le vent, l'autre sans, participe à l'originalité de ce travail ; ainsi distinguée des processus éoliens d'érosion et de dépôt de neige, la précipitation a pu être désagrégée, puis réintégrée au sein du bilan de masse en surface.

Le bilan de masse en surface généré par le modèle atmosphérique régional se montre en bon accord avec une carte climatologique récente (Arthern *et al.*, 2006). Toutefois, celle-ci ne renseigne pas sur les régions de forte accumulation ( $> 500 \text{ mmEQ.an}^{-1}$ ). Si le bilan de masse en surface simulé par le modèle atmosphérique régional se montre globalement satisfaisant, il reste perfectible près des côtes. En effet, le ruissellement s'avère surestimé par le MAR. Le problème a été corrigé dans une version plus récente en tenant compte de la distance zénithale du soleil dans le calcul de l'albédo de la neige, et nous encourageons les modélisateurs des climats polaires à faire de même.

Le modèle de désagrégation se montre performant sur la bande côtière, où la pente topographique joue un rôle déterminant dans la génération des précipitations. En particulier, dans la région du Law Dome, l'application du désagrégateur en sortie du modèle atmosphérique régional améliore le bilan de masse en surface simulé, et les résultats ont pu être comparés favorablement aux mesures altimétriques des stations météorologiques automatiques ainsi qu'aux cartes d'accumulation nette issues de carottages. La résolution du désagrégateur doit être choisie suffisamment fine (10 à 5 km) pour que l'information sur le relief compense les erreurs liées à une représentation simplifiée des processus physiques. Inversement, un raffinement supplémentaire du maillage est inutile en raison des limites du domaine de validité de l'équation du mouvement vertical.

Les médiocres résultats constatés sur le plateau antarctique, notamment en hiver, seraient dûs à la prédominance d'autres phénomènes, tels que le refroidissement radiatif, la turbulence ou la convergence d'humidité. En hiver, la présence de nuages de glace dans la basse stratosphère pourrait également jouer un rôle dans le déclenchement de la précipitation. L'ensemble de ces phénomènes n'est pas pris en compte dans la physique du désagrégateur qui ne considère que la détente adiabatique de la masse d'air.

## Perspectives

### La compréhension des processus physiques

Les résultats encourageants de la méthode ouvrent un certain nombre de perspectives. Tout d'abord, ce travail a permis de soulever des questions quant à l'origine de la précipitation au cœur de l'Antarctique. Nous estimons que la modélisation régionale est capable de lever certaines incertitudes grâce à la possibilité qu'elle offre d'inhiber certains phénomènes. Ainsi, nous recommandons la réalisation d'une étude sur les précipitations hivernales. Plusieurs expériences de sensibilité seraient menées. L'une d'entre elles verrait les hydrométéores formés au-dessus de la tropopause disparaître, afin de déterminer si les nuages glacés jouent un rôle déclencheur dans la précipitation.

L'influence de la résolution spatiale sur la qualité des précipitations a été démontrée au cours de ce travail. Sur les côtes, l'amélioration est principalement à mettre à l'actif d'une meilleure représentation du relief tandis qu'au-dessus de l'océan, elle est liée à une meilleure représentation des processus frontaux. La part respective des effets topographiques et physiques pourrait être calculée à l'aide d'une simulation à 40 km de résolution, utilisant la topographie à 80 km interpolée sur la grille à 40 km.

### Le développement du modèle de désagrégation

Nos travaux ont montré l'importance du transport de neige par le vent dans l'accumulation à méso-échelle. Or, le processus de chasse-neige est également responsable d'une grande partie de la variabilité spatiale à l'échelle kilométrique, via le processus de redistribution, d'une part, et la sublimation des particules transportées, d'autre part (Frezzotti *et al.*, 2004). Par conséquent, il est naturel d'imaginer un désagrégateur qui traite également la question du chasse-neige. La désagrégation des vitesses horizontales constituerait une première étape. Le processus de redistribution de la neige par le vent pourra ensuite être diagnostiqué à partir de la divergence du flux de flocons. Enfin, les pertes par sublimation des grains transportés seront diagnostiquées. La concentration des flocons dans la couche de surface pourra être diagnostiquée en fonction du vent horizontal à 10 m.

Un certain nombre d'améliorations possibles avaient déjà été proposées à la fin du chapitre 1. L'implantation des phénomènes manquants tels que la convergence du flux d'humidité, le refroidissement radiatif ou encore l'effet de fœhn permettront d'améliorer les précipitations sur le plateau et sur le versant est de la péninsule Antarctique. Pour le diagnostic de l'effet de fœhn, on pourra se référer à Sinclair (1994). Par ailleurs, un suivi des hydrométéores dans l'espace et non plus seulement dans le plan horizontal permettrait de simuler l'évaporation des hydrométéores au sein des couches insaturées.

Dans cette étude, nous avons vu que la méthode de conservation de la précipitation entre le modèle hôte et le modèle forcé devait être adaptée à la zone d'étude. Ainsi, dans le cas d'une étude sur le domaine antarctique complet, à la résolution de 40 km, nous avons préféré un schéma qui conserve la précipitation totalisée sur ce domaine<sup>9</sup>. La conservation par sous-domaines<sup>10</sup> de 25 000 km<sup>2</sup> a été choisie pour une étude à 5 km de résolution. Enfin, les études portées sur des sites particuliers ont été menées sans faire appel à la conservation. Par ailleurs, nous avons vu que l'adjonction d'un désagrégateur physique en sortie d'un modèle de grande échelle était bénéfique dans les régions accidentées, tandis qu'il dégradait les résultats dans les régions faiblement pentues. Il serait intéressant de

<sup>9</sup> Conservation que nous avons appelée mixte.

<sup>10</sup> Conservation que nous avons appelée locale.

faire évoluer la méthode de conservation pour éliminer du calcul les régions où le désagrégateur n'apporte rien. Dans ces régions, la précipitation issue du MAR serait préférée à la précipitation désagrégée. L'une des méthodes de conservation serait appliquée sur le domaine « complémentaire ». Ainsi, les manquements du désagrégateur dans les régions plates ne seraient pas répercutés dans les régions montagneuses. La ségrégation entre les deux types de régions pourrait être obtenue automatiquement via un critère sur la pente. Toutefois, la seule pente locale ne saurait constituer un critère valable, et nous proposons comme critère la pente maximale rencontrée sur un rayon de 200 kilomètres.

Le modèle de désagrégation est destiné à être appliqué aux sorties d'un modèle de circulation générale dans le cadre de la régionalisation du changement climatique. Il est donc naturel d'imaginer un modèle de désagrégation basé sur la physique d'un GCM. La question du développement d'un tel modèle se serait posée si le désagrégateur n'avait pas déjà été développé puis validé sur les Alpes (Brasseur *et al.*, 2002). Toutefois, Giorgi et Mearns (1999) avaient discuté la question dans le cas du forçage d'un modèle climatique régional par un modèle de circulation générale. Si l'utilisation de paramétrisations identiques apporte une certaine compatibilité entre les deux modèles et facilite l'interprétation des résultats, les auteurs soulignent aussi qu'une paramétrisation optimisée pour des résolutions grossières peut devenir inadaptée lorsque l'on travaille à plus haute résolution. En conclusion, ce n'est pas la méthode d'obtention des champs de grande échelle qui détermine la qualité des résultats mais la qualité des conditions initiales et aux limites.

## La validation du modèle de désagrégation

Les développements proposés ci-avant devront être suivis d'une nouvelle phase de validation. Puisque les nouvelles paramétrisations seront destinées à l'échelle locale, la validation sera effectuée localement. Par conséquent, les simulations seront entachées d'erreurs liées aux déficiences de la paramétrisation de la vitesse verticale. Pour s'affranchir de telles erreurs, nous proposons d'injecter dans le désagrégateur les vents calculés par une simulation MAR à l'échelle locale. En présence d'une dynamique « parfaite », la physique du désagrégateur pourra alors être validée de façon indépendante. Dans notre étude, nous avons opté pour une désagrégation sur la grille hôte et avons été contraints de supposer que les paramétrisations sont au moins aussi valables à plus fine échelle.

La validation locale pourra être menée à l'aide des stations AWS et de leurs altimètres. Outre les données australiennes, utilisées dans la présente étude, on pourra utiliser les données néerlandaises, qui ont l'avantage d'être concentrées au sein d'une région accidentée (la terre de la Reine-Maud). Des profils de densité sont également disponibles pour chacune des stations, à savoir AWS 4, AWS 5, AWS 6 et AWS 9. La comparaison entre hauteurs de neige mesurées et bilans de masse en surface simulés pourrait également être menée en se fiant aux densités de neige calculées par le MAR.

Dans ce travail, il faudra garder à l'esprit que toute validation locale est limitée par la variabilité spatiale à l'échelle locale constatée sur le terrain (*e.g.*, sastrugis). Toutefois, localiser les régions où cette variabilité est grande et en comprendre l'origine permettrait de déterminer les zones où l'on doit concentrer les mesures pour obtenir une valeur représentative de l'accumulation nette annuelle du site.

## Les applications du modèle de désagrégation

En termes d'applications, les perspectives sont grandes pour un modèle de désagrégation physique des précipitations. Tout d'abord, il serait intéressant de porter le modèle sur



d'autres régions accidentées, comme la péninsule Antarctique ou les Andes. Par ailleurs, les champs désagrégés pourraient servir de conditions aux limites pour les modèles hydrologiques (prévision de crues) et les modèles distribués de bilan de masse en surface des glaciers. Enfin, la technique aspire à être appliquée au climat futur. La régionalisation du changement climatique constitue, en effet, l'un des enjeux de la prochaine décennie en matière d'environnement. La principale difficulté rencontrée par les modélisateurs réside dans les temps de calculs nécessaires pour des simulations climatiques à fine échelle. La technique de désagrégation, de part son faible coût numérique, permettrait de régionaliser des scénarios climatiques aux régions montagneuses, dont on connaît l'importance en matière de ressources en eau et de tourisme (enneigement des stations de sports d'hiver). De tels scénarios climatiques pourraient être générés par un modèle de circulation générale comme LMDZ. D'un point de vue global, la désagrégation des précipitations et autres composantes du bilan de masse en surface permettrait d'affiner les estimations de la contribution des glaces continentales aux variations du niveau moyen des mers.

## Annexe A

### Carte de l'Antarctique

Les lieux géographiques cités dans cette thèse sont regroupés au sein des cartes ci-contre (figure A.1 pour l'Antarctique, figure A.2 pour la région du Law Dome). La toponymie anglaise a été préférée à la toponymie française pour la compacité de son écriture et l'absence de caractères spéciaux.

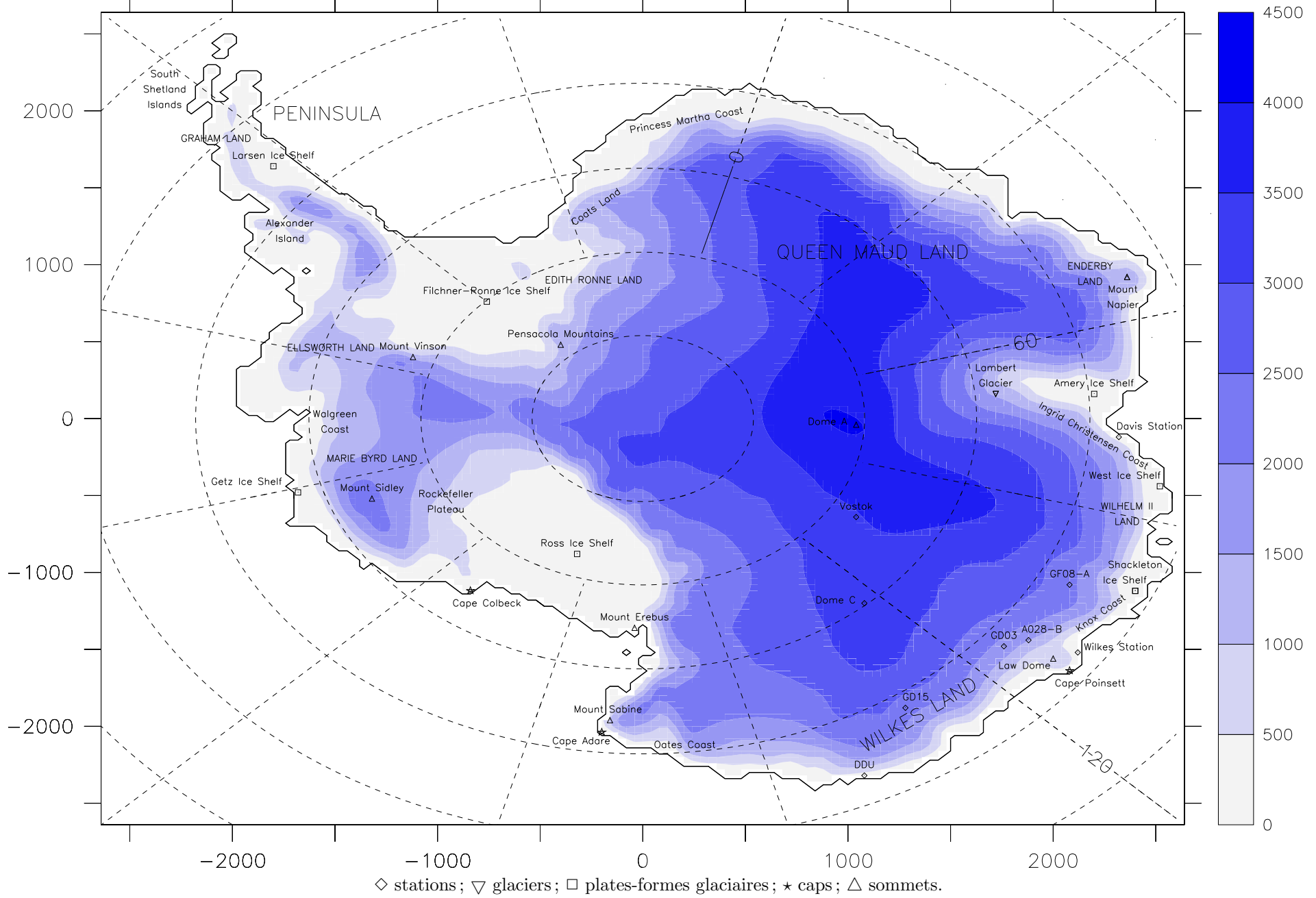


FIG. A.1 : Carte de l'Antarctique. DDU : Dumont d'Urville Station.

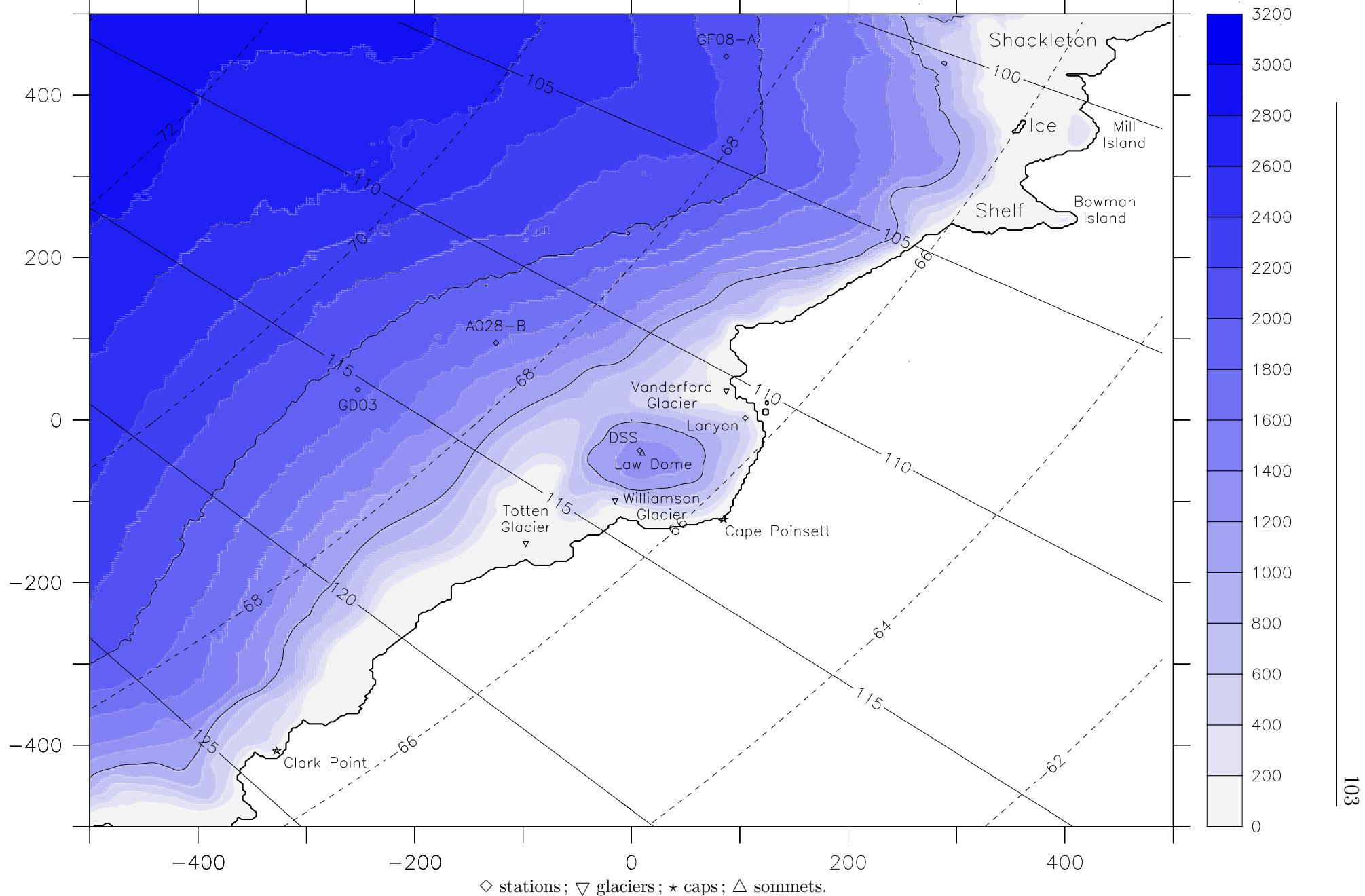


FIG. A.2 : Carte de la région du Law Dome, à la résolution de 2,5 km. Les courbes de niveau sont espacées de 200 m. Les courbes maîtresses (1000 et 2000 m) sont tracées en trait plein. La limite entre la calotte glaciaire, plates-formes glaciaires comprises, et l’océan, glace de mer comprise, est schématisée par une ligne épaisse continue. En surimpression sont représentés les contours de latitudes (tiretés) et de longitudes (traits continus).



# Annexe B

## Note aux futurs utilisateurs

### B.1 Grilles et topographies

Il est possible d'utiliser une topographie existante ou d'en créer une nouvelle. La création d'une nouvelle topographie s'effectue via `USRant.f` : étant donné une grille de points déterminés par leurs longitudes et latitudes, les altitudes sont calculées par krigeage à partir d'une topographie de résolution kilométrique. L'opération est indépendante du type de simulation (MAR ou DSG). Si on choisit d'utiliser une topographie existante, le modèle lira les altitudes une à une pour les reporter sur la grille, calculée précédemment. Dans ce cas, il appartient au modélisateur de vérifier l'adéquation entre la topographie choisie et la grille.

#### B.1.1 Centre de la grille

En particulier, il convient de veiller à ce que le centre de la grille NST possède les mêmes coordonnées géographiques que le centre de la grille sur laquelle a été calculée la topographie, ceci afin d'éviter tout décalage systématique de la topographie. Or, lorsque l'on désagrège, le centre de la grille NST est déplacé vers le point de grille LSC le plus proche. Il est donc impératif d'utiliser un fichier (NetCDF) LSC dont l'un des points corresponde parfaitement au centre de la grille « topographique ». Pour une simulation sur tout l'Antarctique, ce problème est écarté en spécifiant systématiquement le pôle Sud comme centre de toutes les grilles, qu'elles soient destinées au MAR ou au DSG.

#### B.1.2 Calcul de la grille : différences entre MAR et DSG

La grille est calculée par `DEShgd.f` si on a opté pour une désagrégation et par `MARhgd.f` si on a choisi de faire une simulation MAR. Dans les deux cas, la spécification des paramètres de la grille se fait conjointement via les fichiers `MARgrd.ctr` (coordonnées géographiques du centre et sa position sur la grille, direction de l'axe des x) et `NSTdim.inc` (nombre de points de grille dans chacune des directions axiales). `MARhgd.f` effectue un calcul plus propre que `DEShgd.f`, qui souffre des contraintes imposées par le fichier (NetCDF) grande échelle. Dans un premier temps, le centre spécifié dans `MARgrd.ctr` est reporté sur le point de grille LSC le plus proche. Les coordonnées géographiques des autres points sont alors interpolées depuis la grille LSC. Ainsi, si le méridien  $\pm 180^\circ$  traverse la grille NST, l'interpolation fait apparaître des longitudes intermédiaires fantaisistes le long de ce méridien particulier. Ce problème n'a de véritable conséquence que si l'on crée une topographie en ayant calculé la grille avec `DEShgd.f` et à partir d'un fichier LSC à mailles

plus grosses. Dans ce cas, une chaîne de montagne apparaîtra le long du méridien  $180^\circ$  et la topographie sera inutilisable.

### **B.1.3 Marche à suivre**

Créer toutes les topographies avec MARhgd.f et les utiliser indifféremment pour des simulations MAR ou DSG.

# Bibliography

- Alpert, P. and Shafir, H. (1989). A physical model to complement rainfall normals over complex terrain. *Journal of Hydrology*, pages 51–62. 3
- Andreas, E. (1987). A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice. *Boundary-Layer Meteorology*, **38**, 159–184. 26
- Arthern, R. J., Winebrenner, D. P., and Vaughan, D. G. (2006). Antarctic snow accumulation mapped using polarization of 4.3-cm wavelength microwave emission. *Journal of Geophysical Research*, **111**(D6). xvii, 47, 48, 50, 54, 56, 59, 97
- Bintanja, R. (1998). The interaction between drifting snow and atmospheric turbulence. *Annals of Glaciology*, **26**, 167–173. 26
- Bintanja, R. (2000). Snowdrift suspension and atmospheric turbulence. Part II: results of model simulations. *Boundary-Layer Meteorology*, **95**, 369–395. 26
- Braaten, D. A. (2000). Direct measurements of episodic snow accumulation on the Antarctic polar plateau. *Journal of Geophysical Research*, **105**(D8), 10,119–10,128. 2
- Brasseur, O., Gallée, H., Creutin, J.-D., Lebel, T., and Marbaix, P. (2002). High resolution simulations of precipitation over the alps with the perspective of coupling to hydrological models. *Advances in Global Change Research*, **10**, 75–100. M. Beniston, Ed. 3, 4, 6, 17, 20, 57, 59, 60, 63, 64, 99
- Bromwich, D. (1998). Snowfall in high southern latitudes. *Reviews of Geophysics*, **20**, 149–168. 2, 30
- Bromwich, D., Guo, Z., Bai, L., and Chen, Q.-S. (2004). Modeled Antarctic Precipitation. Part I: spatial and temporal variability. *Journal of Climate*, **17**, 427–447. 3
- Brun, E., David, P., Sudul, M., and Brunot, G. (1992). A numerical model to simulate snowcover stratigraphy for operational avalanche forecasting. *Journal of Glaciology*, **38**, 13–22. 26
- Church, J. A., Gregory, J. M., Huybrechts, P., Kuhn, M., Lambeck, K., Nhuan, M. T., Qin, D., and Woodworth, P. L. (2001). Changes in Sea Level. In: *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* [Houghton, J.T., Y. Ding, D.J. Griggs, M. Noguer, P.J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, and C.A. Johnson (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 881 pp. 1



- Colle, B. A. (2004). Sensitivity of orographic precipitation to changing ambient conditions and terrain geometries: An idealized modeling perspective. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **61**, 588–606. 3, 22
- Collier, C. G. (1975). A representation of the effects of topography on surface rainfall within moving baroclinic disturbances. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **101**(429), 407–422. 3, 6
- De Ridder, K. and Gallée, H. (1998). Land Surface-induced regional climate change in Southern Israel. *Journal of Applied Meteorology*, **37**, 1470–1485. 25
- De Ridder, K. and Schayes, G. (1997). The IAGL land surface model. *Journal of Applied Meteorology*, **36**, 167–182. 25
- Durrán, D. R. and Klemp, J. B. (1982). On the Effects of Moisture on the Brunt-Väisälä Frequency. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **39**, 2152–2158. 10
- Fettweis, X. (2006). *Reconstruction of the 1979–2005 Greenland ice sheet surface mass balance using satellite data and the regional climate model MAR*. Ph.D. thesis, Université catholique de Louvain. 6
- Fletcher, N. (1962). *The physics of rain clouds*. Cambridge University Press. 25
- Fouquart, Y. and Bonnel, B. (1980). Computation of the solar heating of the Earth's atmosphere: A new parameterization. *Beitrage zur Physik der Atmosphäre*, **53**, 35–62. 25
- Frezzotti, M., Pourchet, M., Flora, O., Gandolfi, S., Gay, M., Urbini, S., Vincent, C., Becagli, S., Gragnani, R., Proposito, M., Severi, M., Traversi, R., Udisti, R., and Fily, M. (2004). New estimations of precipitation and surface sublimation in East Antarctic from snow accumulation measurements. *Climate Dynamics*, **23**, 803–813. 2, 59, 98
- Funk, C. (1999). *The VDELB Model of Orographic Rainfall*. Master's thesis, University of California, Santa Barbara. xx, 5, 6, 8, 9, 10, 14
- Funk, C. and Michaelsen, J. (2004). A Simplified Diagnostic Model of Orographic Rainfall for Enhancing Satellite-Based Rainfall Estimates in Data-Poor Regions. *Journal of Applied Meteorology*, **43**, 1366–1378. 5, 6, 15
- Funk, C., Michaelsen, J., Verdin, J., Artan, G., Husak, G., Senay, G., Gadain, H., and Magadazire, T. (2003). The collaborative historian rainfall model: description and evaluation. *International Journal of Climatology*, **23**, 47–66. 6
- Gallée, H. (1995). Simulation of the Mesocyclonic Activity in the Ross Sea, Antarctica. *Monthly Weather Review*, **123**, 2051–2069. 25
- Gallée, H. and Pettré, P. (1998). Dynamical Constraints on Katabatic Wind Cessation in Adélie Land, Antarctica. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **55**, 1755–1770. 14
- Gallée, H. and Schayes, G. (1994). Development of a Three-Dimensional Meso- $\gamma$  Primitive Equations Model. Katabatic Winds Simulation in the area of Terra Nova Bay, Antarctica. *Monthly Weather Review*, **122**, 671–685. 2, 25

- Gallée, H., Pettré, P., and Schayes, G. (1996). Sudden Cessation of Katabatic Winds in Adélie Land, Antarctica. *Journal of Applied Meteorology*, **35**(7), 1142–1152. 34
- Gallée, H., Guyomarc'h, G., and Brun, E. (2001). Impact of the snow drift on the Antarctic ice sheet surface mass balance: possible sensitivity to snow-surface properties. *Boundary-Layer Meteorology*, **99**, 1–19. 2, 25, 35, 38
- Gallée, H., Peyaud, V., and Goodwin, I. (2005). Simulation of the net snow accumulation along the Wilkes Land transect, Antarctica, with a regional climate model. *Annals of Glaciology*, **41**(1), 17–22(6). 26, 28, 35, 74
- Genthon, C. and Krinner, G. (2001). Antarctic surface mass balance and systematic biases in general circulation models. *Journal of Geophysical Research*, **106**(D18), 20,653–20,664. 47, 48
- Gettelman, A., Walden, V. P., Miloshevich, L. M., and Halter, B. (2006). Relative humidity over Antarctica from radiosondes, satellites, and a general circulation model. *Journal of Geophysical Research*, **111**, D09S13, doi:10.1029/2005JD006636. 68, 70
- Gibson, R. P., Kalberg, S., Uppala, A., Hernandez, A., Nomura, A., and Serrano, E. (1997). ECMWF Reanalysis Project Report Series: 1. ERA description. European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, Reading, England. 72 pp. 26
- Giorgi, F. and Mearns, L. O. (1999). Introduction to special section : Regional climate modeling revisited. *Journal of Geophysical Research*, **104**, 6335–6352. 2, 27, 99
- Goodwin, I. D. (1990). Snow accumulation and surface topography in the katabatic zone of Eastern Wilkes Land, Antarctica. *Antarctic Science*, **2**(3), 235–242. 2, 81
- Goodwin, I. D., de Angelis, M., Pook, M., and Young, N. W. (2003). Snow accumulation variability in Wilkes Land, East Antarctica, and the relationship to atmospheric ridging in the 130°–170°E region since 1930. *Journal of Geophysical Research*, **108**(D21), 4673. 92, 93
- Goyette, S. and Laprise, J. P. R. (1996). Numerical investigation with a physically based regional interpolator for off-line downscaling of GCMs : FIZR. *Journal of Climate*, **9**(12), 3464–3495. 7, 13, 14
- Grimshaw, R. (2002). *Environmental stratified flows*. Topics in Environmental Fluid Mechanics, Vol. 3. 296 pp. 10
- Guillot, G. and Lebel, T. (1999). Disaggregation of Sahelian mesoscale convective system rainfields: further developments and validation. *Journal of Geophysical Research*, **104**(D24), 31,533–31,551. 3
- Guo, Z., Bromwich, D. H., and Hines, K. M. (2004). Modeled Antarctic Precipitation. Part II: ENSO Modulation over West Antarctica. *Journal of Climate*, **17**(13), 448–465. 49
- Guyomarc'h, G. and Merindol, L. (1998). Validation of a forecasting application of blowing snow periods. *Annals of Glaciology*, **26**, 138–143. 26
- Haltiner, G. J. and Williams, R. T. (1980). *Numerical Prediction and Dynamic Meteorology*. John Wiley and Sons, New York. 477 pp. xi, 12, 15, 16

- Holton, J. R. (1992). *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, third edition. 511 pp. 8
- IPCC (2001). Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Houghton, J.T., Y. Ding, D.J. Griggs, M. Noguer, P.J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, and C.A. Johnson (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 881 pp. 1
- Kessler, E. (1969). On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteorological Monographs*, **10**(32). American Meteorological Society. 25
- King, J. C. and Turner, J. (1997). *Antarctic Meteorology and Climatology*. Cambridge University Press. 409 pp. 38
- Krinner, G., Magand, O., Simmonds, I., Genthon, C., and Dufresne, J.-L. (2006). Simulated Antarctic precipitation and surface mass balance at the end of the twentieth and twenty-first centuries. *Climate Dynamics*, **33**. doi:10.1007/s00382-006-0177-x. 43, 47, 48
- Krinner, G., Guicherd, B., Ox, K., Genthon, C., and Magand, O. (2006, subm.). Simulations of Antarctic climate and surface mass balance change from 1981-2000 to 2081-2100. *Journal of Climate*. 1, 44, 49, 53, 54, 60
- Kuligowski, R. J. and Barros, A. P. (1999). High-resolution short-term quantitative precipitation forecasting in mountainous regions using a nested model. *Journal of Geophysical Research*, **194**(D24), 31,553–31,564. 4, 8, 10, 12, 14, 15
- Lefebvre, F., Gallée, H., van Ypersele, J., and Greuell, W. (2003). Modelling of snow and ice melt at ETH Camp (West Greenland): a study of surface albedo. *Journal of Geophysical Research*, **108**(D8). doi:10.1029/2001JD001160. 25
- Levkov, L., Rockel, B., Kapitzka, H., and Raschke, E. (1992). 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitrag zur Physik der Atmosphäre*, **65**, 35–57. 25
- Lin, Y.-L., Farley, R., and Orville, H. (1983). Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *Journal of Applied Meteorology*, **22**, 1065–1092. 25
- Liu, H., Jezek, K., and Li, B. (1999). Development of Antarctic digital elevation model by integrating cartographic and remotely sensed data: A geographic information system based approach. *Journal of Geophysical Research*, **104**(B10), 23,199–23,213. 82
- Liu, H., Jezek, K., Li, B., and Zhao, Z. (2001). Radarsat Antarctic Mapping Project digital elevation model version 2. Boulder, CO: National Snow and Ice Data Center. Digital media. [http://nsidc.org/data/docs/daac/nsidc0082\\_ramp\\_dem\\_v2.gd.html](http://nsidc.org/data/docs/daac/nsidc0082_ramp_dem_v2.gd.html). 26, 82
- Mann, G., Anderson, P., and Mobbs, S. (2000). Profile measurements of blowing snow at Halley, Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, **105**, 24,491–24,508. 26
- Meyers, M., DeMott, P., and Cotton, W. (1992). New primary ice-nucleation parameterizations in an explicit cloud model. *Journal of Applied Meteorology*, **31**, 708–721. 25

- Miller, L. and Douglas, B. C. (2004). Mass and volume contributions to twentieth-century global sea level rise. *Nature*, **428**, 406–409. 1
- Morcrette, J.-J. (2001). The surface longwave radiation in the ECMWF Forecast System. ECMWF Technical Memorandum No. 339, July 2001, 34 pp. 25
- Morcrette, J.-J. (2002). The Surface Downward Longwave Radiation in the ECMWF Forecast System. *Journal of Climate*, **15**(14), 1875–1892. 25
- Morrow, A. J. M., Curran, M. A. J., van Ommen, T. D., Morgan, V., Pook, M. J., and Allison, I. (2001). Intercomparison of firn core and meteorological data. *Antarctic Science*, **13**(9), 329–337. 92
- Naithani, J., Gallee, H., and Schayes, G. (2002). Marine air intrusion into the Adelie land sector of east Antarctica. A study using Regional Climate Model (mar). *Journal of Geophysical Research*, **107**(D11). 26
- Nance, L. B. (1997). On the Inclusion of Compressibility Effects in the Scorer Parameter. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **54**(2), 362–367. 10
- Nash, J. E. and Sutcliffe, J. V. (1970). River flow forecasting through conceptual models. Part I. A discussion of principles. *Journal of Hydrology*, **10**(3), 282–290. 74
- Peyaud, V. (2003). *Modélisation de l'accumulation en neige à la surface de l'Antarctique Est. Étude du transport de la neige par le vent*. Master's thesis, université Joseph Fourier, Grenoble. 28, 81
- Pommeroy, J. (1989). A process-based model of snow drifting. *Annals of Glaciology*, **6**, 237–240. 26
- Rignot, E. and Thomas, R. H. (2002). Mass Balance of Polar Ice Sheets. *Science*, **297**, 1502–1505. 1
- Sinclair, M. R. (1994). A diagnostic model for estimating orographic precipitation. *Journal of Applied Meteorology*, **33**, 1163–1175. xi, xx, 3, 5, 6, 14, 15, 16, 17, 19, 21, 98
- Smith, R. B. (1979). The influence of mountains on the atmosphere. *Advances in Geophysics*, **21**, 87–230. 8, 9, 10
- Smith, R. B. and Barstad, I. (2004). A Linear Theory of Orographic Precipitation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **61**(12), 1377–1391. 3, 10, 17
- Turner, J., Pendlebury, S., Cowled, L., Jacka, K., Jones, M., and Targett, P. (2000). Report on the First International Symposium on Operational Weather Forecasting in Antarctica. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **81**, 75–94. 2
- van de Berg, W. J., van den Broeke, M. R., Reijmer, C. H., and van Meijgaard, E. (2006). Reassessment of the Antarctic surface mass balance using calibrated output of a regional atmospheric climate model. *Journal of Geophysical Research*, **111**(D11). D11104. 43, 44, 45, 47, 48, 54, 84, 88
- van den Broeke, M., van de Berg, W. J., and van Meijgaard, E. (2006). Snowfall in coastal West Antarctica much greater than previously assumed. *Geophysical Research Letters*. L02505, doi:10.1029/2005GL025239. 43, 47

- van den Broeke, M. R. and Bintanja, R. (1995). Summer time atmospheric circulation in the vicinity of a blue ice area in east Queen Maud Land, Antarctica. *Boundary-Layer Meteorology*, **72**(4), 411–438. 14
- van den Broeke, M. R. and Gallée, H. (1996). Observation and simulation of barrier winds at the western margin of the Greenland ice sheet. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **122**, 1365–1383. 30
- van Ommen, T. D., Morgan, V., and Curran, M. A. J. (2004). Deglacial and Holocene changes in accumulation at Law Dome, East Antarctica. *Annals of Glaciology*, **39**, 359–365. 86, 88, 89, 93
- Vaughan, D., Bamber, J., Giovinetto, M., Russel, J., and Cooper, A. (1999). Reassessment of net surface mass balance of Antarctica. *Journal of Climate*, **12**, 933–946. xvii, xx, 40, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 53, 54, 56, 59
- Warren, S. G. (1996). *Encyclopedia of Weather and Climate*. Edited by S. H. Schneider, Oxford Univ. Press, New York. 32–39. 66
- Wikipédia (2006). Law Dome — wikipédia, l’encyclopédie libre. [http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Law\\_Dome&oldid=60626868](http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Law_Dome&oldid=60626868). 81
- Wikipédia (2007a). Nuage nacré — wikipédia, l’encyclopédie libre. [http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Polar\\_stratospheric\\_cloud&oldid=123381990](http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Polar_stratospheric_cloud&oldid=123381990). 70
- Wikipédia (2007b). Océan — wikipédia, l’encyclopédie libre. <http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Ocean&oldid=132751436>. 53
- Wild, M., Calanca, P., Scherrer, S. C., and Ohmura, A. (2003). Effects of polar ice sheets on global sea level in high-resolution greenhouse scenarios. *Journal of Geophysical Research*, **108**(D5). 4165, doi:10.1029/2002JD002451. 1









## Modélisation du bilan de masse en surface de la calotte glaciaire antarctique

Le bilan de masse en surface (noté BMS ; l'accumulation de neige diminuée de l'ablation) de la calotte glaciaire antarctique est sensible aux paramètres climatiques et contribue directement aux variations du niveau moyen des mers. Il est donc important, dans le cadre de la prévision du changement climatique, de développer des outils capables de simuler les processus physiques régissant le bilan de masse en surface antarctique. L'approche développée dans cette thèse consiste à utiliser une cascade de modèles atmosphériques allant de la grande échelle vers l'échelle locale. Ainsi, un modèle climatique régional (Modèle atmosphérique régional, MAR), forcé par des réanalyses du CEPMMT, fournit à un modèle diagnostique de désagrégation physique des précipitations les champs météorologiques nécessaires calculés à l'échelle régionale (typiquement, de résolution 40 km). Dans un premier temps, il est montré que le bilan de masse en surface généré par le MAR est conforme aux observations dans la plupart des régions. Toutefois, le ruissellement est surestimé ; ce problème disparaît en introduisant une dépendance de l'albédo avec la distance zénithale de l'astre solaire. Dans un second temps, il est montré que malgré la relative simplicité des paramétrisations physiques du désagrégateur, la connaissance du relief de fine échelle (de résolution 5 km) permet d'améliorer la variabilité spatiale de la précipitation, et, par conséquent, du BMS, sur les régions côtières de l'Antarctique. La validation est menée à l'aide, notamment, de mesures de hauteurs de neige délivrées par des stations météorologiques automatiques. Sur le site côtier de Law Dome, le gradient d'accumulation nette est davantage dû au forage orographique subi par la précipitation qu'au processus de chasse-neige. Le modèle de désagrégation sous-estime fortement la précipitation sur le plateau Antarctique, où les nuages stratosphériques polaires associés au refroidissement radiatif pourraient jouer un rôle dans la génération de la précipitation pendant la nuit polaire.

## Modeling of the Antarctic Ice Sheet Surface Mass Balance

The Antarctic ice sheet surface mass balance (SMB, snow accumulation minus ablation) is sensitive to climate parameters and directly contributes to global mean sea level variations. Therefore, in the perspective of climate change, it is useful to develop tools that can simulate the physical processes involved in the Antarctic surface mass balance. The approach developed in this thesis consists in using a cascade of atmospheric models from large scale to local scale. Thus, a regional climate model (*Modèle atmosphérique régional*, hereinafter referred to as MAR), forced by ECMWF reanalysis, provides a diagnostic physical-based rain- and snowfall disaggregation model with meteorological fields at the regional scale (typically 40-km resolution). In a first part, it is shown that the SMB calculated by MAR is in good agreement with observations in most regions. Nonetheless, runoff appears to be overestimated; the problem vanishes when introducing a dependency of albedo with solar zenithal distance. In a second part, it is shown that although the parameterizations invoked in the disaggregation model are fairly simple, the knowledge of small-scale topography (5-km resolution) is efficiently used to improve the spatial variability of precipitation – and therefore SMB – over coastal regions of Antarctica. Model validation is carried out with the help of snow height measurements provided by automatic weather stations. Over the coastal place of Law Dome, the net accumulation gradient is mostly due to orographic forcing of precipitation (rather than blowing snow). The disaggregation model dramatically underestimates precipitation over the Antarctic Plateau, where polar stratospheric clouds associated with radiative cooling could play a role in the formation of precipitation during the polar night.