



**HAL**  
open science

**Modélisation de l'évolution de l'Antarctique depuis le  
dernier cycle glaciaire-interglaciaire jusqu'au futur :  
importance relative des différents processus physiques et  
rôle des données d'entrée**

Christophe Dumas

► **To cite this version:**

Christophe Dumas. Modélisation de l'évolution de l'Antarctique depuis le dernier cycle glaciaire-interglaciaire jusqu'au futur : importance relative des différents processus physiques et rôle des données d'entrée. Glaciologie. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. Français. NNT : . tel-00701353

**HAL Id: tel-00701353**

**<https://theses.hal.science/tel-00701353>**

Submitted on 25 May 2012

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

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

# THESE

présentée par

**Christophe DUMAS**

pour obtenir le titre de DOCTEUR

de l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Discipline : **Sciences de la Terre et de l'Univers**

---

**Modélisation de l'évolution de l'Antarctique depuis le  
dernier cycle glaciaire-interglaciaire jusqu'au futur :  
importance relative des différents processus  
physiques et rôle des données d'entrée**

---

Soutenue le 19 décembre 2002

Version définitive

Composition du jury :

M. François-Xavier LE DIMET	Président
Mme Frédérique REMY	Rapporteur
M. Gilles RAMSTEIN	Rapporteur
Mme Catherine RITZ	Directrice de thèse
M. Hubert GALLEE	Examineur

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de  
l'Environnement

Tout d'abord j'aimerais sincèrement remercier les membres du jury qui ont bien voulu évaluer ce travail de thèse, en particulier les rapporteurs, Frédérique Rémy et Gilles Ramstein. Je leur suis d'autant plus reconnaissant qu'ils ont accepté de lire ma thèse au compte-gouttes, de rédiger rapidement leurs rapports et m'ont ainsi permis de soutenir avant les vacances de Noël.

Merci à Hubert Gallée qui a eu la gentillesse de remplacer Catherine pour m'aider à préparer la soutenance et à tous ceux qui ont patiemment écouté mes répétitions.

Enfin, merci surtout à Catherine Ritz pour sa disponibilité, ses conseils, son aide et ses encouragements tout au long de ces trois années de thèse qui m'ont appris, petit à petit, à "dompter" le modèle Antarctique parfois récalcitrant !

Ce travail a été possible grâce aux nombreux moyens informatiques mis à ma disposition, notamment la plate-forme de calcul MIRAGE parfaitement gérée par Laurence Viry. Merci aussi à Marie-Christine, Michel et Eric pour leur disponibilité lors des problèmes informatiques ainsi qu'à Paul Duval pour ses précieux conseils sur la loi de déformation de la glace.

Grâce à Michel Vallon et Christian Vincent, ces trois années ont aussi été ponctuées de sympathiques sorties sur les glaciers du Mont-Blanc et des Grandes-Rousses pour des carrotages, je les en remercie vivement.

Merci également à tous ceux qui ont rendu la vie agréable au LGGE, Patrick pour ses magnifiques diaporamas, Danièle pour son accueil toujours chaleureux à la bibliothèque, Fred pour ses précieux conseils sur Linux et à mes compagnons de bureau Vincent, Sébastien, Axel et Anne-Sophie pour les bons moments que nous avons partagés.

Merci enfin à Pascale qui m'a soutenu et encouragé tout au long de ce travail et qui a passé des heures à traquer mes (nombreuses) fautes de ...frappe !

## Résumé

Le système climatique terrestre est formé de plusieurs composantes qui interagissent étroitement (océans, atmosphère, calottes de glace, biosphère et lithosphère). La modélisation numérique permet d'étudier ces interactions. Dans ce travail, nous avons modélisé l'évolution de la calotte de glace Antarctique, le plus grand réservoir d'eau douce sur Terre. Nous avons utilisé le modèle 3D développé au LGGE. Il tient compte du couplage thermomécanique entre les vitesses et les températures dans la glace et de l'écoulement spécifique de la glace flottante.

Le modèle a été amélioré sur plusieurs points : la loi de déformation de la glace, la loi de frottement sous les fleuves de glace, le calcul de la chaleur de déformation et la paramétrisation de la fusion sous les plates-formes de glace flottante. De plus, des modifications numériques ont été apportées.

Différentes expériences ont montré une grande asymétrie de comportement de la calotte en englacement et déglacement. Une simulation des quatre derniers cycles glaciaires-interglaciaires a permis de valider les modifications effectuées sur le modèle. Les résultats indiquent que, dans le futur, la contribution de l'Antarctique à l'augmentation du niveau des mers pour les prochains siècles devrait être négligeable, puis s'accroître ensuite. Nous avons aussi montré la forte sensibilité des résultats à la carte de socle utilisée en entrée du modèle. Enfin, la résolution du modèle a été augmentée en passant d'une maille de 40 km à 20 km, ce qui permet de mieux prendre en compte les structures fines de la topographie.

## **Abstract**

The earth's climatic system consists in several components which strongly interact (atmosphere, ice sheets, oceans, lithosphere and biosphere). Numerical modelling is one among the appropriate tools for studying these interactions. In this work, Antarctic ice sheet evolution is modelled. For this we use a 3D model developed at the Laboratoire de Glaciologie et Geophysique de l'Environnement which takes into account thermomechanical coupling between velocities and temperatures in ice and specific case of ice-shelves

First the model was improved on many points like deformation law, friction law under ice-streams, heat deformation, basal melting parametrisation under ice-shelves and numeric modifications.

Different simulations indicate that the ice sheet behaviour is asymmetric during glaciation or deglaciation. We validate all the model modifications with a simulation of the last four climatic cycles. Simulations for futur show a negligible contribution for the next centuries which becomes important on the longer term. Results are found to be very sensitives to bedrock map. Finally, model resolution has been changed from 40 km to 20 km and allow to take into account finer bedrock structures.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Description des équations et du modèle de calotte de glace</b>	<b>9</b>
2.1	Référentiel et notations utilisées . . . . .	10
2.2	Conservation de la masse . . . . .	10
2.2.1	Incompressibilité . . . . .	10
2.2.2	équation de conservation de la masse . . . . .	12
2.3	Ecoulement . . . . .	13
2.3.1	Contraintes . . . . .	13
2.3.2	Déformations . . . . .	13
2.3.3	Equations d'équilibre quasi-statique . . . . .	14
2.3.4	Loi de comportement . . . . .	14
2.3.5	Dans notre modèle . . . . .	16
2.3.6	Champ de vitesse de la glace posée . . . . .	19
2.3.6.1	Approximation de la couche mince . . . . .	19
2.3.6.2	Vitesse horizontale . . . . .	21
2.3.6.3	Dans le modèle du LGGE . . . . .	21
2.3.6.4	Vitesse basale . . . . .	22
2.3.6.5	Vitesse verticale . . . . .	24
2.3.7	Champ de vitesse des ice-shelves et des ice-streams . . . . .	24
2.3.7.1	Présentation . . . . .	24
2.3.7.2	Dynamique de l'ice-shelf . . . . .	27
2.3.7.3	Equations des vitesses . . . . .	29
2.3.7.4	Frottement basal sous les ice-streams . . . . .	29
2.3.7.5	Viscosité de la glace dans les ice-shelves et ice-streams . . . . .	32
2.3.7.6	Conditions aux limites pour l'écoulement des ice-shelves et ice-streams . . . . .	33

2.3.7.7	Schéma numérique . . . . .	33
2.3.8	Définition des zones de glace posée, stream et shelf dans le modèle . . . . .	35
2.4	Champ de température . . . . .	36
2.4.1	Equation de la chaleur dans la glace . . . . .	36
2.4.2	Conditions aux limites . . . . .	38
2.4.2.1	Température en surface . . . . .	38
2.4.2.2	Condition à la base . . . . .	38
2.4.3	Equation de la chaleur dans le socle . . . . .	39
2.5	Bilan de masse en surface et forçage climatique . . . . .	39
2.5.1	Températures . . . . .	40
2.5.1.1	Carte des températures actuelles de surface . . . . .	40
2.5.1.2	Modifications des températures dans le passé . . . . .	40
2.5.2	Accumulation . . . . .	42
2.5.2.1	Carte de l'accumulation actuelle en Antarctique . . . . .	42
2.5.2.2	Variations de l'accumulation dans le passé . . . . .	43
2.5.3	Ablation . . . . .	44
2.5.4	Vêlage . . . . .	45
2.5.5	Fusion basale . . . . .	45
2.5.6	Niveau des mers . . . . .	47
2.6	Isostasie sous glaciaire . . . . .	47
2.6.1	Présentation . . . . .	47
2.6.2	Déflexion de la plaque lithosphérique . . . . .	49
2.6.3	Fluage de l'asthénosphère . . . . .	50
2.6.4	Dans le modèle . . . . .	51
2.7	Aspects numériques du modèle . . . . .	51
2.7.1	Grille . . . . .	51
2.7.2	Discrétisation . . . . .	52
2.7.3	Résolution numérique des équations . . . . .	53
2.7.4	Topographie de la surface et du socle . . . . .	54
2.7.5	Schéma de fonctionnement du modèle . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Processus en jeu dans les avancées et reculs de la ligne d'échouage</b>	<b>56</b>
3.1	Pourquoi la ligne d'échouage se déplace . . . . .	56
3.2	Paramètres testés . . . . .	58
3.2.1	Niveau des mers . . . . .	58

3.2.2	températures de surface . . . . .	58
3.2.3	Accumulation . . . . .	59
3.2.4	Fusion basale . . . . .	60
3.2.5	Variations temporelles utilisées . . . . .	60
3.2.6	Variables analysées . . . . .	61
3.3	Expériences de glaciation . . . . .	62
3.3.1	Etat initial du modèle . . . . .	62
3.3.2	Baisse du niveau de la mer (expérience de glaciation (a)) . . . . .	63
3.3.3	Diminution de la température en surface (expérience de glaciation (b)) . . . . .	65
3.3.4	Diminution de la température en surface sans variation de la fusion basale (expérience de glaciation (c)) . . . . .	68
3.3.5	Diminution de la température en surface et baisse du niveau de la mer (expérience de glaciation (d)) . . . . .	68
3.4	Expériences de déglaciation . . . . .	72
3.4.1	Etat initial . . . . .	72
3.4.2	Augmentation du niveau de la mer (expérience de déglaciation (a)) . . . . .	73
3.4.3	Augmentation de la température en surface (expérience de déglaciation (b)) . . . . .	75
3.4.4	Augmentation de la température sans variation de la fusion basale (expérience de déglaciation (c)) . . . . .	76
3.4.5	Augmentation de la température et du niveau de la mer (expérience de déglaciation (d)) . . . . .	78
3.4.6	Augmentation du niveau de la mer à partir d'une calotte du DMG (expérience de déglaciation (e)) . . . . .	82
3.5	Dépendance avec la durée du changement climatique . . . . .	84
3.5.1	Expériences de glaciation . . . . .	84
3.5.2	Expériences de déglaciation . . . . .	86
3.6	Réversibilité . . . . .	88
3.7	Conclusion . . . . .	90
<b>4</b>	<b>Paramétrisation de la fusion basale sous les ice-shelves et application à l'évolution de la calotte Antarctique depuis l'Eemien</b> . . . . .	<b>92</b>
4.1	Interactions ice-shelf-océan . . . . .	92
4.2	Paramétrisation . . . . .	95



4.3	Evolution de la calotte Antarctique depuis l'Eemien . . . . .	98
4.3.1	Pourquoi cette expérience? . . . . .	98
4.3.2	Paramètres du modèle . . . . .	99
4.3.3	Résultats obtenus . . . . .	99
4.3.3.1	Minimum glaciaire de l'Eemien . . . . .	101
4.3.3.2	Dernier Maximum Glaciaire . . . . .	104
4.3.3.3	Retrait Holocène . . . . .	104
4.3.4	Comparaison avec les données géologiques . . . . .	106
4.3.5	Comparaison avec les résultats du modèle de Philippe Huybrechts .	109
4.4	Conclusion . . . . .	110
<b>5</b>	<b>Evolution de la calotte de glace Antarctique dans le futur</b>	<b>112</b>
5.1	Introduction . . . . .	112
5.2	Hausse de la température de surface . . . . .	113
5.3	Augmentation de la fusion basale . . . . .	119
5.4	Conclusion . . . . .	122
<b>6</b>	<b>Importance de la carte du socle sur les résultats obtenus</b>	<b>125</b>
6.1	Cartes de socle utilisées . . . . .	125
6.1.1	Carte de Huybrechts . . . . .	126
6.1.2	Carte de BEDMAP . . . . .	128
6.1.3	Comparaison des deux cartes de socle . . . . .	132
6.2	Résultats obtenus avec les deux socles . . . . .	134
6.2.1	Méthodologie . . . . .	134
6.2.2	Résultats avec la carte de Huybrechts . . . . .	135
6.2.3	Résultats avec la carte BEDMAP . . . . .	135
6.2.4	Comparaison des résultats . . . . .	139
6.2.4.1	Surface . . . . .	139
6.2.4.2	Taux de variation d'épaisseur pour l'actuel . . . . .	142
6.3	Conclusion . . . . .	146
<b>7</b>	<b>Premiers résultats du modèle en 20 km</b>	<b>147</b>
7.1	Pourquoi passer à une résolution de 20 km? . . . . .	147
7.2	Modifications apportées au modèle lors du passage de 40 à 20 km . . . . .	148
7.3	Temps de calcul . . . . .	149
7.4	Définition de l'expérience . . . . .	149

7.5	Résultats . . . . .	151
7.5.1	Variations temporelles . . . . .	151
7.5.2	Vitesse d'écoulement dans les glaciers de vallées . . . . .	154
7.5.3	Vitesse d'écoulement dans les fleuves de glace . . . . .	157
7.6	Conclusion . . . . .	160
<b>8</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>161</b>
8.1	Conclusions . . . . .	161
8.2	Perspectives . . . . .	163

# Chapitre 1

## Introduction

Les scientifiques s'intéressent depuis longtemps au système climatique de la Terre. Les différentes composantes de ce système sont l'océan, l'atmosphère, les calottes de glace, la biosphère et la lithosphère. Chacun de ces "sous-systèmes" est très complexe et leurs temps de réponse caractéristiques sont très différents : de moins d'une semaine pour l'atmosphère à plusieurs dizaines de milliers d'années pour les calottes de glace. Les interactions entre les différentes composantes sont nombreuses. Par exemple, pour les calottes polaires auxquelles nous nous intéressons plus particulièrement, l'évolution dépend directement de la température atmosphérique et des précipitations, et leur extension est limitée par le niveau des océans. De plus, comme nous le verrons plus loin, la chaleur apportée par l'océan sous les parties flottantes des calottes joue également un rôle important. Inversement, les calottes glaciaires influencent les autres "sous-systèmes" à travers leur albédo très élevé, l'altitude qu'elles atteignent (3000 à 4000 mètres) qui modifie la circulation atmosphérique, ou encore les changements du niveau des mers qu'elles peuvent provoquer et l'injection d'eau douce dans l'océan qui affecte la circulation océanique.

La calotte de glace Antarctique représente à elle seule 91 % de la glace et 70 % de l'eau douce présente sur Terre. Si toute la calotte venait à fondre, l'augmentation du niveau de la mer serait de 60 mètres (IPCC). C'est donc le plus grand réservoir d'eau douce sur Terre loin devant la calotte de glace du Groenland. Cinquième continent par sa superficie, cet immense désert de glace est pour la majeure partie situé à l'intérieur du cercle polaire antarctique (66° 30' de latitude sud). L'océan Austral l'isole presque complètement du reste du monde. L'extrême rigueur du climat contribue à maintenir de vastes banquises autour des terres émergées, qui culminent à plus de 5 000 m. Malgré cet isolement, l'Antarctique fait partie du système climatique global. Dans cette thèse nous allons justement nous intéresser au comportement de l'Antarctique au cours des grands changements climatiques

qu'ont été les glaciations et déglaciations. Nous verrons que beaucoup de mécanismes en jeu dépendent des caractéristiques topographiques et géologiques de l'Antarctique. C'est pourquoi nous commençons ici par une petite description géographique.



FIG. 1.1 – Carte de l'Antarctique. A gauche de la chaîne transantarctique sur la carte, l'Antarctique de l'Ouest, à droite, l'Antarctique de l'Est. On distingue aussi sur cette carte les principales plates-formes de glace flottante (ice-shelves) situés en Antarctique de l'Ouest : le Ross ice-shelf et le Ronne-Filchner ice-shelf.

L'Antarctique présente deux parties distinctes - occidentale et orientale - que séparent les chaînes transantarctiques, prolongement géologique de la cordillère des Andes (cf. fig. 1.1).

L'Antarctique de l'Est représente la plus grande partie du continent Antarctique (74 % de la surface et 86,5 % du volume total). Dans cette région, le socle rocheux est le plus souvent situé au-dessus du niveau de la mer (cf. fig. 1.3). La calotte culmine à 4000 mètres d'altitude à Dôme A. C'est dans cette partie de l'Antarctique que se situent la plupart des forages (Vostok, Dôme C, Dôme Fuji) (cf. fig. 1.2). L'épaisseur maximale de glace

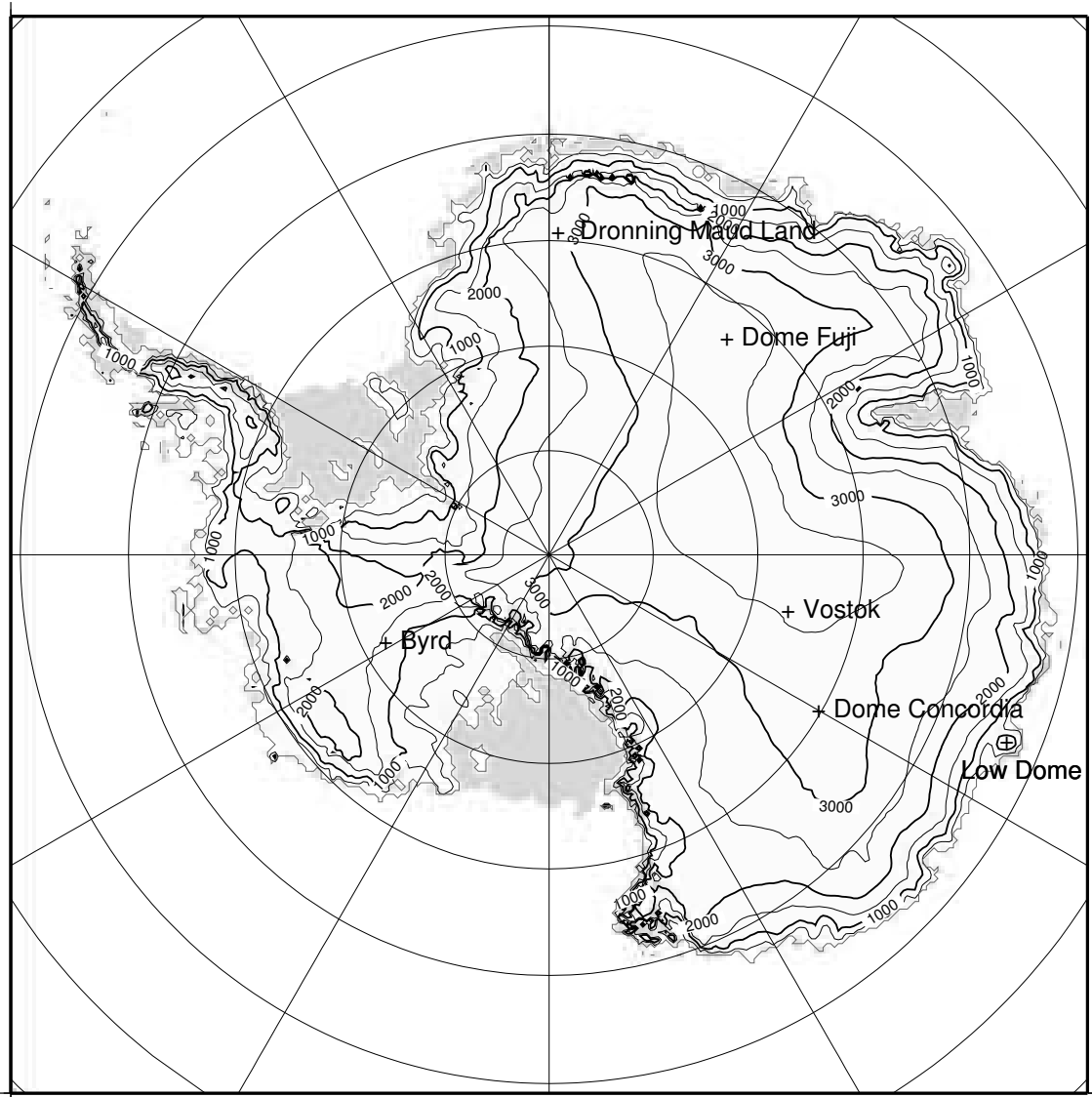


FIG. 1.2 – Carte de l'altitude de la surface de la calotte de glace Antarctique (données BED-MAP). En grisé, sont représentées les plates-formes de glace flottante. On peut aussi remarquer que les principaux sites de forage sont situés en Antarctique de l'Est et sur des dômes afin de simplifier l'interprétation des carottes obtenues.

L'Antarctique de l'Ouest est la partie située côté ouest du méridien de Greenwich, il est séparé de l'Antarctique de l'Est par la chaîne Transantarctique. Mis à part dans la péninsule Antarctique où se dresse une chaîne de montagne, le socle y est presque entièrement situé sous le niveau de la mer (cf. fig. 1.3). De nombreux auteurs en ont déduit que cette calotte était instable (Hughes, 1973) (nous verrons plus loin les mécanismes invoqués). L'altitude de la calotte de l'Antarctique de l'Ouest (qui est bien distincte du reste de l'Antarctique) ne dépasse pas 2500 mètres, mais certains sommets atteignent des altitudes beaucoup plus élevées, notamment dans le massif du Vinson où elle dépasse 5000 mètres. La calotte de l'Antarctique de l'Ouest représente 14,2 % en surface et 10,2 %

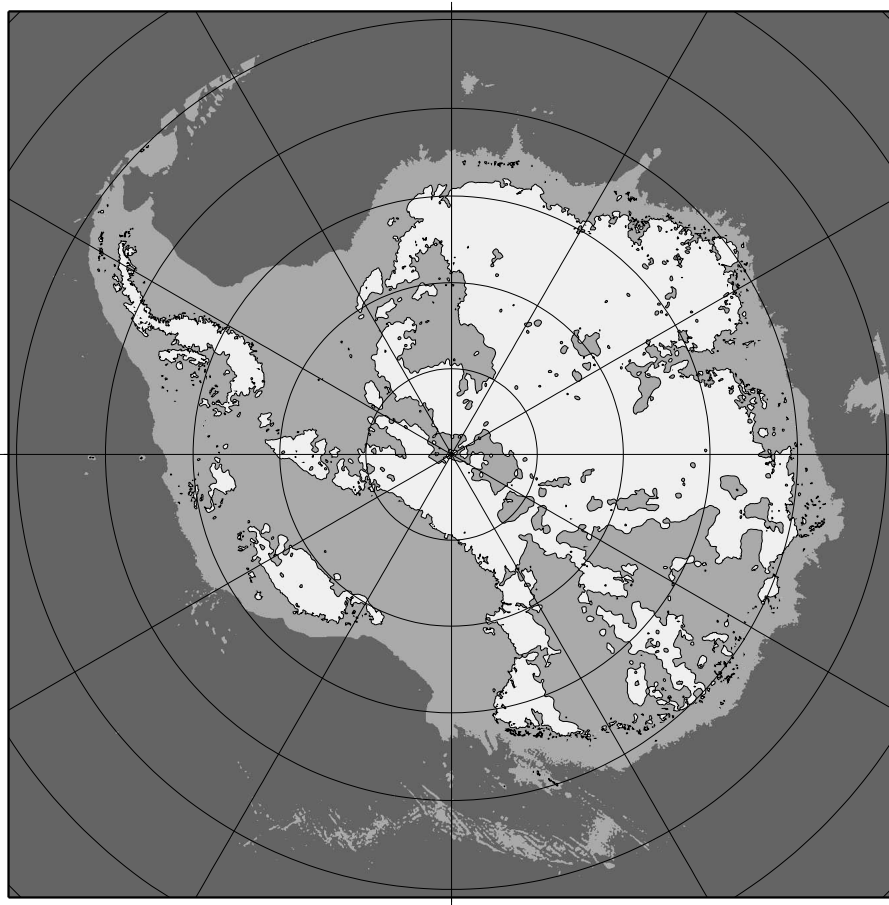


FIG. 1.3 – Socle de l'Antarctique (données BEDMAP, résolution de 5 km). En clair, les zones où le socle est au-dessus du niveau de la mer, en gris moyen, les zones où le socle est sous le niveau de la mer et en gris foncé les zones où le socle est en-dessous de 2500 m (limite du talus continental). On remarque qu'en Antarctique de l'Ouest le socle est presque entièrement situé sous le niveau de la mer. Au contraire, en Antarctique de l'Est, une grande partie du socle est située au-dessus du niveau de la mer. De plus, les zones où il est situé sous le niveau de la mer sont le plus souvent bordées de sommets, ce qui donne au socle de l'Antarctique de l'Est une forme de cuvette.

En Antarctique, l'essentiel du relief continental n'est pas visible, il n'en demeure pas moins l'un des plus accidentés du globe, certaines parties étant situées 2000 mètres au-dessous du niveau de la mer, tandis que le plus haut pic, le mont Vinson, perçant la calotte de glace, culmine à 5 140 mètres. En Antarctique, la température est très basse même sur les côtes, au niveau de la mer, de l'ordre de  $-20^{\circ}\text{C}$  en moyenne (Drewry, 1983). C'est pourquoi l'ablation par fusion estivale est négligeable et ne conduit pas à une réelle ablation (il y a de la fusion mais l'eau percole dans la neige et regèle). Il peut ponctuellement y avoir une légère ablation par sublimation ou par érosion éolienne mais ces phénomènes sont ponctuels et en général le bilan de surface reste positif. Cette absence d'ablation en Antarctique fait que la glace recouvre pratiquement toute la surface du continent. Seules certaines zones soumises à de très faibles précipitations, comme les ■vallées sans glace■

en terre Victoria, sont couvertes d'un manteau de neige discontinu. Elles forment, avec les nunataks (pics à roche nue qui percent l'inlandsis), les 2 % du territoire libre de glace. Cette situation différencie l'Antarctique du Groenland où la calotte est généralement bordée par une étroite bande de toundra et où le mécanisme qui limite l'extension de la calotte est principalement l'ablation. Au contraire, en Antarctique, l'extension de la calotte est limitée par la mer. La côte est une alternance de glace relativement stagnante et de fleuves de glace où l'écoulement est très rapide. Ces fleuves de glace ne représentent que 13 % de la côte mais ils évacuent 90 % de la glace accumulée sur la calotte. Les énormes volumes de glace évacués permettent à la calotte de s'étendre sur la mer sous la forme d'ice-shelves, c'est-à-dire, des plates-formes de glace flottantes qui sont alimentées par les fleuves de glace mais aussi par les chutes de neige, et desquelles se détachent des icebergs. Les ice-shelves peuvent recouvrir de très grandes surfaces puisque le plus grand d'entre eux, le Ronne-Filchner Ice Shelf dépasse 500 000 km<sup>2</sup>, une superficie pratiquement égale à celle de la France.

Ces caractéristiques géographiques correspondent à différents types d'écoulement : la glace posée "lente", les fleuves de glace et les ice-shelves. La glace posée s'écoule lentement, de quelques mètres par an sous l'action de la gravité qui provoque la déformation de la glace. Les fleuves de glace, aussi appelés ice-streams, sont des bandes de quelques dizaines de kilomètres de large où l'écoulement est beaucoup plus rapide que sur le reste de la calotte de glace (plusieurs centaines de mètres par an). Les ice-shelves forment le troisième type d'écoulement. La glace n'est alors plus posée sur le socle rocheux mais flotte sur l'océan. La ligne qui sépare la glace posée de la glace flottante est appelée ligne d'échouage ("grounding line" en anglais).

Lors de l'évolution de la calotte Antarctique au cours des cycles glaciaires-interglaciaires, la position de la ligne d'échouage n'a pas toujours été la même. Conway et al. (1999) estiment que dans la mer de Ross, la ligne d'échouage a reculé de près de 1300 km depuis le dernier maximum glaciaire. Les reconstructions de la calotte au dernier maximum glaciaire d'après les données géologiques (Anderson et al., 2002) montrent que la calotte était alors beaucoup plus étendue (cf. fig. 1.4) qu'elle ne l'est actuellement. De plus, les données géologiques indiquent aussi que la plus grande partie du recul a eu lieu entre l'holocène moyen et tardif, c'est-à-dire en l'absence de grands changements du niveau des mers ou de la température (Conway et al., 1999). La réaction de la calotte Antarctique au forçage climatique se fait donc sur de grandes échelles de temps, de l'ordre de 1000 à

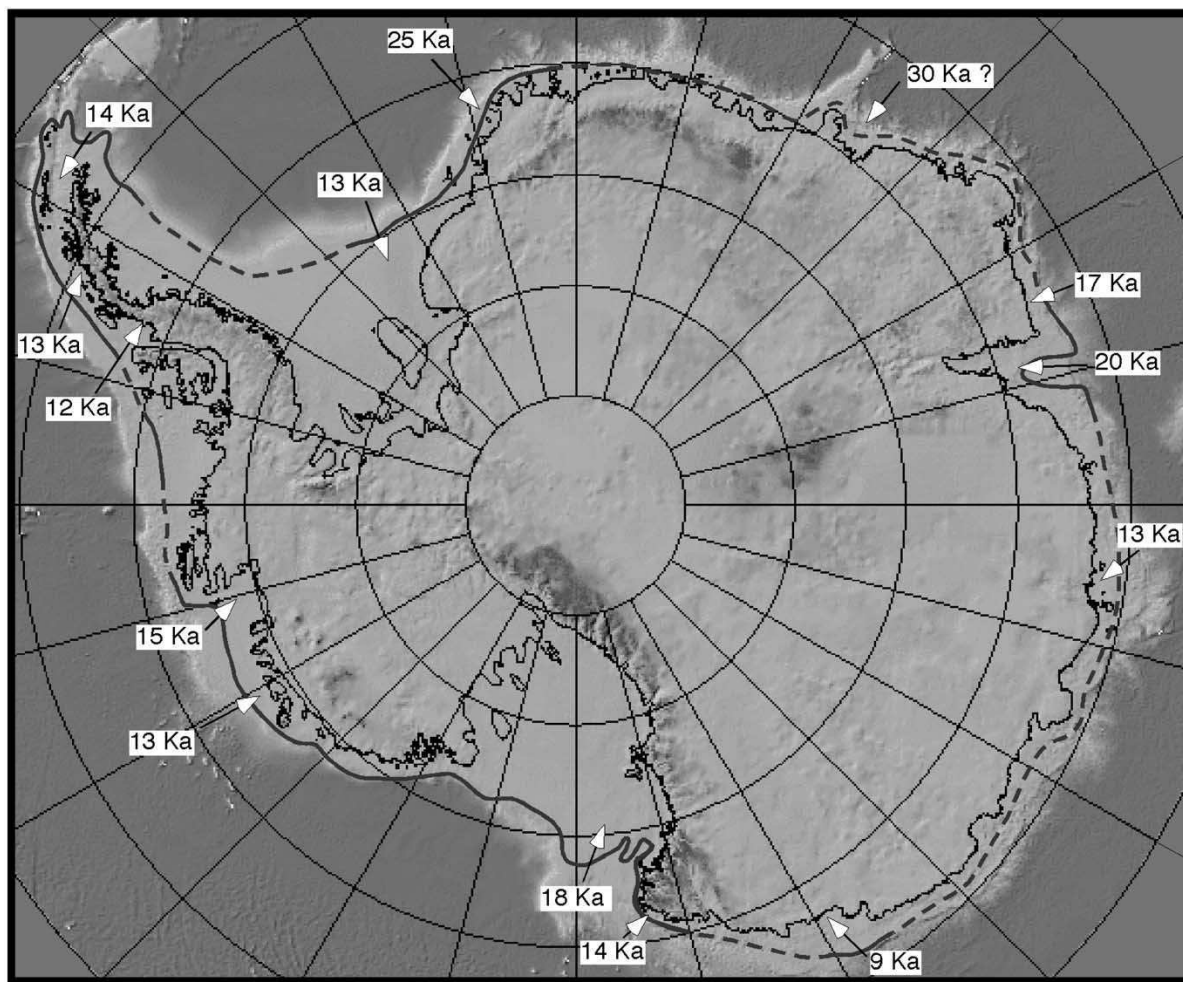


FIG. 1.4 – Reconstruction de la ligne d'échouage de la calotte Antarctique au dernier maximum glaciaire d'après Anderson et al. (2002). La ligne noire indique la position estimée de la ligne d'échouage au dernier maximum glaciaire obtenue d'après des évidences géologiques. Les flèches indiquent la position de la ligne d'échouage à la date correspondante.

10 000 ans. L'observation de l'état actuel de l'Antarctique, malgré les progrès apportés par les données satellites disponibles depuis quelques dizaines d'années, ne suffit donc pas pour comprendre tous les mécanismes qui régissent l'évolution de la calotte. Par exemple, les phénomènes qui sont à l'origine des mouvements de la ligne d'échouage restent encore maintenant très mal connus.

La modélisation numérique est un outil qui permet d'étudier la calotte de glace Antarctique malgré les contraintes liées à la grande échelle de temps des phénomènes mis en jeu. On peut ainsi mieux comprendre les interactions entre les différents processus physiques lors des variations de la masse de glace sous l'action des changements climatiques. Cette modélisation est un élément pour une meilleure compréhension de l'évolution du système climatique dans le passé et une estimation possible de l'évolution de ce système dans l'avenir. Un de nos objectifs est ainsi d'évaluer la contribution des calottes glaciaires aux variations du niveau des mers que ce soit dans le passé ou dans le futur lors d'un



réchauffement climatique. Dans le cadre de la modélisation des calottes glaciaires, les conditions climatiques à la surface des calottes doivent être imposées au modèle. Idéalement cela devrait se faire en couplant le modèle de calotte à un modèle atmosphérique. De tels travaux sont en cours actuellement au LSCE avec le couplage d'un modèle de climat de complexité intermédiaire CLIMBER et du modèle de calotte du LGGE mais dans sa version limitée à la glace posée (appliquée aux calottes de l'hémisphère nord). Dans le cas de l'Antarctique où la dynamique de l'écoulement est le point le plus important, nous avons suivi une approche plus simple qui consiste à perturber les conditions climatiques actuelles. Les perturbations imposées s'appuient sur les données climatiques déduites de l'analyse des carottes de glace forées dans les calottes. On dispose actuellement de données sur les températures pour les derniers 420 000 ans grâce au forage de Vostok en Antarctique. Les échanges entre modélisation de la calotte et interprétation des forages glaciaires sont donc dans les deux sens. D'une part, les enregistrements climatiques sont utilisés pour forcer le modèle de calotte, d'autre part, les résultats de la modélisation aident à l'interprétation des forages profonds. Dans ce dernier cas, il s'agit par exemple de déterminer l'âge de la glace en fonction de sa profondeur, mais aussi l'altitude de la calotte à l'époque du dépôt et l'origine géographique de la glace.

Pour reconstituer correctement les évolutions de la calotte de glace Antarctique sur de longues périodes, il est indispensable de pouvoir simuler les avancées et reculs de la ligne d'échouage. Or, la géométrie et la dynamique des ice-shelves déterminent pour une grande part la position de cette ligne. Il est donc indispensable en Antarctique de coupler le modèle de calotte posée avec un modèle d'ice-shelves si l'on souhaite modéliser l'évolution de la calotte au cours des cycles glaciaires-interglaciaires. Le modèle de calotte de glace utilisé dans ce travail a été développé par Catherine Ritz et Adeline Fabre (Ritz et al., 1997). Il a d'abord été utilisé sur la calotte de glace du Groenland puis a été couplé au modèle d'ice-shelves développé par Vincent Rommelaere (Rommelaere et Ritz, 1996). Il a ainsi pu être appliqué à l'étude de la calotte de glace Antarctique au cours des quatre derniers cycles glaciaires-interglaciaires (Ritz et al., 2001). Le modèle permet de simuler l'évolution de la géométrie et des caractéristiques physiques de la calotte de glace Antarctique en réponse à un forçage climatique. Il est à trois dimensions et tient compte du couplage thermomécanique entre les vitesses et les températures dans la glace.

Nous allons voir dans une première partie quels sont les processus physiques impliqués dans l'écoulement d'une calotte de glace et comment ils sont pris en compte dans le modèle du LGGE. Nous verrons aussi tout au long de ce chapitre, quelles sont les améliorations

qui ont été apportées au modèle durant ma thèse.

Dans une deuxième partie, le modèle est utilisé afin d'étudier les processus en jeu dans les avancées et reculs de la ligne d'échouage. Pour cela, des expériences de sensibilité ont été effectuées sur plusieurs paramètres du forçage climatique : les variations du niveau de la mer, de la température de surface, de l'accumulation et de la fusion basale sous les ice-shelves. On essaiera de mieux comprendre, à travers ce travail, quels sont les mécanismes qui provoquent l'englacement et le déglacement de la calotte de glace Antarctique lors du passage entre un état glaciaire et un état interglaciaire.

Les expériences menées sur le modèle ayant permis de voir que la fusion basale sous les ice-shelves est un paramètre très important, nous avons essayé d'améliorer sa paramétrisation. Nous présenterons donc dans une troisième partie les modifications apportées au modèle puis nous montrerons les résultats obtenus à travers la modélisation de la calotte de glace depuis l'Eemien.

Dans une quatrième partie, nous étudierons l'impact d'un réchauffement climatique sur la calotte de glace Antarctique à travers plusieurs scénarios climatiques. Cette étude nous permettra notamment de quantifier l'effet de la calotte de glace Antarctique sur le niveau des mers à court terme (moins de 500 ans) et aussi à plus longue échéance dans le futur (5000 ans).

Au cours de ma thèse, une nouvelle carte du socle de l'Antarctique développée au sein du groupe BEDMAP a été disponible. Nous présenterons donc dans une cinquième partie, les différentes cartes de socle utilisées dans le modèle puis nous étudierons l'impact du changement de socle sur les résultats du modèle.

Le dernier chapitre est consacré à la présentation des résultats du modèle en utilisant une maille de 20 km de côté. Le passage du modèle d'une maille de 40 à une maille de 20 km permet de mieux prendre en compte le relief du socle. Nous verrons les avantages liés à l'utilisation du modèle en 20 km par rapport aux résultats obtenus en 40 km et nous étudierons la robustesse des paramétrisations lors du changement de grille.

# Chapitre 2

## Description des équations et du modèle de calotte de glace

Pour évaluer la réaction d'un système complexe tel une calotte de glace, en réponse à un forçage climatique, une des approches consiste à utiliser un modèle qui inclut les principaux phénomènes physiques à prendre en compte. Dans le cas de la calotte de glace Antarctique, les principales spécificités sont le couplage thermomécanique, la viscosité non-newtonienne de la glace, le glissement de la glace sur le socle rocheux, la dynamique de la glace flottante (ice-shelves) et la migration de la ligne d'échouage.

Il existe déjà un certain nombre de modèles numériques permettant d'étudier l'évolution de la calotte de glace Antarctique. Parmi eux, les modèles de calotte posée sont les plus simples puisqu'ils ne tiennent pas compte de la dynamique spécifique des ice-shelves et des fleuves de glace (Payne, 1995; Fastook et Prentice, 1994). Lorsqu'ils sont appliqués à la calotte de glace Antarctique, ils ne sont donc pas capables de simuler les mouvements de la ligne d'échouage. D'autres modèles prennent en compte la dynamique spécifique des fleuves de glace et de la glace flottante, ils peuvent être séparés en deux grands types. D'une part, les modèles appliqués à l'Antarctique de l'Ouest qui permettent de faire de courtes expériences dans des conditions proches de celles de l'Holocène (Payne, 1999; Hulbe et MacAyeal, 1999). Ces modèles utilisent une grille assez fine, ce qui leur permet de simuler les fleuves de glace dont le rôle sur la dynamique de la calotte est majeur. D'autre part, il existe des modèles permettant de simuler l'évolution de toute la calotte de glace Antarctique sur plusieurs cycles glaciaires-interglaciaires mais avec une grille moins fine (de l'ordre de 40 km), comme celui de Roland Warner (Warner et Budd, 1998) ou celui de Philippe Huybrechts (Huybrechts, 1990b). Le modèle le plus représentatif de cette deuxième catégorie est celui développé par Philippe Huybrechts (Huybrechts,

1990a; Huybrechts et DeWolde, 1999). Ce modèle est le seul qui permet de faire de longues simulations mais il ne tient pas compte des écoulements rapides de glace posée de type MacAyeal (MacAyeal, 1989).

Le modèle que nous allons décrire ici est du même type que celui de Huybrechts mais contrairement à ce dernier, il tient compte des écoulements rapides. Depuis l'article de Ritz et al. (2001), de nouvelles améliorations ont été apportées au modèle. Elles seront explicitées dans ce chapitre, au fur et à mesure de la description du modèle.

## 2.1 Référentiel et notations utilisées

Les équations sont exprimées dans un repère cartésien  $x,y,z$  ( $x$  et  $y$  sont les coordonnées horizontales et  $z$  la coordonnée verticale dirigée vers le haut avec l'origine au niveau de la mer actuel) (cf. fig. 2.1). La vitesse selon  $x, y, z$  est notée  $u_x, u_y, u_z$ . Le tableau (2.1) indique les notations utilisées.

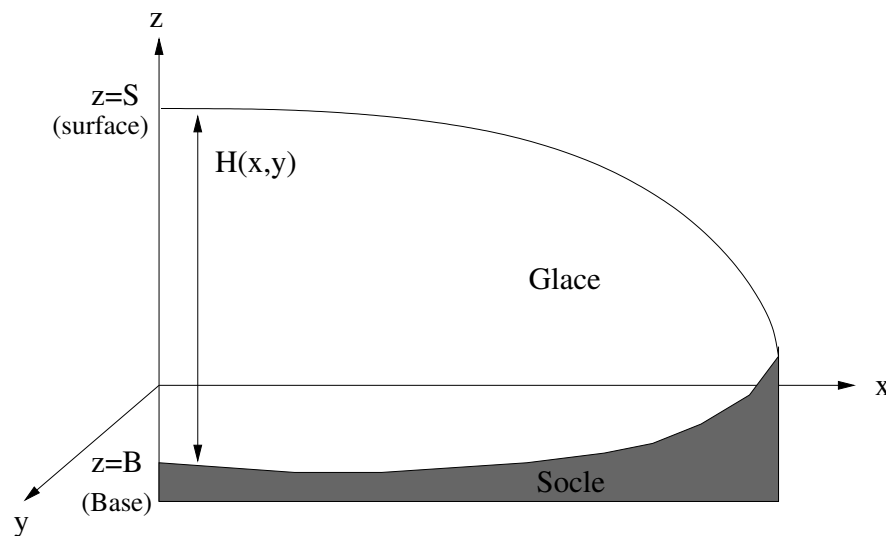


FIG. 2.1 – référentiel et notations utilisés.

## 2.2 Conservation de la masse

### 2.2.1 Incompressibilité

On considère, en première approximation, que la densité de la glace est constante sur toute l'épaisseur de la calotte. Ceci est réaliste dans le cas de la glace pure, mais ne l'est pas pour le névé dont la densité passe progressivement d'une valeur de 0,35 à la surface à la densité de la glace vers 100 m de profondeur. On remplace donc la couche de névé par

TAB. 2.1 – Notations utilisées dans le manuscrit.

$Abl(x, y, t)$	taux d'ablation, m/an
$Acc(x, y, t)$	taux d'accumulation, m/an
$B(x, y, t)$	altitude du socle (base), m
$\mathcal{B}_{AT}$	coefficient de la loi de fluage, $\text{Pa}^{-3} \text{an}^{-1}$
$b_{melt}(x, y, t)$	taux de fusion basale, m/an
$b_{mshelf}(x, y, t)$	taux de fusion sous les ice-shelfs, m/an
$E_f$	paramètre d'ajustement de la loi de déformation, sans dimension
$g$	accélération de la gravité, $9,81 \text{m s}^{-2}$
$H(x, y, t)$	épaisseur de glace, m
$k$	paramètre d'ajustement de la loi de glissement, $0,5 \cdot 10^{-8} \text{m} \cdot \text{an}^{-1} \text{Pa}^{-2}$
$M(x, y, t)$	bilan de masse, m/an
$N(x, y, t)$	pression effective, Pa
$n$	exposant de la loi de déformation, sans dimension
$P_w(x, y, t)$	pression d'eau sous glaciaire, Pa
$S(x, y, t)$	altitude de la surface, m
$T(x, y, z, t)$	température de la glace, $^{\circ}\text{C}$
$\vec{U}(x, y, t)$	vecteur vitesse horizontale moyennée verticalement, m/an
$\vec{u}(x, y, z, t)$	vecteur vitesse horizontal, m/an
$u_x(x, y, z, t)$	composante selon x de la vitesse, m/an
$u_y(x, y, z, t)$	composante selon y de la vitesse, m/an
$\vec{u}_b(x, y, t)$	vecteur vitesse basale (horizontale), m/an
$\phi$	flux géothermique, $0,055 \text{W m}^{-2}$
$\rho$	densité de la glace, $910 \text{kg m}^{-3}$
$\rho_w$	densité de l'eau de mer, $1028 \text{kg m}^{-3}$
$\tau_b(x, y, t)$	frottement basal, Pa
$\tau_{limit}$	critère de passage de la glace posée aux ice-streams
$fr$	paramètre d'ajustement de la loi de frottement solide, 0,025, sans dimension
$\nu^2$	paramètre d'ajustement de la nouvelle loi de frottement, $9 \cdot 10^{-5}$ , sans dimension
$T_{a0}(x, y)$	température moyenne annuelle actuelle à la surface de la calotte, $^{\circ}\text{C}$
$T_a(x, y, t)$	température moyenne annuelle à la surface de la calotte, $^{\circ}\text{C}$
$T_{sum}(x, y, t)$	température d'été à la surface de la calotte, $^{\circ}\text{C}$
$t$	temps, années
$x$	coordonnée horizontale, m
$y$	coordonnée horizontale, m
$z$	coordonnée verticale, m
$\Delta_{acc}$	paramètre qui gouverne la dépendance de l'accumulation avec la température, $0,07 \text{deg}^{-1}$
$\Delta T_{clim}$	forçage climatique de la température

une couche de glace de poids équivalent. Pour la glace posée, cette approximation a très peu d'influence sur l'écoulement. En effet, celui-ci, dû à la gravité, dépend essentiellement du poids total de la colonne de glace au dessus du point concerné. De plus, la déformation est concentrée dans le fond de la calotte où la densité est constante. Pour les ice-shelves, cette approximation est plus discutable et ce point serait sans doute une des améliorations à apporter au modèle.

Cette approximation faite, on peut considérer que la glace est incompressible ; appliquée à un volume de glace, cette condition s'écrit :

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

### 2.2.2 équation de conservation de la masse

La conservation de la masse appliquée à une colonne de glace est obtenue en intégrant verticalement l'équation (eq. 2.1) depuis la surface ( $z=S$ ) jusqu'au socle ( $z=B$ ). Il faut tenir compte du fait que les bornes de l'intégration, S et B, sont fonction de x et y.

Les conditions aux limites pour la vitesse verticale  $u_z$  à la surface dépendent du bilan en surface M, de la variation d'altitude de la surface au cours du temps  $\frac{\partial S}{\partial t}$  et du déplacement de la glace selon la pente de la surface :

$$\text{A la surface } (z=S) : u_z(S) = M - \frac{\partial S}{\partial t} - u_x(S) \frac{\partial S}{\partial x} - u_y(S) \frac{\partial S}{\partial y}$$

A l'interface glace-socle,  $u_z$  dépend de la fusion basale, de l'enfoncement isostatique du socle  $\frac{\partial B}{\partial t}$  et du déplacement de la glace selon la pente du socle :

$$\text{Au fond } (z=B) : u_z(B) = b_{melt} - \frac{\partial B}{\partial t} - u_x(B) \frac{\partial B}{\partial x} - u_y(B) \frac{\partial B}{\partial y}$$

On obtient alors l'équation d'évolution de l'épaisseur de la glace au cours du temps pour une colonne donnée, souvent appelée équation de bilan de masse, ou de conservation de la masse. Tout ce qui arrive en terme de masse, par accumulation sur la calotte, doit être évacué par la fonte et l'écoulement de la glace, ou se traduire par des variations d'épaisseur.

$$\frac{\partial H}{\partial t} = - \frac{\partial(\overline{U_x}H)}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{U_y}H)}{\partial y} + M - b_{melt} \quad (2.2)$$

où  $\overline{U_x}$  et  $\overline{U_y}$  sont respectivement les vitesses horizontales  $u_x$  et  $u_y$  moyennées sur l'épaisseur.  $\overline{U_x}H$  représente le flux de glace traversant la colonne.

C'est l'équation de base qui régit l'évolution des calottes polaires. Sa résolution permet de calculer l'épaisseur de glace en chaque point de la calotte et à chaque instant.

L'équation de conservation de la masse fait apparaître une partie des mécanismes impliqués dans les variations d'épaisseur de glace :

- le bilan en surface (M).
- la fusion basale ( $b_{melt}$ ).
- l'écoulement (vitesses  $\overline{U_x}$  et  $\overline{U_y}$ ).

Les mécanismes n'apparaissant pas explicitement dans l'équation sont :

- la loi de comportement reliant les contraintes dues à la charge de glace aux vitesses de déformation.

- la température de la glace qui intervient également dans le calcul des vitesses, car elle influe sur la viscosité de la glace et donc sur l'écoulement.

- l'enfoncement isostatique du socle ( $\frac{\partial B}{\partial t}$ ), également impliqué dans les variations d'épaisseur et nécessaire pour déterminer la position de la surface (S).

Nous allons maintenant expliciter comment sont pris en compte tous ces mécanismes dans le modèle.

## 2.3 Ecoulement

Nous faisons tout d'abord un rappel sur les contraintes et les taux de déformation, notions qui sont indispensables pour décrire la loi de déformation de la glace. Ensuite, nous détaillerons les hypothèses et approximations utilisées pour obtenir les champs de vitesse.

### 2.3.1 Contraintes

Le tenseur des contraintes s'écrit  $\tau_{ij}$ , où  $i$  est la direction de projection de la contrainte et  $j$  la direction de la normale à la surface où s'exerce la contrainte. Ce tenseur est symétrique ( $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ ). Lorsque  $i=j$ , on utilise souvent la notation  $\sigma_i$  pour  $\tau_{ii}$ .

Le déviateur des contraintes s'écrit :

$$\tau'_{ij} = \tau_{ij} - \delta \sigma_0 \quad (2.3)$$

où  $\sigma_0 = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3}$  ( $\sigma_0$  représente l'opposé de la pression moyenne, qui dans le cas hydrostatique se réduit à la pression hydrostatique), et  $\delta$  est le symbole de Kronecker ( $\delta_{ij} = 1$  quand  $i = j$ , et  $\delta_{ij} = 0$  quand  $i \neq j$ ). On utilisera la notation  $\sigma'_i$  pour  $\tau'_{ii}$ .

### 2.3.2 Déformations

Le tenseur des taux de déformation s'écrit  $\dot{\epsilon}_{ij}$  et est défini par :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4)$$

### 2.3.3 Equations d'équilibre quasi-statique

Si l'on considère un cube élémentaire à l'intérieur du glacier, sur chaque face du cube s'appliquent deux contraintes tangentielles de cisaillement et une contrainte normale d'étiement. Les forces de surface appliquées à un cube élémentaire de glace sont schématisées sur la figure (2.2). Si l'on applique le principe fondamental de la dynamique et que l'on

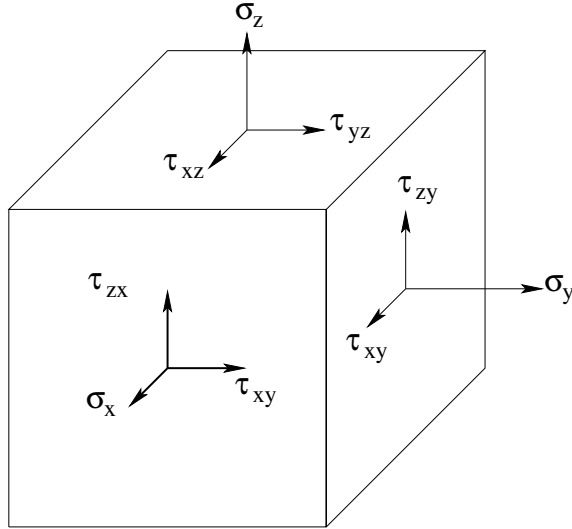


FIG. 2.2 – Composantes des vecteurs des contraintes s'exerçant sur les faces d'un cube élémentaire de glace.

néglige les accélérations, l'équilibre du poids qui exerce une force verticale  $\rho g$  et de toutes les contraintes appliquées au cube donnent le système d'équations suivant, dit d'équilibre quasi-statique :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \rho g \end{cases} \quad (2.5)$$

### 2.3.4 Loi de comportement

La loi de comportement permet de relier les contraintes appliquées à la glace et les taux de déformations de celle-ci. Si l'on ne considère que le fluage permanent, la glace se comporte comme un corps visqueux non newtonien. Lorsque la glace est macroscopiquement isotrope, le déviateur des contraintes et celui des taux de déformation sont proportionnels.

$$\tau'_{ij} = 2\eta \dot{\epsilon}_{ij} \quad (2.6)$$



La viscosité,  $\eta$ , dépend de la cission efficace  $\tau$  suivant une loi puissance de type Norton-Hoff (souvent appelée loi de Glen par les glaciologues). Cette loi est empirique, elle est déduite des mesures de déformation de la glace en laboratoire.

$$\frac{1}{\eta} = \mathcal{B}_{AT} \tau^{n-1} \quad (2.7)$$

Comme la plupart des corps, la glace devient moins visqueuse lorsqu'elle se réchauffe et  $\mathcal{B}_{AT}$  est fonction de la température selon une loi d'Arrhenius :

$$\mathcal{B}_{AT} = \mathcal{B}_{AT0} \exp\left(\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (2.8)$$

$T_f$  est la température de fusion,  $T$  la température (en Kelvin),  $E_a$  l'énergie d'activation et  $R$  la constante des gaz parfaits.

L'exposant  $n$ , le coefficient  $\mathcal{B}_{AT0}$  et l'énergie d'activation  $E_a$  sont différents suivant la gamme de contrainte et de température car les processus en jeu ne sont pas les mêmes.

Plusieurs processus contribuent à la déformation de la glace : les principaux sont les dislocations à l'intérieur des cristaux et les mouvements des cristaux les uns par rapport aux autres. Mais s'ajoutent également les processus de grossissement des cristaux, de migration des joints de grains entre les cristaux, et de recristallisation dynamique (nucléation et grossissement de nouveaux cristaux, qui sont orientés favorablement pour la déformation par rapport à la contrainte). La déformation de la glace est donc un processus complexe.

Dans la partie posée d'une calotte de glace, les contraintes augmentent avec la profondeur, bien que la cission efficace au fond dépasse rarement 1 bar. De plus, la température est maximale à la base (supérieure à  $-10^\circ\text{C}$ ) alors qu'à la surface, les contraintes sont quasi nulles et la température est souvent inférieure à  $-40^\circ\text{C}$ . Les processus mis en jeu dans la déformation de la glace ne vont donc pas être les mêmes dans la partie supérieure et au fond. Dans le bas de la colonne de glace, le processus de déformation est comme pour les glaciers alpins, le fluage par dislocations avec recristallisation. Nous sommes dans la phase de fluage tertiaire (Duval, 1984) et l'exposant de la loi de déformation est  $n = 3$ . L'effet de l'augmentation de la température sur la vitesse de déformation est pris en compte dans la loi de comportement par la fonction exponentielle (eq. 2.8). Par contre, les observations montrent que, lorsque la température s'approche du point de fusion, la valeur de l'énergie d'activation semble augmenter (Le Gac, 1980). Pour tenir compte de ce phénomène, on utilise une valeur plus élevée pour  $E_a$  lorsque la température s'approche du point de

fusion.

Dans la partie supérieure de la calotte, les températures sont plus basses et les contraintes sont extrêmement faibles. Les expériences de laboratoire pour mesurer des déformations sous l'effet de contraintes si basses demandent alors des temps importants. Ceci explique le peu de mesures existantes. Un autre moyen de déterminer les propriétés mécaniques de la glace à ces faibles contraintes est l'étude in situ de la déformation des trous de forage. D'après l'étude faite par Pimienta (1987) de l'inclinométrie à Dye 3, l'exposant de la loi de déformation est plutôt 1,5. Sur la figure (2.3), est reportée la vitesse de déformation en fonction de la température pour les deux valeurs de l'exposant  $n$  que nous venons de mentionner et qui correspondent au bas ( $n=3$ ) et au haut ( $n=1,5$ ) de la couche de glace. On remarque qu'il n'y a pas de continuité entre les deux lois ( $n=1,5$  et  $n=3$ ). Par exemple, pour une contrainte  $\tau_{xz} = 0,2$  bar et une température  $T=-10^{\circ}\text{C}$ , la vitesse de déformation obtenue avec  $n=1,5$  est dix fois plus forte que celle calculée avec  $n=3$ . Cette discontinuité n'existe pas dans la réalité car la transition se fait graduellement.

### 2.3.5 Dans notre modèle

Comme la plus grande partie de la déformation est concentrée à la base de la calotte, là où les contraintes sont les plus fortes, la plupart des modèles (Hulbe et MacAyeal, 1999; Payne, 1999; Huybrechts, 1990a) utilisent la loi de Glen avec l'exposant  $n=3$ . Lors de mon DEA, j'ai comparé les vitesses de bilan de la calotte de glace Antarctique (vitesses de la glace calculées de façon à ce que la calotte de glace soit à l'équilibre) et les vitesses de déformation calculées par le modèle. On s'aperçoit ainsi que ces dernières sont en de nombreux endroits trop faibles, particulièrement dans le centre de la calotte. Or, au centre de la calotte, comme on vient de le voir, les contraintes sont très faibles et la température de la glace est très basse dans la partie supérieure. Il est donc vraisemblable que dans les régions centrales les processus de déformation correspondent à un exposant  $n$  proche de 1.

Afin de prendre en compte la variété des processus de déformation (et d'exposants) et de tester son impact, nous avons introduit dans le modèle une loi de déformation polynomiale.<sup>1</sup> La loi polynomiale a été mise en place de telle façon que l'on puisse utiliser

---

<sup>1</sup>Lorsque j'ai introduit la loi polynomiale dans le modèle, j'ai complètement recodé toute la partie du modèle sur la déformation. Cette partie du code est donc en fortran 90 et utilise une partie des nouveautés apportées par cette évolution du Fortran comme les variables "allocatable" dont la taille peut être choisie au cour du run, ou comme les modules.

Afin de pouvoir utiliser facilement différentes lois de déformation, on utilise une routine où l'exposant de la loi est en paramètre (nglen). Celui-ci permet d'utiliser une même routine quel que soit l'exposant

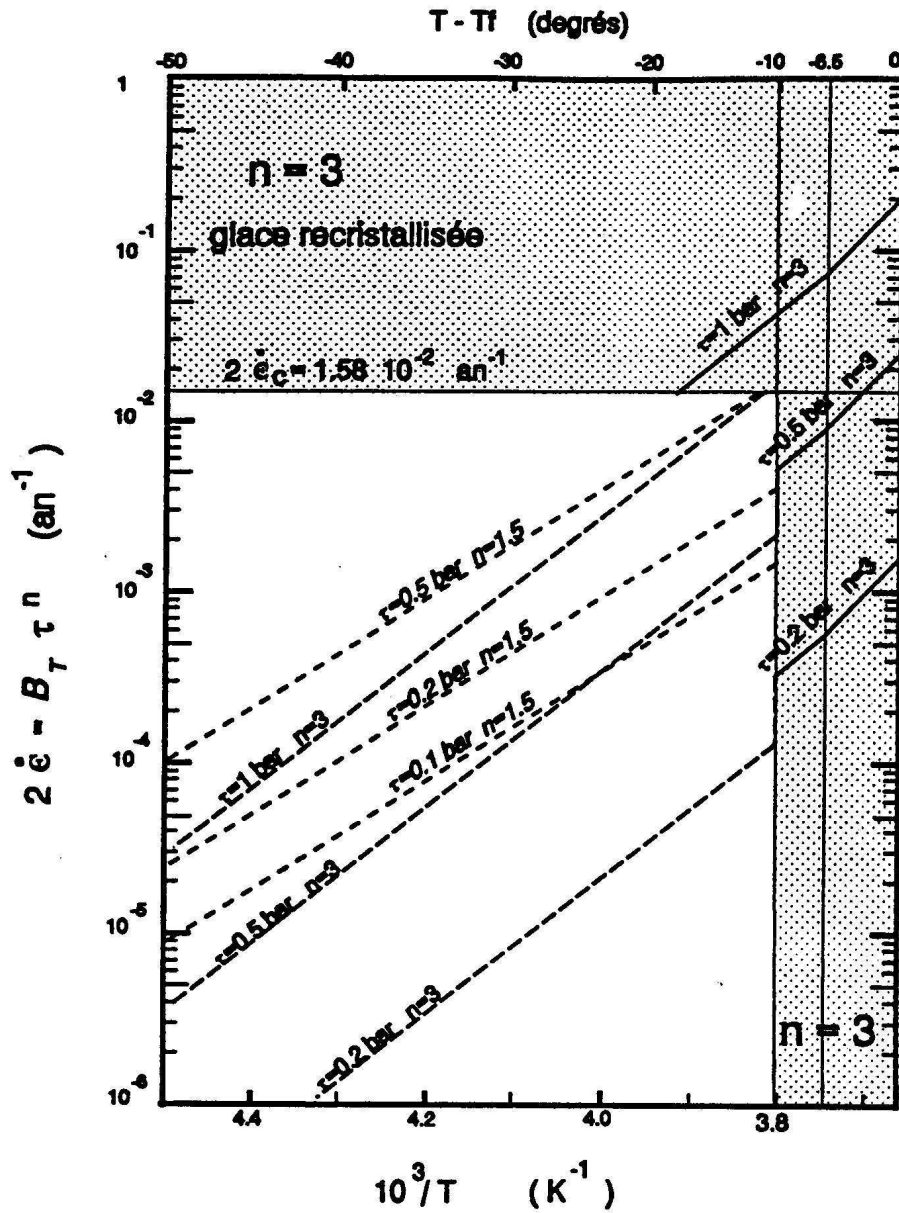


FIG. 2.3 – Vitesse de déformation de la glace en fonction de la température pour différents exposants de la loi de déformation d’après Ritz (1992). La vitesse de déformation varie linéairement avec  $(1/T)$ . Les droites obtenues sont données pour différentes valeurs de la contrainte ( $\tau$ ), leur pente dépend de l’énergie d’activation ( $E_a$ ). En grisé et traits continus : glace recristallisée. La condition pour que la glace recristallise porte soit sur la température ( $T - T_f > -10^\circ\text{C}$ ) soit sur la vitesse de déformation ( $2\dot{\epsilon} > 2\dot{\epsilon}_c$ ,  $\dot{\epsilon}_c = 1,58 \cdot 10^{-2} \text{an}^{-1}$ ). La glace recristallisée se situe donc dans la partie inférieure de la nappe de glace. Pour ce type de glace, l’exposant de la loi de déformation est  $n=3$  et le coefficient  $\mathcal{B}_{AT}$  est celui du fluage tertiaire ( $\mathcal{B}_{AT\text{tertiaire}} \approx 2,5\mathcal{B}_{AT\text{secondaire}}$ ). Entre  $-10^\circ\text{C}$  et  $-6,5^\circ\text{C}$ , les valeurs de  $\mathcal{B}_{AT}$  utilisées ici sont celles de Le Gac (1980) pour  $\mathcal{B}_{AT\text{secondaire}}$  mais en multipliant par 2,5 ( $\mathcal{B}_{AT} = 0,072$  à  $-6,5^\circ\text{C}$ ) et  $E_a = 78,2$  kJ/mole. A  $0^\circ\text{C}$ , la valeur de  $\mathcal{B}_{AT\text{tertiaire}} = 0,2 \text{bar}^{-3} \text{an}^{-1}$  est donnée par Liboutry et Duval (1985). En blanc, Pimienta (1987), dans le haut du glacier à Dye 3, (basse température et faible déformation) trouve un exposant  $n=1,5$ ,  $\mathcal{B}_{AT} = 0,01329 \text{bar}^{-1,5} \text{an}^{-1}$  à  $-20^\circ\text{C}$  et une énergie d’activation  $E_a = 60$  kJ/mole (petits tirets). La vitesse de déformation pour la glace non recristallisée, avec  $n=3$  est également représentée (grands tirets).

autant de lois de déformation que l'on souhaite et pour chaque loi, on peut utiliser deux valeurs différentes pour l'énergie d'activation en fonction de la température.

En général, nous nous limitons à deux lois et notre modèle utilise donc maintenant une loi de déformation en  $n=3$  et une loi de déformation linéaire ( $n=1$ ). Les deux lois s'ajoutent mais en fait elles se complètent : A faible contrainte, la loi en  $n=1$  constitue une fraction importante du processus de déformation ( $\simeq 50\%$ ) alors qu'à forte contrainte, c'est la loi en  $n=3$  qui est responsable de l'essentiel de la déformation.<sup>2</sup>

Pour chaque loi de déformation, on utilise deux coefficients  $\mathcal{B}_{AT}$  et deux coefficients  $E_a$  différents en fonction de la température, donnés dans le tableau 2.2.

TAB. 2.2 – Paramètres utilisés pour les lois de déformations dans le modèle. Ces valeurs permettent de simuler pour la loi en  $n=3$  le changement apparent d'énergie d'activation. Pour la loi linéaire, nous avons pris un coefficient  $\mathcal{B}_{AT} = 0$  pour les températures supérieures à  $-10^\circ\text{C}$  afin de ne pas ajouter de déformation à celle produite par la loi en  $n=3$  dans cette gamme de température. Lorsque la température est inférieure à  $-10^\circ\text{C}$ , nous avons utilisé d'après Lipenkov et al. (1997) les valeurs présentées ci-dessous.

Loi de déformation	Température ( $^\circ\text{C}$ )	$\mathcal{B}_{AT0}$ ( $\text{Pa}^{-3} \cdot \text{a}^{-1}$ )	$E_a$ ( $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1}$ )
n=3	$T < -6,5^\circ\text{C}$	$1,66 \cdot 10^{-16}$	$78,20 \cdot 10^3$
n=3	$T > -6,5^\circ\text{C}$	$2,00 \cdot 10^{-16}$	$95,45 \cdot 10^3$
n=1	$T < -10^\circ\text{C}$	$8,313 \cdot 10^{-8}$	$60,0 \cdot 10^3$
n=1	$T > -10^\circ\text{C}$	0	$60,0 \cdot 10^3$

Cependant, on s'aperçoit que si l'on utilise les coefficients des lois tels qu'ils sont donnés dans le tableau 2.2, les calottes simulées sont nettement trop épaisses. C'est pourquoi les auteurs des différents modèles traitant des calottes à grande échelle ont introduit un facteur d'amplification supplémentaire (enhancement factor) que nous noterons  $E_f$ . Ce paramètre permet d'avoir un meilleur accord entre épaisseur de glace modélisée et observée. Des mesures d'inclinométrie sur le site de forage Dye 3 au Groenland ont montré que le coefficient  $E_f$  est environ de 3 pour la glace déposée lors de la glaciation du Wisconsin (Wurm) par rapport à celle de l'holocène (Dahl-Jensen et Gundestrup, 1987). Le coefficient  $E_f$  utilisé dans le modèle à grande échelle permettrait donc de tenir compte de l'effet des impuretés et de l'anisotropie de la glace dans la déformation. Cet argument

de la loi de déformation utilisée. Si on utilise plusieurs lois de déformation, on repasse plusieurs fois dans la routine FLOWLAW en changeant le paramètre  $n_{\text{glen}}$ . Toutes les données qui dépendent des lois de déformation sont stockées dans des tableaux dont la dernière dimension spécifie à quel exposant elles correspondent. On a donc des tableaux à quatre dimensions pour certaines variables.

<sup>2</sup>Par exemple, avec les paramètres donnés dans le tableau 2.2. En prenant  $\bar{U} = \frac{\mathcal{B}_{AT} \tau^n H}{m+2}$  (Ritz, 1992) où  $m = n + 8$ , pour  $H=3000$  m et une température au fond de  $-10^\circ\text{C}$ ,  $\bar{U}$ , la vitesse due à la déformation moyennée sur la colonne est la suivante pour deux valeurs de la contrainte basale.

Pour  $\tau = 0,3$  bar, ce qui correspond à une pente de  $10^{-3}$  :

$n=1$  :  $\bar{U} = 0,24$  m/an,  $n=3$  :  $\bar{U} = 0,28$  m/an

Pour  $\tau = 1$  bar :

$n=1$  :  $\bar{U} = 0,82$  m/an,  $n=3$  :  $\bar{U} = 10,3$  m/an.

est surtout valable au Groenland où la glace de l'époque glaciaire se trouve au fond, là où est concentrée la déformation. Pour l'Antarctique, l'influence des poussières est moins convaincante puisque la glace du fond ne date pas forcément d'une période glaciaire et que la teneur en poussière est bien moindre qu'au Groenland. C'est sans doute l'anisotropie induite par la déformation qui est à l'origine de cette viscosité plus faible que celle obtenue en laboratoire. La plupart des modèles utilisent  $E_f = 3$  pour la calotte de glace du Groenland et on peut trouver une étude de sensibilité sur ce point dans Ritz et al. (1997). Huybrechts utilise  $E_f = 5$  pour l'Antarctique (Huybrechts, 1990a). Dans le modèle du LGGE nous conservons la valeur déjà utilisée pour le Groenland  $E_f = 3$ .

En résumé, pour la loi de Glen avec un exposant  $n=3$  avec  $E_f^{def3} = 3$ , l'équation (eq. 2.8) devient donc :

$$\mathcal{B}_{AT}^{def3} = E_f^{def3} \mathcal{B}_{AT0}^{def3} \exp\left(\frac{E_a^{def3}}{R} \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (2.9)$$

et pour la loi de déformation linéaire ( $n=1$ ) avec  $E_f^{def1} = 1$ , elle devient :

$$\mathcal{B}_{AT}^{def1} = E_f^{def1} \mathcal{B}_{AT0}^{def1} \exp\left(\frac{E_a^{def1}}{R} \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (2.10)$$

### 2.3.6 Champ de vitesse de la glace posée

En introduisant la loi de déformation (eq. 2.6) et (2.7), ainsi que la dépendance de la viscosité avec la température (eq. 2.8) dans les équations d'équilibre quasi-statique (eq. 2.5), on obtient un système de 10 équations aux dérivées partielles liant les 6 composantes des contraintes, les 3 composantes de la vitesse et la viscosité. Ce problème est extrêmement lourd à résoudre numériquement. Etant donné les performances actuelles des ordinateurs, une telle résolution est inenvisageable pour simuler l'évolution de l'ensemble de la calotte durant des centaines de milliers d'années, ce qui est notre objectif. Il est donc nécessaire de faire des approximations afin de simplifier le problème mécanique. Nous allons utiliser l'approximation de la couche mince à l'ordre 0, basée sur le fait que le rapport d'aspect de la calotte polaire (longueur/épaisseur) est petit (Hutter, 1983; Morland, 1984).

#### 2.3.6.1 Approximation de la couche mince

Pour l'Antarctique, le rapport  $\varepsilon$  (dimension horizontale / épaisseur de la calotte) est environ  $10^{-3}$  car l'épaisseur moyenne est 2200 m et les dimensions horizontales sont de

l'ordre de 3000 km. L'approximation de la couche mince permet d'estimer l'importance de chacun des termes entrant en jeu dans l'équation d'équilibre quasi-statique, et d'évaluer lesquels peuvent être négligés.

Nous présentons ici rapidement les résultats de l'approximation de la couche mince, développée à l'ordre 0, qui est celle utilisée dans le modèle Antarctique. Cette approximation consiste à réécrire les équations en coordonnées réduites, de manière à ce que les variations latérales des contraintes, vitesses et températures soient comparables aux variations verticales, c'est-à-dire que les dérivées horizontales soient du même ordre que les dérivées verticales. Les équations reformulées dans le nouveau référentiel font alors apparaître différentes puissances du rapport d'aspect  $\varepsilon$ , qui permettent d'évaluer l'ordre de grandeur des termes en jeu. Les implications de cette approximation sont les suivantes :

- les dérivées horizontales d'une variable quelconque  $F$  sont négligeables devant la dérivée verticale de cette même variable :

$$\frac{\partial F_{ij}}{\partial x}, \frac{\partial F_{ij}}{\partial y} \ll \frac{\partial F_{ij}}{\partial z}$$

Ce qui implique par exemple que :

- $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{xy}$  sont négligeables devant  $\varepsilon_{xz}$  et  $\varepsilon_{yz}$ .
- $\tau_{xy}, \sigma'_x, \sigma'_y,$  et  $\sigma'_z$  sont également négligeables devant  $\tau_{xz}$  et  $\tau_{yz}$ .

Lorsqu'on introduit ces simplifications dans les équations d'équilibre quasi-statique (eq. 2.5), celles-ci deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \rho g \end{cases} \quad (2.11)$$

La troisième équation de (eq. 2.11) en  $\partial z$  s'intègre depuis un point d'altitude  $z$  jusqu'à la surface ( $z=S$ ) et l'on obtient :

$$\sigma_z = \rho g(S - z) \quad (2.12)$$

L'intégration des équations (eq. 2.11) en  $\partial x$  et (eq. 2.11) en  $\partial y$  donne l'expression des contraintes de cisaillement  $\tau_{xz}$  et  $\tau_{yz}$ . D'après Hutter (1993), on obtient ainsi le "premier commandement du glaciologue" : "la contrainte de cisaillement basale est égale à la densité de la glace fois la densité de la glace fois la gravité fois l'épaisseur de glace située au-dessus fois la pente de surface" :

$$\tau_{xz} = -\rho g \frac{\partial S}{\partial x} (S - z) \quad (2.13)$$

$$\tau_{yz} = -\rho g \frac{\partial S}{\partial y} (S - z) \quad (2.14)$$

La cission efficace  $\tau^2$  est également simplifiée :

$$\tau^2 = (\rho g)^2 (S - z)^2 \left( \left( \frac{\partial S}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial S}{\partial y} \right)^2 \right) \quad (2.15)$$

Ces équations servent de base pour calculer le champ de vitesses.

### 2.3.6.2 Vitesse horizontale

En combinant les équations de définition des taux de déformation (eq. 2.4), des expressions de la contrainte de cisaillement et de la cission efficace (eq. 2.13) et (eq. 2.15) ainsi que les équations de la loi de comportement (eq. 2.6 à 2.8), on obtient pour chaque loi (n) :

$$\left( \frac{\partial u_x}{\partial z} \right)_n = -\mathcal{B}_{AT} (\rho g)^n (S - z)^n \left( \left( \frac{\partial S}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial S}{\partial y} \right)^2 \right)^{\frac{n-1}{2}} \frac{\partial S}{\partial x} \quad (2.16)$$

L'intégration selon la verticale de l'équation (eq. 2.16) donne l'expression des vitesses  $u_x(z)$  dans la glace :

$$u_x(z) = u_{xb} + \sum_{lois} (\rho g)^n \left( \left( \frac{\partial S}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial S}{\partial y} \right)^2 \right)^{\frac{n-1}{2}} \left( -\frac{\partial S}{\partial x} \right) \int_B^z \mathcal{B}_{AT}(z) (S - z)^n dz \quad (2.17)$$

où  $u_{xb}$  est la vitesse de glissement à la base dans la direction x.

La vitesse horizontale selon y s'obtient par permutation de x et y.

On remarque que l'écoulement lié à la déformation de la glace se fait, à toute profondeur, selon la ligne de plus grande pente de la surface (pente que nous appellerons  $\alpha$ ).

### 2.3.6.3 Dans le modèle du LGGE

Dans le modèle, on utilise l'équation de la vitesse (eq. 2.17) avec les deux lois de déformation utilisées (loi de Glen avec n=3 et loi newtonienne avec n=1, cf. § 2.3.4). On obtient ainsi :

$$u_x(z) = u_{xb} + \underbrace{(\rho g)^3 \left( \left( \frac{\partial S}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial S}{\partial y} \right)^2 \right) \left( -\frac{\partial S}{\partial x} \right) E_f^{def3} \int_B^z \mathcal{B}_{AT}^{def3}(z) (S - z)^3 dz}_{vitesse\ due\ a\ la\ loi\ de\ Glen\ (n=3)}$$

$$+ \underbrace{(\rho g) \left( -\frac{\partial S}{\partial x} \right) E_f^{def1} \int_B^z \mathcal{B}_{AT}^{def1}(z) (S - z) dz}_{\text{vitesse due a la loi newtonienne (n=1)}}$$

où  $\mathcal{B}_{AT}^{def3}$  et  $\mathcal{B}_{AT}^{def1}$  sont respectivement les coefficients de la loi de fluage pour la loi de Glen et la loi linéaire.

Dans certains cas, l'approximation de la couche mince à l'ordre 0 n'est plus valide, comme par exemple dans les ice-streams étroits, près des bords de la calotte où au niveau de la transition shelf-calotte posée. Il est alors préférable d'utiliser l'approximation à un ordre supérieur mais les temps de calcul sont alors sensiblement plus grands. Les développements à l'ordre 1 et 2 sont traités dans Mangeney (1996). Plusieurs modèles à deux dimensions de calotte de glace (suivant une ligne de courant) utilisent l'approximation de la couche mince à l'ordre 1 ou 2 (Dahl-Jensen, 1989; Pattyn, 1990). Saito (2001) a développé à partir du modèle au premier ordre de Blatter (1995) et Colinge et Blatter (1998) le premier modèle à trois dimensions utilisant l'approximation de la couche mince à l'ordre 1 avec un couplage thermomécanique, mais il n'a pour l'instant été appliqué qu'à une calotte théorique.

#### 2.3.6.4 Vitesse basale

A la base de la calotte, le mouvement est déterminé par deux processus : le glissement de la glace sur le lit, et la déformation de ce lit. Le glissement de la glace sur la base ne se produit que si la glace est au point de fusion. Le lit ne se déforme de façon significative que lorsqu'il est constitué de sédiments perméables non consolidés, et lorsque ceux-ci sont gorgés d'eau.

Plusieurs lois de glissement et de déformation des sédiments sous-glaciaires ont été développées (Lliboutry, 1987; Bindshadler, 1983; Alley, 1989; Boulton et Hindmarsh, 1987; Weertman, 1957) mais les paramètres gouvernant ces lois sont très mal connus et dépendent des caractéristiques de l'interface glace-sédiment. De plus, ces paramètres sont susceptibles de changer à l'intérieur même d'une maille (20 à 40 km). Beaucoup d'auteurs estiment également que le glissement dépend de la pression effective  $N$  (pression de la glace - pression de l'eau). Paterson (1994) fait ainsi remarquer que la grande majorité des lois de glissement est de la forme  $U_b \sim k \frac{\tau^a}{N^b}$  (Paterson, 1994),  $a$  et  $b$  étant des exposants variant selon les lois.

Par exemple, pour la loi de Weertman :  $b = 0$ ,  $a = 2$  et  $k$  dépend de la rugosité.

Pour la loi de Bindshadler (1983) :  $b = 1$ ,  $a = 3$  et  $k \simeq 0,84.10^{-8} m.an^{-1}.Pa^{-2}$ .



Dans le modèle de Payne (1999) et celui de Hulbe et MacAyeal (1999) :  $a = 1$ ,  $b = 0$  et  $10^{-3}m.an^{-1}.Pa^{-1} \leq k \leq 5.10^{-3}m.an^{-1}.Pa^{-1}$ .

Dans le modèle de Huybrechts et DeWolde (1999) :  $a = 3$ ,  $b = 1$  et  $k \simeq 10^{-6}m.an^{-1}.Pa^{-2}$ .

Huybrechts utilise donc la loi de glissement de Bindshadler (Huybrechts, 1990a) mais avec un coefficient  $k$  cent vingt fois plus grand. On peut enfin remarquer que, si on considère une couche de sédiments visqueux, la loi obtenue est de la même forme ( $a = 1$ ,  $b = 1$  pour une viscosité du sédiment linéaire).

Comme on peut le voir, il règne une certaine variété dans les paramètres de lois de glissement utilisés bien que les ordres de grandeur des vitesses de glissement soient assez semblables.<sup>3</sup> C'est en pratique un point assez facile à modifier dans un modèle, ce qui permet des études de sensibilité. La loi que nous avons choisie, tout en tenant compte des mêmes variables que celles citées plus haut, permet justement de tester facilement l'impact de la pression d'eau (eq. 2.18). Cette équation est en fait une loi de Weertman modifiée de façon à tenir compte de la pression effective. Lorsque la pression d'eau est nulle, on retrouve dans l'expression (eq. 2.18) la loi de Weertman et la dépendance avec la pression effective est la même que dans la loi de Bindshadler.

$$\vec{U}_b = k(\rho g H)^3 (\nabla S \cdot \nabla S)^{\frac{1}{2}} \frac{\nabla S}{N} \quad (2.18)$$

$k$  est un paramètre ajustable.  $k = 0, 5.10^{-8}m.an^{-1}Pa^{-2}$  dans toutes les expériences présentées par la suite. La pression effective  $N$  est donnée par :

$$N = \rho g H - P_w \quad (2.19)$$

où  $P_w$  est la pression d'eau sous-glaciaire. L'intérêt de cette loi est que le paramètre  $k$  reste le même, que l'on tienne compte de la pression d'eau ou pas.

Cette équation n'est prise en compte que lorsque l'interface glace-socle est à la température de fusion. Si la base de la calotte est à une température inférieure à la température de fusion, on suppose que la vitesse basale est nulle. La pression d'eau sous-glaciaire est calculée par l'équation suivante :

$$P_w = \rho_w g (Sl - B) \quad (2.20)$$

---

<sup>3</sup>Exemple de calcul de la vitesse de glissement pour les diverses lois :  
 Pour  $H = 2000$  m,  $\alpha = 5.10^{-3}$  et  $N = \rho g H$  (pas d'eau), on obtient :  
 modèle de Payne :  $100 < U_b < 500$  en m/an  
 modèle de Huybrechts :  $U_b = 100$  m/an  
 modèle du LGGE :  $U_b = 100$  m/an.

Où  $Sl$  est le niveau de la mer qui peut changer suivant le forçage climatique. On considère donc que l'eau située sous la glace est reliée à l'océan. C'est un point très discuté (Hindmarsh et Meur, 2001), mais certaines évidences de terrain indiquent une telle connection au moins lorsqu'on n'est pas trop loin de la ligne d'échouage. Par exemple, Anandakrishnan et Alley (1997) ont mesuré jusqu'à 85 km en amont de la ligne d'échouage les effets des marées sur la sismicité sous l'ice-stream C. Par contre, l'équation (eq. 2.20) n'est sans doute plus valable au-delà d'une centaine de kilomètres.

On peut enfin relever un problème majeur pour toutes ces formulations où la vitesse de glissement devient infinie à la ligne d'échouage, où par définition  $N = 0$ . Une façon d'éviter ces vitesses infinies est bien sûr de les limiter arbitrairement dans le code numérique. On peut cependant craindre que les résultats ne dépendent de cette limite imposée. Notre approche de cette région là est différente, ainsi que nous le verrons plus loin pour les zones d'ice-streams, où c'est une loi de frottement qui est imposée.

### 2.3.6.5 Vitesse verticale

La vitesse verticale dans la glace s'obtient à partir de l'équation d'incompressibilité (eq. 2.1) :

$$u_z(z) = u_{bz} - \int_B^z \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) dz \quad (2.21)$$

## 2.3.7 Champ de vitesse des ice-shelves et des ice-streams

### 2.3.7.1 Présentation

**Les ice-shelves :** Les ice-shelves sont les plates-formes de glace flottantes rattachées à la calotte posée et qui sont présentes à de nombreux endroits sur le pourtour de la calotte de glace Antarctique, généralement dans les échancrures de la côte. Les ice-shelves sont alimentés par le flux de glace venant du centre de la calotte mais ce sont aussi des zones d'accumulation puisqu'ils sont recouverts de névé et de neige. La ligne qui sépare les ice-shelves du reste de la calotte de glace est appelée ligne d'échouage (traduction de grounding line) (cf. fig. 2.4). L'épaisseur des ice-shelves peut atteindre jusqu'à plus de 1000 m au niveau de cette ligne. Pour simuler l'évolution de la calotte de glace Antarctique au cours des cycles climatiques, il est essentiel de simuler de façon interactive la position de la ligne d'échouage car le volume de glace de la calotte dépend fortement de la surface de glace posée.

L'application du principe d'Archimède "tout corps plongé dans un liquide reçoit une

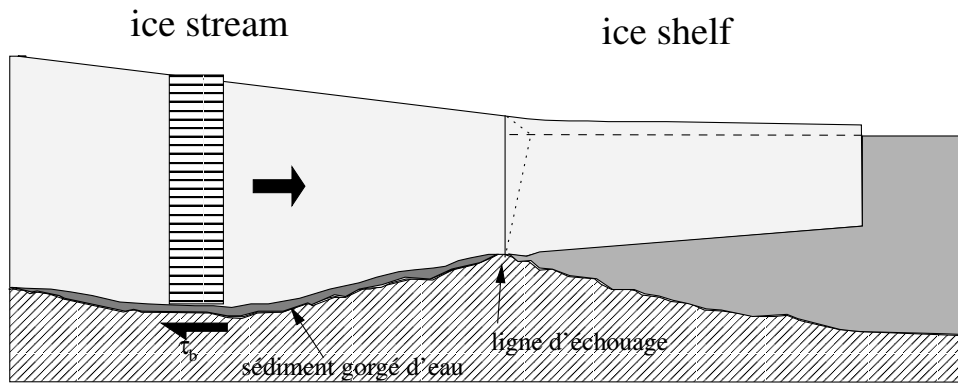


FIG. 2.4 – Coupe schématique d'un ice-stream et d'un ice-shelf. Sur l'ice-stream est représenté la vitesse qui est indépendante de la profondeur et  $\tau_b$  le frottement basal. La ligne d'échouage sépare la partie flottante (ice-shelf) de la glace posée.

poussée de bas en haut égale au poids du liquide déplacé”, permet de calculer le critère de flottaison de l'ice-shelf :

$$\rho_w(Sl - B) = \rho H \quad (2.22)$$

où  $Sl$  est le niveau des mers, et  $\rho_w$  la densité de l'eau de mer.

**Les ice-streams :** Les ice-streams sont des fleuves de glace où la glace s'écoule beaucoup plus vite que sur le reste de la calotte (de l'ordre de la centaine de mètres par an). Ce sont les ice-streams qui évacuent la plus grande partie de la glace du centre de la calotte vers les bords (90 % du volume de glace de l'Antarctique d'après McIntyre (1985)). Lorsque l'on observe une carte des vitesses de la glace en Antarctique (cf. fig. 2.5), on voit bien que l'évacuation de la glace ne se fait pas de façon uniforme. Les fleuves de glace remontent largement en amont de la calotte et concentrent un flux très important de glace dans des zones très étroites.

Les ice-shelves et les ice-streams sont caractérisés par une vitesse d'écoulement élevée (parfois plus de 1000 m/an pour les ice-shelves) et par une faible pente de surface. En raison de cette faible pente, les équations de la vitesse appliquées à la calotte posée (eq. 2.17), où le moteur est la contrainte de cisaillement, ne vont produire que de faibles vitesses d'écoulement dans les zones stream ou shelf. Par exemple, sur ice-stream B, dont la vitesse est de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par an, la vitesse due à la déformation, calculée d'après l'équation 2.17 n'est que d'environ 1 m/an. On pourrait jouer sur le coefficient de la loi de glissement pour obtenir une vitesse suffisante mais comme les lois de glissement sont également fonction de la pente de la surface ( $U_b \sim k \frac{\tau^a}{N^b}$ ) il faut dans ce cas modifier le coefficient de façon considérable et, pour le moins, justifier physiquement cette augmentation de la vitesse basale par rapport aux zones

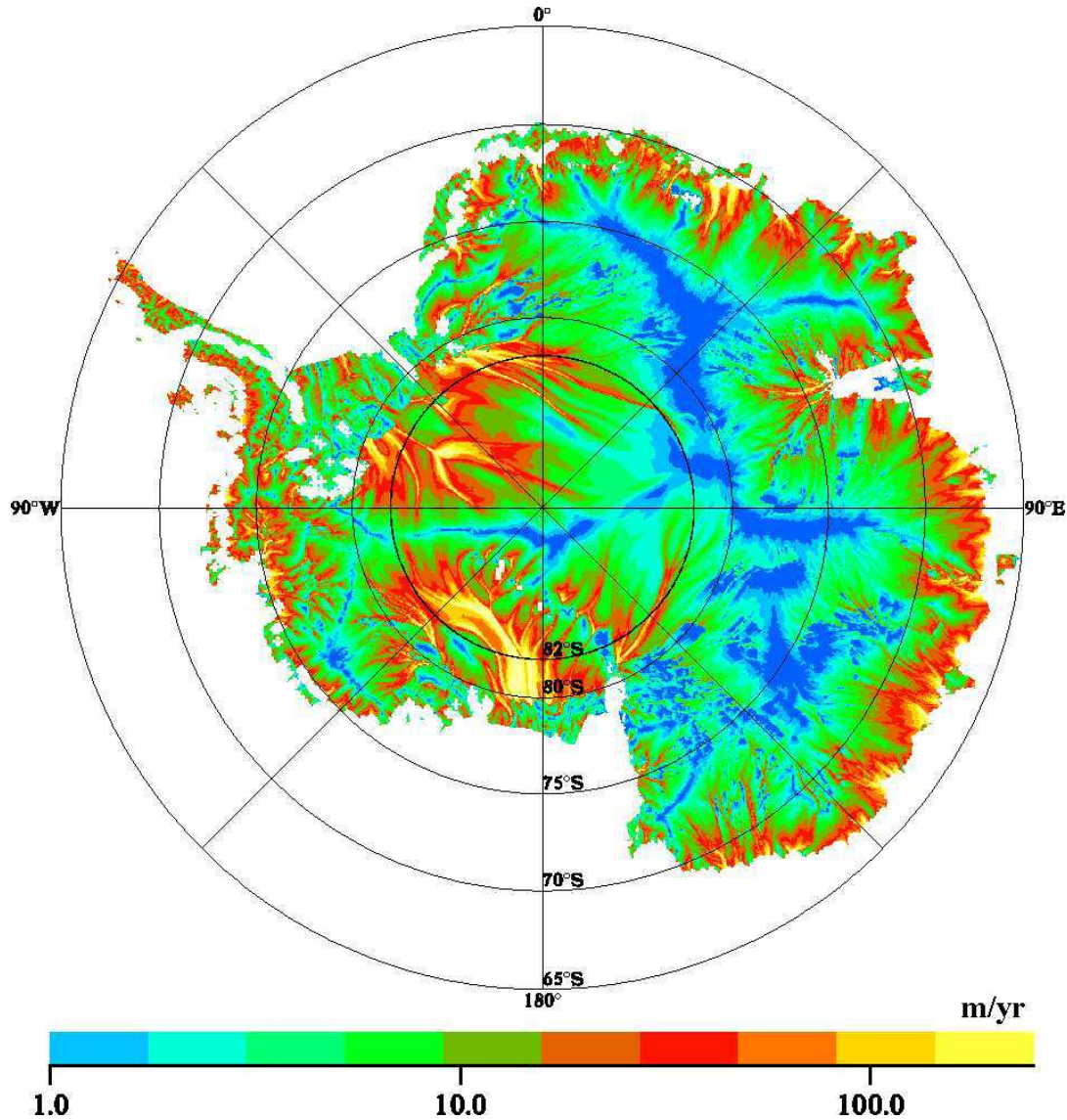


FIG. 2.5 – Vitesses de bilan en Antarctique. Les vitesses de bilan sont les vitesses pour lesquelles la calotte est en état d'équilibre, c'est à dire que l'accumulation de neige est exactement évacuée vers les bords par l'écoulement. L'équation de bilan de masse permet de déduire les vitesses de bilan à partir des cartes d'accumulation et de topographie du socle et de la surface (Testut, 2000).

de glace environnantes et quasiment immobiles. On pense que l'explication est dans la déformation du sédiment sous glaciaire. En effet, Blankenship et al. (1986) ont révélé par des mesures sismiques la présence d'une strate poreuse gorgée d'eau sous ice-stream B. Un carottage sur ce même ice-stream a ensuite confirmé l'existence d'une couche de 10 m de sédiments saturés en eau entre le socle et la glace. La forte déformation observée dans ces sédiments (Engelhardt et al., 1990) permet d'expliquer la grande vitesse d'écoulement des ice-streams. Les ice-streams glisseraient donc sur la couche de sédiments non consolidés et saturés d'eau (MacAyeal, 1989). L'hydrologie sous glaciaire et la morphologie du socle sont donc très importantes car elles déterminent la pression d'eau sous les ice-streams et donc la rhéologie des sédiments. Cette approche de type "loi de glissement", avec un coefficient

fort en raison du sédiment, est celle qui a été suivie par Payne (1999) et Huybrechts (1990a) pour les ice-streams. Cependant, même muni d’une explication physique pour justifier une vitesse basale très forte par endroit, cette approche ne nous semble pas très satisfaisante. Ainsi on conçoit intuitivement que la vitesse d’écoulement est également dépendante de la déformation de la glace et pas seulement du “tapis roulant” situé dessous. La glace ne pourra pas être étirée d’une façon quelconque.

Dans le modèle du LGGE, nous avons choisi de suivre l’approche proposée par MacAyeal (1989), approche qui consiste à traiter les ice-streams comme des ice-shelves qui frottent sur le socle. C’est pourquoi dans la partie suivante nous allons présenter les deux types d’écoulement en même temps.

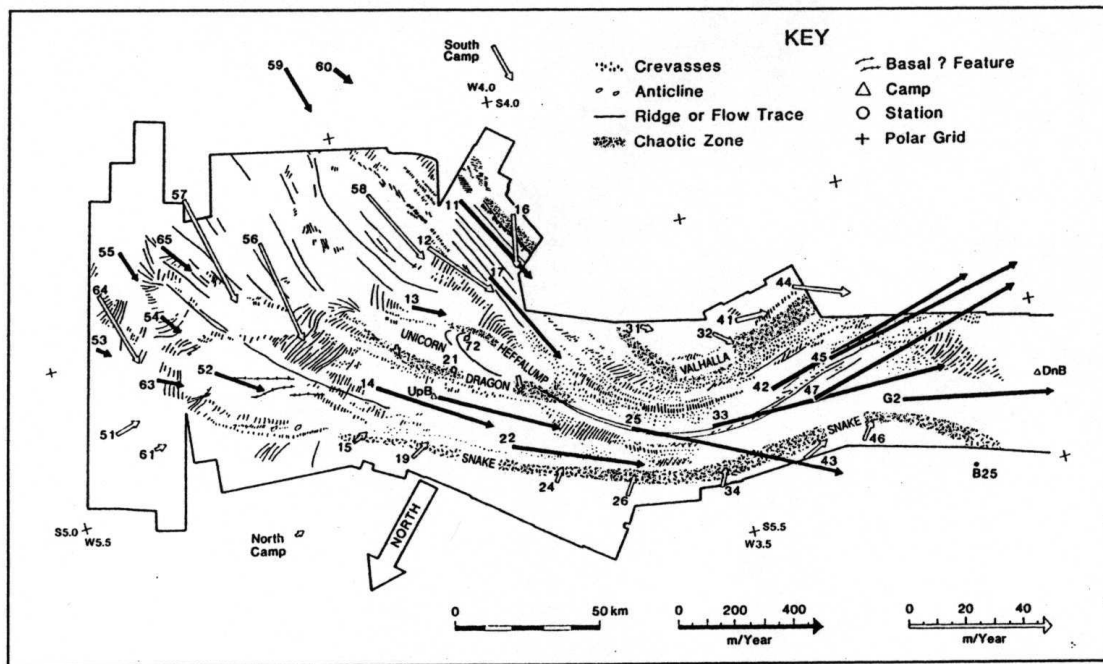


FIG. 2.6 – Les mesures de vitesses de la glace sur Ice Stream B montrent très bien la très forte différence de vitesse entre la glace du fleuve de glace et la glace posée qui ne fait pas partie de l’ice-stream. La vitesse passe de moins de 10 m/an (balise 24) à plus de 500 m/an (balise 22) entre deux points séparés d’une distance de seulement 10 km. (Whillans et van der Veen, 1993). Le calcul des vitesses dans les fleuves de glace va donc nécessiter un traitement particulier.

### 2.3.7.2 Dynamique de l’ice-shelf

Que ce soit pour une calotte posée ou pour un ice-shelf, les équations d’équilibre quasi-statique (eq. 2.5) gouvernent l’écoulement de la glace. Les deux grandes différences portent sur la contrainte tangentielle à la base ( $\tau_{xz}$ ) et sur la contrainte normale sur la limite latérale ( $\sigma_x$  ou  $\sigma_y$ ).

**Condition basale :** Pour une calotte posée, comme on l’a déjà vu, soit la glace est ancrée au sol, soit elle glisse avec frottement sur le socle rocheux. Mais dans les deux cas, le frottement sur le socle est fort. Avec l’approximation de la couche mince, ce frottement équilibre exactement la contrainte de cisaillement due à la pente de surface ( $\tau = \rho g H \alpha$ ). Dans le cas de l’ice-shelf, on peut considérer que la mer n’exerce pas de frottement sur la glace. Cette particularité entraîne deux régimes dynamiques complètement opposés suivant la partie de la calotte que l’on étudie : la calotte posée est caractérisée par un régime de cisaillement dans un plan vertical, alors que dans l’ice-shelf les contraintes normales ( $\sigma'_x$  et  $\sigma'_y$ ) et les cisaillements horizontaux ( $\tau'_{xy}$ ) sont prédominants (cf. fig. 2.7).

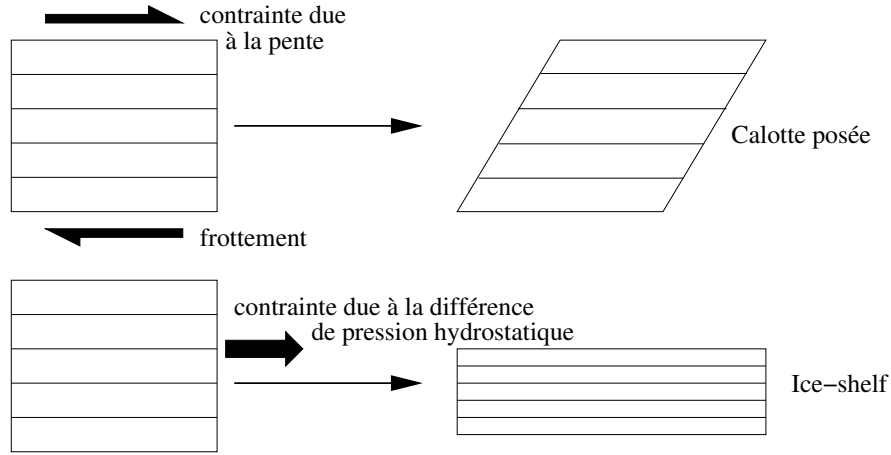


FIG. 2.7 – Schéma des deux régimes dynamiques de la calotte : la calotte posée est caractérisée par des cisaillements verticaux, alors que l’ice-shelf s’amincit sous l’effet de contraintes normales.

**Condition latérale :** L’autre caractéristique de l’ice-shelf provient de la condition à la limite sur le front. La pression hydrostatique de la glace sur le front n’est compensée que partiellement par la pression hydrostatique de l’eau de mer. Il en résulte une “force nette” proportionnelle au carré de l’épaisseur de glace sur le front, force qui a tendance à tirer l’ice-shelf vers la mer (cf. fig. 2.8). En fait, ce calcul de force nette s’applique également loin du front où l’épaisseur est plus grande. En effet, on suppose que la pression de l’eau ou au moins sa moyenne verticale se transmet sans perte dans l’ice-shelf, et il faut lui ajouter la composante horizontale de la pression de l’eau sous l’ice-shelf (la composante verticale faisant flotter l’ice-shelf). Pour la glace posée, avec l’approximation de la couche mince développée précédemment, l’équilibre des forces est local. Il n’est donc pas nécessaire d’imposer une condition aux limites latérales.

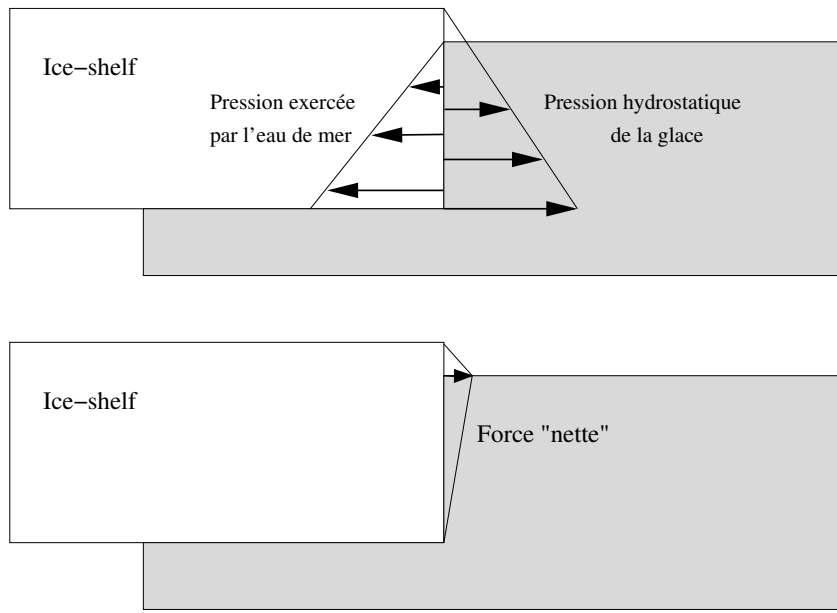


FIG. 2.8 – Bilan des forces sur le front de l’ice-shelf. La force “nette” est proportionnelle au carré de l’épaisseur de glace sur le front.

### 2.3.7.3 Equations des vitesses

L’équation qui permet de calculer les vitesses dans un ice-shelf a été proposée par Morland (1987). MacAyeal (1989) a étendu cette équation aux ice-streams en utilisant une approche en série de perturbation. Il s’agit toujours d’approximations de type couche mince mais avec des conditions aux limites différentes (voir aussi (Rommelaere, 1997) pour une démonstration détaillée). L’analyse à l’ordre zéro montre que les vitesses horizontales ne varient pas avec la profondeur. L’analyse à l’ordre un donne un système d’équations elliptiques qui relie les composantes horizontales de la vitesse de la glace :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} \left[ 2\bar{\eta}H \left( 2\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \bar{\eta}H \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \right] = \rho g H \frac{\partial S}{\partial x} - \tau_{bx} \\ \frac{\partial}{\partial y} \left[ 2\bar{\eta}H \left( 2\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \bar{\eta}H \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) \right] = \rho g H \frac{\partial S}{\partial y} - \tau_{by} \end{cases} \quad (2.23)$$

où  $\bar{\eta}$  est la viscosité de la glace moyennée verticalement sur toute l’épaisseur de glace et  $\tau_{bx}$  et  $\tau_{by}$  sont les composantes selon x et y du frottement basal.

Ces équations peuvent être utilisées pour les ice-shelves et pour les ice-streams. Les seules différences sont le frottement basal nul pour le shelf et le critère de flottaison auquel obéit l’ice-shelf (eq. 2.22).

### 2.3.7.4 Frottement basal sous les ice-streams

Pour modéliser l’écoulement sous les ice-streams, nous suivons donc l’approche proposée par MacAyeal (1989) et également mise en oeuvre dans Hulbe et MacAyeal (1999).

Cette approche consistant à traiter les ice-streams comme des ice-shelves qui frottent, la difficulté est maintenant d'estimer ce frottement.

Dans MacAyeal (1989), ce terme de frottement est supposé proportionnel à la vitesse basale de la glace  $U_b$  et d'un coefficient  $\beta^2$ .

$$\vec{\tau}_b = -\beta^2 \vec{U}_b \quad (2.24)$$

$\beta^2$  est un carré pour indiquer que ce paramètre doit absolument être positif, de façon à ce que le frottement soit de signe opposé à la vitesse. Cette formulation, s'obtient en supposant une couche de sédiment visqueux (cf. fig. 2.9).

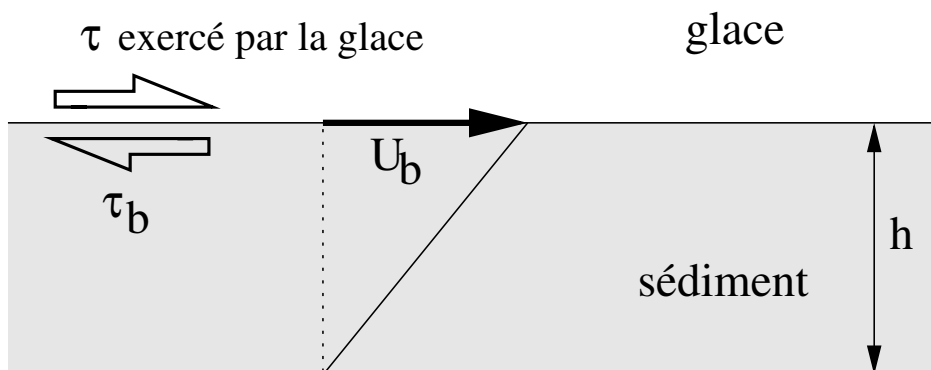


FIG. 2.9 – schéma des forces et de la vitesse  $U_b$  à l'interface glace-sédiment. La glace exerce une contrainte  $\tau$  sur le sédiment qui est équilibrée par le frottement  $\tau_b$ . Si la viscosité du sédiment est uniforme et linéaire, la vitesse horizontale dans le sédiment s'obtient de façon analogue à ce qui est fait dans la glace (cf. eq. 2.16) :  $\frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{\tau_b}{\eta}$ . En intégrant sur une épaisseur  $h$  et en supposant que la vitesse est nulle à la base du sédiment, on obtient  $U_b = -\tau_b \frac{h}{\eta}$ .

Dans Hulbe et MacAyeal (1999),  $\beta^2$  peut dépendre de nombreuses caractéristiques telles que la morphologie du socle ou l'épaisseur d'eau dans les sédiments situés à la base de l'ice-stream, mais en pratique sa répartition spatiale est imposée de façon à obtenir les ice-streams aux bons endroits. Dans la thèse de Marjorie Schmeltz (Schmeltz, 2002), pour le Pine Island Glacier,  $\beta^2$  est ajusté de façon à reproduire les champs de vitesses observés.

Cette méthode a l'inconvénient de figer la position des ice-streams au cours du temps, ce qui n'a pas raison d'être, surtout si l'on considère des transitions glaciaires-interglaciaires. Dans ce cas, les évolutions de la calotte de glace sur de longues périodes ne sont donc plus envisageables. C'est pourquoi dans notre modèle nous avons cherché à relier  $\beta^2$  à d'autres caractéristiques physiques calculées par le modèle, de façon à faire évoluer  $\beta^2$  dans le temps et dans l'espace.

Nous avons vu que parmi les processus susceptibles de modifier le frottement basal, l'effet de la pression d'eau à la base est primordial. Dans notre modèle, cette pression d'eau



dépend des variations du niveau de la mer et de la profondeur du socle (cf. eq. 2.19). Dans la réalité, la pression d'eau dépend également de la fusion sous la glace (qui est aussi calculée dans le modèle) mais surtout de la façon dont cette eau se redistribue sous la glace (hydrologie sous-glaciaire). Malheureusement, notre modèle ne prend pas en compte cette hydrologie, ce qui nous empêche de relier fusion basale et frottement. Malgré cette limitation, il nous paraissait important de tenir compte des interactions entre géométrie de la calotte, niveau des mers et écoulement, et nous avons utilisé une loi reliant frottement et pression d'eau.

La première de nos approches est celle décrite dans Ritz et al. (2001) où nous cherchions à reproduire l'évolution de la calotte sur de longues périodes. La loi qui fût choisie est la loi de frottement solide de Lliboutry (1987) qui relie frottement et pression effective.

$$\tau_b = fr N \quad (2.25)$$

Où  $fr$  est un paramètre d'ajustement et  $N$  la pression effective.

Avec le même type d'approche que celle décrite pour un sédiment visqueux, on remarque que cette loi correspond à un sédiment au comportement plastique dont le seuil de plasticité serait dépendant de la pression effective. Un comportement très proche a été suggéré par Tulaczyk et al. (2000) à partir d'expériences sur des échantillons. Cependant, l'utilisation de cette loi de frottement nous a posé quelques problèmes liés à la direction dans laquelle était appliqué le frottement. Le frottement n'était en effet pas toujours appliqué dans la direction opposée à celle de l'écoulement, particulièrement sur les points proches de la ligne d'échouage. Ce problème est abordé plus en détail au § 2.3.8.

Nous sommes donc revenus à une loi du type de celle de MacAyeal mais en supposant que la viscosité du sédiment dépend directement de la pression effective.

$$\vec{\tau}_b = -\nu^2 N \vec{U}_b \quad (2.26)$$

où  $\nu^2$  est un coefficient qui permet d'ajuster la valeur de  $\tau_b$ . Dans les expériences standards,  $\nu^2 = 9.10^{-5}$

On remarque que dans le système d'équations 2.23, si on remplace  $\tau_{bx}$  et  $\tau_{by}$  par les valeurs déduites de l'équation (eq. 2.26), les équations (eq. 2.23) ne font plus intervenir que les composantes de la vitesse, et lors de la résolution, le frottement est automatiquement dans la bonne direction.

Le modèle d'ice-shelf que nous utilisons peut fonctionner avec la loi de Glen (exposant  $n=3$ ) ou avec une loi de déformation newtonienne (exposant  $n=1$ ) (Rommelaere et Ritz, 1996). Nous n'avons utilisé le modèle qu'avec une loi linéaire ; celle-ci nécessite beaucoup moins de temps de calcul. En effet, lorsqu'on résout le système (eq. 2.23), avec  $n=1$ , il n'est pas nécessaire d'itérer sur la viscosité de la glace. Par ailleurs, l'utilisation d'une loi linéaire peut être justifiée dans le cas des ice-shelves. Quand Rommelaere et MacAyeal (1997) ont inversé les vitesses mesurées dans le Ross ice-shelf, ils ont trouvé que la viscosité variait peu et ont suggéré d'utiliser une viscosité constante de 30 MPa an. C'est la valeur que nous allons utiliser ici. D'après le tableau 2.2, elle correspond à une température d'environ  $-10^{\circ}\text{C}$ . Actuellement, la température à la surface de l'ice-shelf est d'environ  $-25^{\circ}\text{C}$ . A la base de l'ice-shelf, c'est la température de congélation de l'eau de mer (proche de  $-2^{\circ}\text{C}$ ). Que la viscosité moyenne corresponde à une température intermédiaire semble donc raisonnable.

Idéalement, nous devrions utiliser la température calculée dans l'ice-shelf et la loi de déformation pour déterminer la viscosité moyennée sur la colonne, comme dans Rommelaere et Ritz (1996). Cependant, cette température est extrêmement dépendante des taux de fusion ou regel sous l'ice-shelf. Cette fusion étant mal connue (et par conséquent la température également), nous avons préféré nous contenter de la valeur de viscosité moyenne donnée par Rommelaere et MacAyeal (1997). Pour tenir compte du changement de viscosité avec le climat, nous avons supposé que la viscosité moyenne suivait une loi d'Arrhenius en fonction de la température en surface avec une énergie d'activation de 60 kJ/mole. Cette approximation (aussi utilisée dans Huybrechts et DeWolde (1999)) supprime le temps de réaction moyen du shelf (environ 500 ans) lors d'un brusque changement de température. Ceci est particulièrement à retenir dans le cas de simulations de l'évolution de la calotte dans le futur proche.

Pour les ice-streams, on utilise la même viscosité que pour les ice-shelves. Les contraintes étant plus fortes dans les ice-streams que dans les ice-shelves, l'utilisation d'une loi linéaire conduit probablement à une surestimation de la viscosité de la glace, mais comme  $\nu^2$  (le coefficient du frottement) et la viscosité  $\eta$  sont des paramètres ajustés, il est difficile de faire la différence avec une loi de déformation plus réaliste.

Dans notre modèle, les ice-shelves s'étendent jusqu'aux bords de la grille. Même si l'ice-shelf se casse en icebergs (vêlage) ou fond nous maintenons une épaisseur minimum de 1 mètre. Cela simplifie les conditions aux limites car le front de glace est ainsi toujours parallèle à l'axe  $x$  ou  $y$ . Dans MacAyeal et al. (1996) l'approche avec une discrétisation suivant le front (par éléments finis, modèle de MacAyeal) et l'approche que nous suivons ici avec un ice-shelf fictif de 1 mètre ont été comparées dans le cas du Ross ice-shelf. Il n'est pas apparu de différence notable. Notons également que Huybrechts modélise également l'ice-shelf jusqu'aux bords de la grille mais avec une épaisseur nettement plus grande. A vrai dire, il a été montré que, pour la région où l'ice-shelf est non confiné ( $\dot{\epsilon}_{xx} = \dot{\epsilon}_{yy}$ ); l'endroit où l'ice-shelf est coupé importe peu. Par exemple, des expériences numériques ont été faites dans lesquelles on enlevait une partie non confinée de l'ice-shelf sans modifier l'écoulement en amont (Rommelaere, 1997). C'est la raison pour laquelle, les différentes approches pour imposer les conditions sur le front sont également valables. Dans notre cas, les bords de la grille sont forcément dans la zone non confinée de par la géométrie du domène.

La première condition au front est que le cisaillement parallèle au front est nul. La deuxième condition au front est donnée par l'équilibre entre la contrainte horizontale longitudinale dans la glace et la pression de l'eau. En intégrant verticalement et pour un front de glace parallèle à l'axe des  $y$ , cela donne (Rommelaere et Ritz, 1996) :

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) = 0 \\ 2\bar{\eta}H \left( 2\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) = \frac{\rho g H S}{2} \end{cases} \quad (2.27)$$

Le système pour un front parallèle à l'axe des  $x$  s'obtient par permutation entre  $x$  et  $y$ .

A la transition avec la glace posée, c'est la vitesse moyennée verticalement de la glace posée qui est prescrite comme condition aux limites du shelf et du stream dans l'équation (eq. 2.23). Au point de vue mécanique, c'est d'ailleurs à travers cette condition aux limite que se fait le couplage calotte - ice-shelf.

### 2.3.7.7 Schéma numérique

Avec la viscosité newtonienne utilisée dans le modèle, le système (eq. 2.23) est linéaire. Nous le résolvons en utilisant une méthode d'élimination Gaussienne (routine SGBSV de

la librairie LAPACK). Pour un domaine  $n_x * n_y$  la matrice pour résoudre l'équation (eq. 2.23) est une matrice bande de largeur de bande  $2 * n_y + 1$  et de  $2 * n_x * n_y$  lignes. Pour diminuer la quantité de mémoire utilisée, et aussi en vue de paralléliser le modèle, nous avons utilisé une méthode de décomposition de domaine (méthode de Schwartz, (Lions, 1989)). Cette méthode découpe le domaine en plusieurs petits sous-domaines. Pour chaque sous-domaine, les conditions aux limites sont les vitesses calculées à l'itération précédente sur le sous-domaine voisin. Actuellement, nous utilisons une décomposition en quatre sous-domaines inégaux. Chacun des sous-domaines correspond à une région de l'Antarctique et les frontières ont été choisies afin de limiter au maximum les coupures dans des zones sensibles comme en plein milieu d'un shelf par exemple (cf. fig. 2.10). Cette méthode converge très bien et des tests ont montré qu'il n'est pas nécessaire de faire plus d'une seule itération à chaque pas de temps (Rommelaere, 1997) à part lors de l'initialisation.

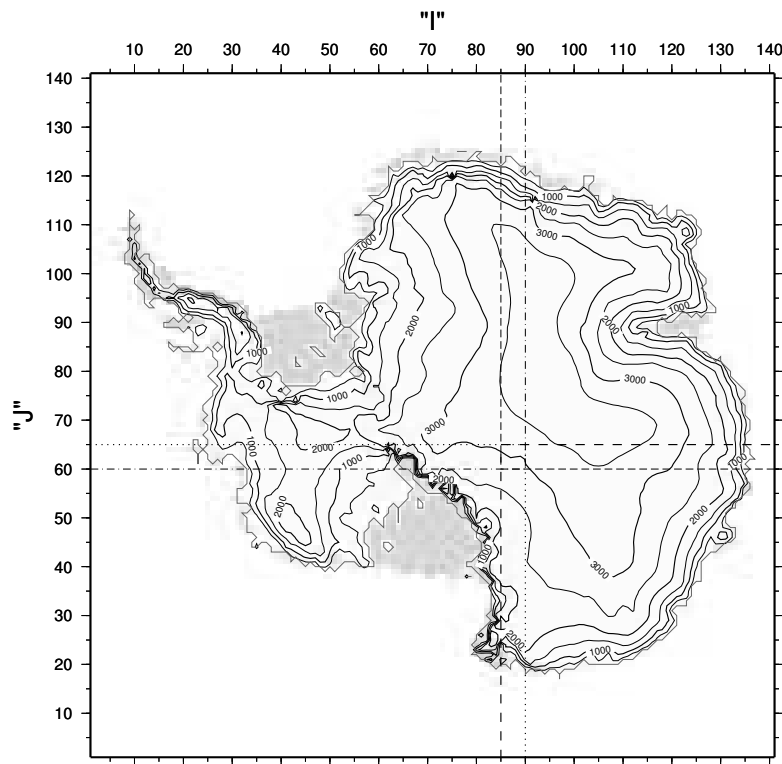


FIG. 2.10 – Sur cette carte de l'Antarctique, sont représentés les quatre sous-domaines : le sous-domaine du Ross-ice-shelf (coordonnées des mailles du domaine pour la grille 40 km : 1-90, 1-65), le sous-domaine de l'Antarctique de l'Est (85-141, 1-65), le sous-domaine du Ronne-Filchner ice-shelf (1-90, 60-141) et le sous-domaine de l'Amery ice-shelf (85-141, 60-141).

### 2.3.8 Définition des zones de glace posée, stream et shelf dans le modèle

Pour que la vitesse en chaque point de la grille soit calculée, il faut tout d’abord identifier à quel type il correspond (posé lent, posé avec un écoulement rapide de type ice-stream ou flottant de type ice-shelf). Dans notre modèle, on sépare tout d’abord les points où la glace flotte des points où la glace est posée sur le socle rocheux en utilisant le critère de flottaison (eq. 2.22). Pour les points “flottant”, la vitesse est donc calculée en utilisant l’équation de la vitesse dans les ice-shelves (eq. 2.23). Dans le cas de la glace posée, il est nécessaire de séparer les points où l’écoulement est rapide (ice-streams) des points où l’écoulement est plus lent. Comme dans notre modèle, la position des fleuves de glace n’est pas fixée au cours du temps, il est nécessaire d’avoir un moyen de les identifier. Le problème est de trouver un ou plusieurs critères physiques permettant de distinguer les points de la grille “stream” des points de type “posé”. La grande vitesse d’écoulement des ice-streams étant essentiellement due au faible frottement basal, nous avons choisi d’utiliser comme critère la pression effective  $N_{limit}$ . Lorsque  $N < N_{limit}$ , on est en zone “stream”, sinon on est en glace “posée”. On utilise en général comme valeur :  $N_{limit} = 50$  bar.

Le modèle fonctionne avec deux pas de temps, l’un court pour la conservation de la masse, l’autre long pour les paramètres variant plus lentement (et plus coûteux en terme de calcul). Le calcul des vitesses est par exemple fait avec un pas de temps long. A chaque pas de temps, après avoir calculé une nouvelle géométrie, tous les points de la grille sont testés de façon à détecter les nouveaux points flottants qui sont dorénavant de type shelf et les nouveaux points posés. La limite “flottant-posé” étant discrète, il arrive donc qu’un point alterne de la position “posé” à la position “flottant”. En fait, étant donné le nombre de noeuds du modèle, à chaque pas de temps il y en a presque toujours un qui va passer de “posé” à “flottant” ou inversement. Au début, le terme “flottant-posé” était calculé tous les grands pas de temps mais cela génèrait une instabilité. Lorsque l’on utilisait la loi de frottement solide de Lliboutry (eq. 2.25), il pouvait arriver que le sens de la vitesse se mette à osciller d’un pas de temps à l’autre. Cette oscillation venait du fait que le point passait de la position “posée lente” à la position “stream”. La direction de l’écoulement qui en découlait pouvait conduire à avoir un frottement dans le même sens que la vitesse (le sens du frottement était déterminé à partir de la vitesse au pas de temps précédent). Les vitesses obtenues étaient alors anormalement rapides. On détermine maintenant à chaque

petit pas de temps à quel type appartiennent les points de la grille mais cela a nécessité l'introduction d'un calcul des vitesses intermédiaire. La vitesse des points nouvellement flottants ou stream (points qui sont en général isolés) est interpolée à partir des points voisins en utilisant l'équation (eq. 2.23).

## 2.4 Champ de température

L'obtention du champ de température au cours du temps revient à calculer la température dans un milieu en mouvement avec une condition à la limite supérieure variable (la température à la surface de la glace). Les perturbations de la température en surface se propagent dans la glace, mais aussi dans le socle rocheux qui joue le rôle de réservoir de chaleur. Il faut donc calculer la température dans la glace et dans le socle.

### 2.4.1 Equation de la chaleur dans la glace

Le champ de température dans la glace est régi par l'équation de la chaleur (eq. 2.28), qui exprime pour un élément de volume de glace le bilan des flux et des sources ou puits de chaleur. Les flux de chaleur sont de deux sortes : la conduction dans la glace d'une part, l'advection due au mouvement de la glace d'autre part. Les sources de chaleur proviennent de la déformation de la glace. Si  $T$  est la température de la glace, on a :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \underbrace{\frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \left( k_g \frac{\partial T}{\partial z} \right)}_{\text{diffusion verticale}} + \underbrace{\frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial x} \left( k_g \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial y} \left( k_g \frac{\partial T}{\partial y} \right)}_{\text{diffusion horizontale}} - \underbrace{u_x \frac{\partial T}{\partial x} - u_y \frac{\partial T}{\partial y}}_{\text{adv. horiz.}} - \underbrace{u_z \frac{\partial T}{\partial z}}_{\text{adv. vert.}} + \underbrace{\frac{Q}{\rho c}}_{\text{prod. chal.}} \quad (2.28)$$

où  $k_g$  est la conductivité thermique de la glace,  $\rho$  sa masse volumique, et  $c$  sa capacité calorifique.  $Q$  est la chaleur produite par la déformation de la glace (Hutter, 1983) :

$$Q = \sigma'_x \dot{\epsilon}_{xx} + \sigma'_y \dot{\epsilon}_{yy} + \sigma'_z \dot{\epsilon}_{zz} + 2\tau_{xy} \dot{\epsilon}_{xy} + 2\tau_{xz} \dot{\epsilon}_{xz} + 2\tau_{yz} \dot{\epsilon}_{yz} \quad (2.29)$$

Dans l'équation de la chaleur (eq. 2.28), les termes de diffusion verticale sont prédominants devant les termes de diffusion horizontale. En effet, les gradients verticaux de température sont beaucoup plus forts que les gradients horizontaux. Par exemple, l'écart de température entre la surface et le socle est de l'ordre de 40°C pour 3000 m de glace, alors qu'horizontalement, pour obtenir ce même écart de température (en surface) il faut aller du dôme à la côte, soit une distance d'environ 1000 km. On va donc pouvoir négliger les termes horizontaux de diffusion. Par contre, il n'est pas possible de négliger

l'advection horizontale dans la glace, car la valeur moindre du gradient de température est compensée par le fait que la vitesse horizontale est beaucoup plus élevée que la vitesse verticale. Les profils verticaux de température mesurés dans les régions de fort écoulement montrent d'ailleurs très bien l'influence de l'advection horizontale : la température décroît tout d'abord avec la profondeur puis croît vers le fond. Dans les processus d'advection, la chaleur est transportée dans le sens de l'écoulement. L'équation de la chaleur simplifiée est donc :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \left( k_g \frac{\partial T}{\partial z} \right) - u_x \frac{\partial T}{\partial x} - u_y \frac{\partial T}{\partial y} - u_z \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{Q}{\rho c} \quad (2.30)$$

En ce qui concerne la production de chaleur  $Q$  dans l'équation (eq. 2.29), comme la plupart des auteurs, nous ne prenons en compte que les deux derniers termes. Ceux-ci sont en effet prépondérants dans la glace posée puisqu'ils mettent en jeu les contraintes les plus fortes dans la glace : le cisaillement horizontal selon  $x$  et selon  $y$ . Mais, nous nous sommes aperçu que les températures à la base de la calotte de glace étaient beaucoup trop basses (en-dessous du point de fusion) dans les zones correspondant aux fleuves de glace. A ces endroits, situés à la périphérie de la calotte de glace, les vitesses d'écoulement sont assez élevées (plus de 500 m par an) mais l'épaisseur de glace est elle relativement faible (moins de mille mètres de glace) et surtout, le cisaillement  $\tau_{xz}$  et  $\tau_{yz}$  est quasiment nul. Tout ceci concourt à des températures basales basses, bien que nous tenions compte de la chaleur produite par le glissement sous la forme d'un flux de chaleur qui s'ajoute au flux géothermique.

Or, l'écoulement de ces fleuves de glace est très rapide grâce au glissement de la glace sur les sédiments gorgés d'eau, situation qui ne peut avoir lieu que si la température à la base de la calotte est la température de fusion. Nous avons donc estimé qu'il était nécessaire de tenir compte des autres termes ( $\sigma'_x \dot{\epsilon}_{xx}$ ,  $\sigma'_y \dot{\epsilon}_{yy}$ ,  $\sigma'_z \dot{\epsilon}_{zz}$ ,  $2\tau_{xy} \dot{\epsilon}_{xy}$ ) de la déformation de la glace qui, dans ces zones où l'écoulement est très rapide, ne sont plus négligeables. J'ai donc ajouté, dans le modèle, les autres termes de l'équation (eq. 2.29) et dorénavant tous les termes sont pris en compte. On peut noter que nous ne sommes pas les seuls à rencontrer ce problème. Hulbe et MacAyeal (1999) disent également trouver des températures trop basses dans leurs ice-streams. Or, ils négligent eux aussi la production de chaleur due aux déformations et contraintes longitudinales.

Dans les ice-shelves, la vitesse verticale qui est essentiellement dépendante du taux d'accumulation en surface, et du taux de fusion ou regel basal, est beaucoup plus importante à cause de la forte fusion à la base (l'ordre de grandeur de la fusion basale dans la glace posée est le millimètre alors que pour un ice-shelf, c'est en moyenne 40 cm/an avec

des zones où elle est encore plus forte). Le terme d'advection verticale prend ainsi beaucoup plus d'importance dans l'équation de la chaleur (eq. 2.30) et la température dans l'ice-shelf dépend donc fortement du taux de fusion imposé. Or, le taux de fusion basale sous l'ice-shelf est très mal connu. C'est pourquoi, la viscosité de la glace dans l'ice-shelf ne tient pas compte de la température calculée par le modèle.

## 2.4.2 Conditions aux limites

### 2.4.2.1 Température en surface

La température en surface de la glace est primordiale dans le calcul du champ de température dans la glace. Elle représente en effet la condition limite supérieure de l'équation de la chaleur. Les variations saisonnières s'atténuent très rapidement avec la profondeur : à environ 10 m elles ne sont plus sensibles. La température de surface utilisée dans le modèle est donc la température moyenne annuelle. Ses variations temporelles seront imposées en tant que forçage climatique (voir plus loin).

### 2.4.2.2 Condition à la base

A l'interface entre la glace et le lit rocheux, il existe deux possibilités :

- la température de la glace est au-dessous du point de fusion ; nous avons supposé qu'il n'y a pas de glissement (ni de chaleur produite de ce fait) dans un tel cas de base froide ; la conservation du flux de chaleur à travers l'interface se traduit donc par :

$$K_s G_s = K_g G_g$$

où  $G_s$  et  $G_g$  sont respectivement les gradients de température à l'interface dans le socle et dans la glace.  $K_s$  et  $K_g$  sont les conductivités thermiques dans le socle et dans la glace.

- la température dans la glace est au point de fusion ; la condition à l'interface est alors la température de fusion. Dans ce cas, il peut alors y avoir une discontinuité du flux de chaleur à l'interface. La différence entre le flux de chaleur (géothermique et produit par le glissement) venant du socle et celui partant vers la glace ( $K_g G_g$ ) entraîne le changement de phase de la glace basale (notons qu'il peut y avoir fusion ou regel).



### 2.4.3 Equation de la chaleur dans le socle

Le champ de température dans le socle est calculé en tenant compte uniquement de la diffusion verticale de la chaleur (aux échelles de temps considérées il n’y a pas de mouvement et donc pas d’advection dans le socle). L’équation de la chaleur dans le socle est donc :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \left( K_s \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{Q_s}{\rho c} \quad (2.31)$$

où  $Q_s$  est la chaleur produite dans le socle par la radioactivité des roches.

La condition à imposer à la base du socle est le flux géothermique. Ce paramètre est malheureusement très mal connu car il peut varier très fortement d’une région à l’autre. Dans le modèle, nous utiliserons un flux géothermique de  $54,6 \text{ mW.m}^{-2}$  (Sclater et al., 1980).

## 2.5 Bilan de masse en surface et forçage climatique

Dans l’équation de conservation de la masse, sont à prendre en compte la divergence du flux de glace, la fusion basale, le vêlage des icebergs et le bilan de masse en surface qui est constitué de l’accumulation et de l’ablation ( $M = Acc - Abl$ ). Nous avons déjà vu comment nous calculons les flux de glace, nous allons donc voir ici comment sont calculées l’accumulation, l’ablation et la fusion basale. Comme certains de ces termes de l’équation de conservation de la masse dépendent de la température de surface, nous allons tout d’abord voir comment celle-ci est prescrite, y compris ses variations au cours du temps.

Lorsque l’on considère plusieurs cycles glaciaires-interglaciaires et pas seulement les conditions actuelles, la modélisation des températures et du bilan de masse en surface devient plus délicate. L’idéal serait d’utiliser un modèle de circulation atmosphérique général (MCG) car ces modèles ont l’approche la plus physique permettant de calculer les échanges d’énergie en surface. L’inconvénient est qu’ils nécessitent beaucoup de temps de calcul. Ils ne peuvent donc pas être intégrés sur de longues périodes. En général, les MCG sont utilisés pour simuler des “instantanés” du climat à une époque donnée. Les simulations typiques sont de l’ordre d’une vingtaine d’années. Ces instantanés peuvent être utilisés pour forcer un modèle de calotte (Charbit et al., 2002). Une telle approche est également possible pour l’Antarctique et sera sans doute mise en oeuvre dans le futur avec le modèle du LGGE. Cependant, dans l’étude présentée ici, nous nous sommes concentrés sur les processus liés à la dynamique de l’écoulement et en contre partie, nous avons choisi une

méthode plus simple pour prescrire les conditions climatiques en surface. Notre approche est basée sur la perturbation des conditions climatiques actuelles, cette perturbation étant déduite des enregistrements climatiques tirés des carottes de glace. Cette approche se justifie par le fait que l’Antarctique est un continent isolé et qu’on peut penser que les variations climatiques sont spatialement assez homogènes.<sup>4</sup>

## 2.5.1 Températures

Le rôle des températures de surface est double. D’une part, le bilan de masse en surface en est fortement dépendant, d’autre part, la température de surface est aussi la condition à la limite supérieure de l’équation de la chaleur.

### 2.5.1.1 Carte des températures actuelles de surface

La carte des températures moyennes annuelles de surface actuelles est obtenue à partir de paramétrisations dérivées de celles de Fortuin (1992) basée sur des analyses à régressions multiples. A partir de l’altitude de la surface, trois régions sont définies : ice-shelves, talus glaciaire et intérieur de la calotte :

ice-shelves :  $S \leq 200$  m et  $T_{a0} = 49,642 - 0,943 \text{ lat}$

talus glaciaire :  $200 \text{ m} \leq S \leq 1500$  m et  $T_{a0} = 36,689 - 0,005102 S - 0,725 \text{ lat}$

intérieur :  $1500 \text{ m} \leq S$  et  $T_{a0} = 7,405 - 0,014285 S - 0,180 \text{ lat}$

où  $T_{a0}$  est la température moyenne annuelle actuelle et lat la latitude.

Cette paramétrisation permet de produire une carte des températures de surface en accord avec les observations (Fortuin, 1992) (cf. fig. 2.11).

### 2.5.1.2 Modifications des températures dans le passé

Lors des simulations, l’altitude de la surface de la calotte change. Plus la surface est élevée, plus la température est basse. Il va donc être nécessaire de tenir compte de ces modifications de la géométrie de la calotte de glace qui induisent des variations de température en surface, variations “internes” au système calotte. D’autre part, pour simuler l’évolution de l’Antarctique au cours du passé, il faut également tenir compte des variations climatiques dont l’origine (le système climatique global) est vue comme externe par la calotte. Dans ce travail, le forçage climatique est tiré de l’enregistrement de Vostok à part dans le cas des expériences schématisées du chapitre 3.

---

<sup>4</sup>Ce n’est pas le cas pour le Groenland car il est bien évident que le climat passé du Groenland dépend fortement de la présence (et de la taille) des autres calottes de l’hémisphère nord : le Laurentide et la Fennoscandie.

Température en surface (°C)

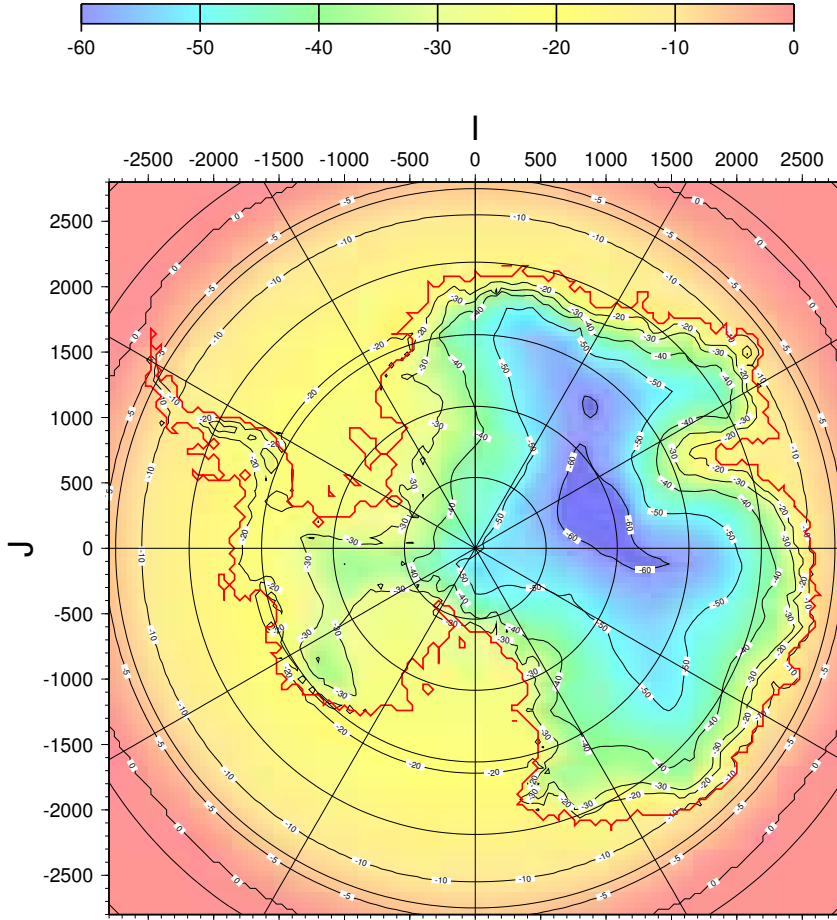


FIG. 2.11 – Carte des températures moyennes annuelles de surface actuelles en Antarctique.

En effet, parmi les forages Antarctique, le carottage de Vostok est celui qui actuellement permet de remonter le plus loin dans le passé (423 000 ans). Les variations de température en surface à Vostok sont celles de Petit et al. (1999). Cet enregistrement est déduit de l'enregistrement de deutérium de la carotte de Vostok, en supposant que le gradient isotope/température est de  $9 \text{ ‰ } ^\circ\text{C}^{-1}$  et en tenant compte des variations du contenu en isotope de l'eau de mer par rapport à la valeur actuelle. Par contre, nous n'avons pas tenu compte de l'impact que pourrait avoir l'origine de la glace sur le signal de température.

Pour prescrire la température en surface pour l'ensemble du continent, nous faisons l'hypothèse que ces variations de température sont uniformes spatialement et sont celles obtenues dans le forage de Vostok que nous notons  $\Delta T_{clim}$  (température à une époque

## Calcul des températures dans le modèle

Nous utilisons dans le modèle les relations proposées par Huybrechts (1993) pour obtenir le gradient vertical de température et relier température annuelle et température d'été. Ainsi, la température moyenne annuelle,  $T_a$ , et la température d'été,  $T_{sum}$  (nécessaire pour calculer l'ablation) s'écrivent :

$$\begin{aligned} T_a &= T_{a0} - 0,00914(S - S_{present}) + \Delta T_{clim} \\ T_{sum} &= T_a - 17,65 + 0,00222S + 0,40802lat \end{aligned} \quad (2.32)$$

où  $T_{sum}$  est la température d'été qui est utilisée pour calculer le taux d'ablation.  $\Delta T_{clim}$  est le forçage climatique exprimé par la différence entre la température actuelle et la température déduite de l'enregistrement de Vostok. Nous utilisons ici un gradient verticale de température uniforme ( $0,00914^\circ\text{C}/\text{m}$ ) et indépendant de la zone géographique concernée. Nous pensons en effet que les variations de température spatiales et temporelles sont reliées à des gradients verticaux de température différents. L'analyse statistique de Fortuin est valable pour les températures observées mais ne permet pas de séparer les variations de températures liées à l'augmentation de l'altitude de celles liées à la continentalité. En effet, dans le cas de l'Antarctique, ces deux caractéristiques sont fortement liées. Lors des variations passées de l'Antarctique, c'est l'altitude qui a été la plus modifiée, alors que la continentalité est restée beaucoup plus stable. Nous avons donc choisi de garder un gradient vertical uniforme sur tout le continent et proche du gradient adiabatic sec.

## 2.5.2 Accumulation

### 2.5.2.1 Carte de l'accumulation actuelle en Antarctique

Pour la période actuelle, on dispose de cartes de l'accumulation en Antarctique (Huybrechts et al., 2000). On peut remarquer (cf. fig. 2.12) que l'accumulation est inférieure à 5 cm/an (en équivalent glace) dans toute la partie centrale de l'Antarctique de l'Est. A Vostok, des mesures indiquent un taux d'accumulation encore plus faible, de seulement 2 cm/an (Petit et al., 1999). Les précipitations sont donc très faibles dans la partie centrale de l'Antarctique. Près de la côte, le taux d'accumulation est un peu plus important, entre 25 et 50 cm/an. C'est la péninsule Antarctique où sont observés les taux d'accumulation les plus élevés avec plus de 1 m/an dans certaines zones. Les reliefs de la péninsule qui remontent vers le nord sont en effet exposés aux perturbations qui circulent dans l'océan

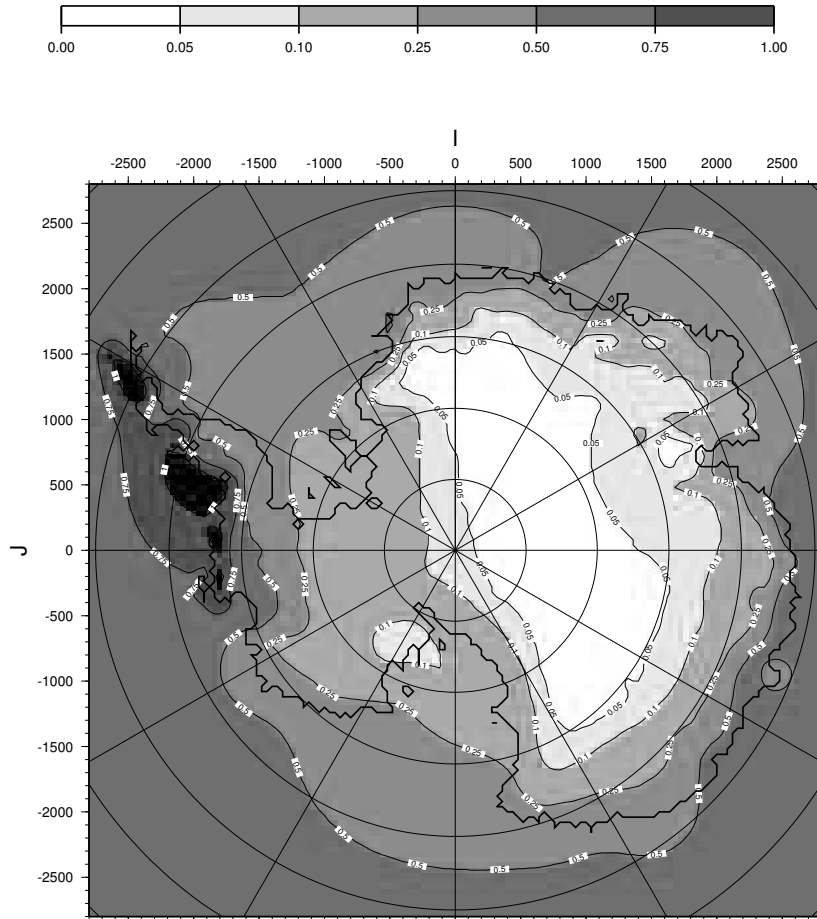


FIG. 2.12 – Carte de l'accumulation actuelle en Antarctique utilisée par le modèle (Huybrechts et al., 2000).

Austral.

### 2.5.2.2 Variations de l'accumulation dans le passé

Lorsque l'on s'intéresse à l'évolution de la calotte dans le passé ou dans le futur, il est nécessaire d'établir une relation permettant de calculer l'accumulation à partir d'une ou plusieurs variables mieux connues. Il a été observé depuis longtemps que les précipitations en Antarctique varient (grossièrement) selon une fonction exponentielle des températures (Robin, 1977). Une explication très simple est qu'un facteur limitant la précipitation est la quantité de vapeur d'eau que peuvent contenir les masses d'air. Si l'on suppose que la relation température-accumulation a été la même dans le passé qu'actuellement,

les variations de température dans le passé ont vraisemblablement eu une influence sur l'accumulation. En ne tenant compte que de l'effet de la température sur la pression de vapeur saturante, on estime en général qu'en Antarctique, l'accumulation pendant la période glaciaire correspond environ à la moitié de l'accumulation actuelle.

Les enregistrements en  $^{10}\text{Be}$  tirés des forages profonds, reflètent l'accumulation par un effet de dilution et apportent une information indépendante sur les variations relatives d'accumulation dans le passé. Pour les sites de Vostok et Dôme C, l'estimation faite à partir de la pression de vapeur saturante se trouve ainsi confirmée par le  $^{10}\text{Be}$  (Raisbeck et al., 1981, 1987).

Il convient de noter une différence fondamentale entre l'Antarctique et les calottes polaires de l'hémisphère Nord aujourd'hui disparues (Laurentide, Fennoscandie, ...). La première est entièrement en zone d'accumulation, les secondes au contraire devaient comporter de larges zones d'ablation. Lors d'un réchauffement l'accumulation a donc augmenté en Antarctique alors que pour le Laurentide les zones d'ablation se sont étendues rendant le bilan de surface négatif.

Compte tenu de ces observations sur l'accumulation, nous supposons que dans notre modèle les rapports de taux d'accumulation entre une époque donnée et la période actuelle sont proportionnels à l'exponentielle des différences de température de surface entre les mêmes périodes :

$$Acc(T_a) = Acc_0(T_{a0}) \exp(\Delta acc(T_a - T_{a0})) \quad (2.33)$$

où  $Acc_0$  est le taux de précipitation actuel et  $\Delta Acc$  est un paramètre qui gouverne l'amplitude des changements de taux d'accumulation. Dans le modèle, on a  $\Delta acc = 0,07 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  ; ainsi une diminution de la température de  $10 \text{ } ^\circ\text{C}$  conduit à une diminution de l'accumulation de 50 %. Cette diminution de 50 % de l'accumulation entre le présent et le dernier maximum glaciaire est en accord avec les résultats des modèles de circulation atmosphérique (Krinner et Genthon, 1998) et avec les interprétations des forages glaciaires.

### 2.5.3 Ablation

L'ablation à la surface de la calotte est définie comme le taux de fonte de la neige et de la glace en surface. Pour calculer le taux d'ablation nous utilisons une relation empirique qui permet de relier la température et le taux d'ablation. Nous avons adopté la méthode des degrés-jours positifs proposée par Reeh (1991) et incluant le regel d'une partie de la glace fondue. Les coefficients d'ablation sont  $8 \text{ mm j}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  pour la glace et

$3 \text{ mm j}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  pour la neige (en équivalent glace). La température de surface sur la calotte de glace Antarctique est presque partout inférieure à  $-10 \text{ }^\circ\text{C}$ , y compris l'été, l'ablation est donc presque toujours nulle. L'ablation est un peu plus importante sur les ice-shelves mais sur la partie posée de la calotte elle est sans effet sur les résultats obtenus.

#### 2.5.4 Vêlage

Le vêlage des icebergs n'est pas modélisé explicitement car il n'existe pas réellement de théorie permettant de prédire quand et où un ice-shelf se fragmente en icebergs. On observe que la plupart des ice-shelves ont une épaisseur minimum d'environ 250 mètres. D'autre part, Rommelaere (1997) a démontré que pour modéliser la dynamique des ice-shelves, il n'est pas nécessaire de connaître précisément la localisation de leur front, du moment que celui-ci est dans une zone non confinée de l'ice-shelf. Ce qui signifie qu'il vaut mieux couper les ice-shelves trop loin du continent que trop près où l'erreur commise aurait des répercussions sur la dynamique de la glace. En Antarctique, la taille de certaines baies (comme la mer de Weddell par exemple) rend difficile l'estimation des zones où les ice-shelves sont confinés ou non, car le confinement peut changer selon l'époque et les différentes géométries de la calotte qui ont pu exister. Enfin, nous cherchons un critère qui permette le développement et l'avancée d'un nouvel ice-shelf, par exemple pour simuler l'englacement de l'Antarctique de l'Ouest. Couper tout ice-shelf dont l'épaisseur est inférieure à 250 mètres empêche un tel développement. Finalement, dans notre modèle le vêlage est paramétré de la façon suivante. Nous avons défini un masque autour de l'Antarctique. En dehors de ce masque, les ice-shelves sont forcément non confinés et leur épaisseur est réduite à 1 mètre de glace dès que leur épaisseur est inférieure à 250 m. A l'intérieur du masque, on ne prescrit aucun vêlage, mais les ice-shelves peuvent fondre ou s'amincir à cause de leur extension tout en respectant l'équation de conservation de la masse (eq. 2.2).

#### 2.5.5 Fusion basale

Nous allons considérer trois cas différents pour calculer la fusion basale : la glace posée, la ligne d'échouage et les ice-shelves.

Dans le cas de la glace posée, le calcul de la fusion ou du regel à la base est un sous produit de la résolution de l'équation de la chaleur (cf. § 2.4.2.2). Lors de nos simulations, l'ordre de grandeur de la fusion basale à l'interface glace-socle est seulement de quelques

millimètres par an.

La fusion basale sous les ice-shelves et à la ligne d'échouage est calculée de façon complètement différente. En effet, la glace flottante est en interaction avec l'océan qui apporte de la chaleur en fonction de la circulation océanique et de la température de l'eau de mer. Des modèles d'interaction ice-shelf-océan ont été développés pour calculer cette fusion (Jenkins, 1991; Grosfeld et Gerdes, 1998) mais ces modèles sont adaptés à de courtes expériences et ne peuvent pas être couplés à un modèle de calotte de glace comme le nôtre. Nous devons donc imposer une valeur (notée  $b_{mshelf}$ ) pour la fusion basale. Disposant de peu de données, une fusion basale uniforme sur tous les ice-shelves ( $b_{mshelf}$ ) avait été adoptée dans Ritz et al. (2001) et c'est également l'approche que nous suivrons dans le chapitre 3 où nous faisons des expériences schématiques. Cependant, une caractéristique connue de la fusion basale est qu'elle est sensiblement plus forte au niveau de la ligne d'échouage (Jenkins et Bombosch, 1995). De récents travaux (Rignot et Jacobs, 2002) évoquent même des valeurs au moins un ordre de grandeur au-dessus de ce qui est habituellement estimé comme valeur moyenne (quelques mètres comparés à une moyenne de 40 cm). Pour tenir compte de cette caractéristique, il est prévu dans le modèle de prescrire une valeur différente (et en général plus forte) pour les noeuds du modèle voisins directs de la ligne d'échouage (nous notons cette valeur  $b_{mgrz}$ ). La fusion basale ( $b_{mshelf}$ ) qui est imposée est celle qui aurait lieu si il n'y avait pas de conduction thermique à l'intérieur de l'ice-shelf. En pratique, nous calculons la chaleur perdue par conduction dans l'ice-shelf et la masse de glace que cette chaleur aurait pu fondre. Cette masse est alors soustraite à la fusion prescrite.

Le taux de fusion sous les ice-shelves a probablement été modifié par le climat à travers les modifications de la température des océans qui entourent l'Antarctique. Dans un travail sur le réchauffement climatique, Huybrechts et DeWolde (1999) ont choisi de faire varier le taux de fusion basale sous les ice-shelves proportionnellement à l'augmentation de la température moyenne annuelle. Nous utilisons dans le modèle la même approche, en faisant varier la fusion basale linéairement avec le forçage des températures. La valeur ( $b_{mshelf}$  ou  $b_{mgrz}$ ) imposée étant celle pour la période actuelle. Nous imposons généralement que la fusion était nulle au dernier maximum glaciaire.

Dans le chapitre 4, nous détaillerons les mécanismes qui entrent en compte dans la fusion basale sous les ice-shelves et présenterons une paramétrisation plus poussée qui permet de tenir compte des principales caractéristiques de la fusion basale observée.



## 2.5.6 Niveau des mers

Nous avons vu que le niveau des mers joue sur la calotte de glace à travers plusieurs mécanismes. Dans les parties où le socle est sous le niveau de la mer, la poussée d'Archimède sous la glace dépend directement des variations du niveau des mers par l'intermédiaire du critère de flottaison (eq. 2.22). Le calcul de la pression effective (eq. 2.19) dont la valeur influe directement sur la vitesse de glissement (eq. 2.18) et sur le frottement (eq. 2.26) dépend lui aussi du niveau des mers à travers la pression d'eau sous glaciaire (eq. 2.20).

Lorsque le niveau des mers monte, il y a donc plusieurs effets. D'une part, cela provoque un recul de la ligne d'échouage par effet purement géométrique. D'autre part, la diminution de la pression effective provoque une accélération de l'écoulement juste en amont de la ligne d'échouage. Cette accélération provoque ensuite un amincissement de la glace, amincissement qui se propage vers l'intérieur de la calotte. La diminution de l'épaisseur de glace amène une baisse de la pression effective, ce qui constitue une rétroaction positive si le socle est sous le niveau de la mer. Comme en Antarctique, une bonne partie du socle est à une altitude soit inférieure soit très proche de celle du niveau de la mer actuel (particulièrement en Antarctique de l'Ouest), toute variation de celui-ci aura une grande influence sur la dynamique de la calotte de glace.

Notre modèle est donc forcé par le niveau de la mer, par contre il n'est pas couplé avec celui-ci. C'est-à-dire que les variations du volume de la calotte ne sont pas répercutées sur le niveau des mers. En effet, on estime que les plus grandes contributions aux variations du niveau des mers ont été celles des calottes de glace Laurentide et Fennoscandie. Il nous paraît donc plus sûr d'utiliser les variations globales du niveau des mers qui sont assez bien connues.

Le niveau de la mer que nous utilisons est dérivé des variations en  $\delta^{18}O$  (Bassinot et al., 1994) en calibrant le  $\delta^{18}O$  afin d'avoir le niveau de la mer égal à -120 mètres au dernier maximum glaciaire (cf. fig. 2.13).

## 2.6 Isostasie sous glaciaire

### 2.6.1 Présentation

Lorsque la Terre est soumise à une charge en surface, un réajustement s'effectue au niveau de la lithosphère et de l'asthénosphère afin de compenser cette surcharge. On peut

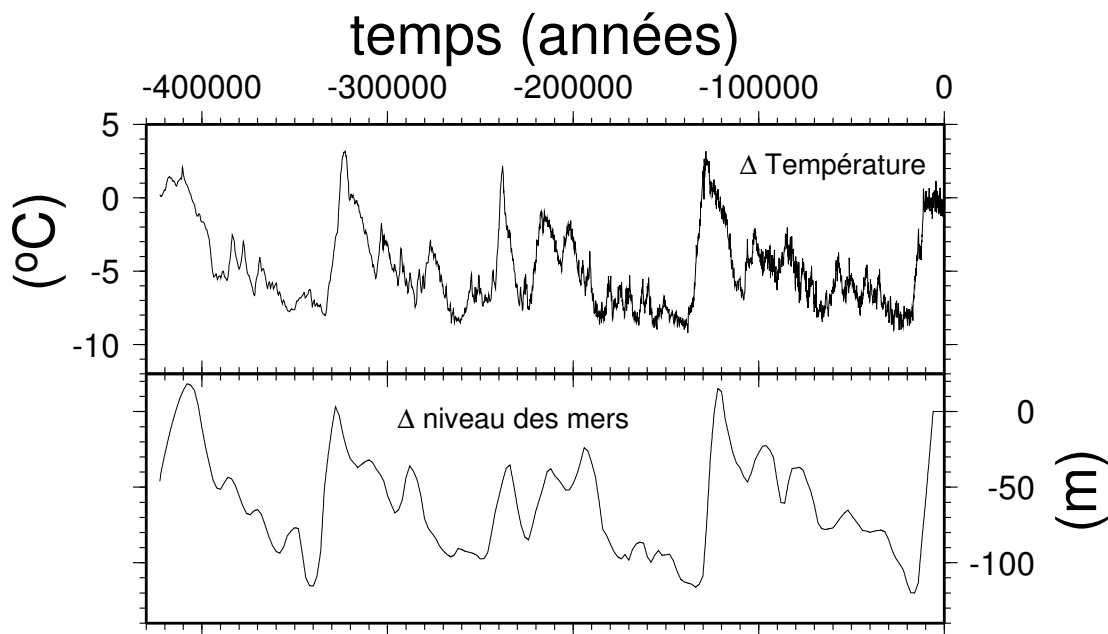


FIG. 2.13 – forçage climatique utilisé lors des simulations des quatre derniers cycles glaciaires-interglaciaires. Les températures sont issues du  $\delta D$  mesuré dans la carotte de glace de Vostok. Le niveau de la mer est dérivé des variations en  $\delta^{18}O$ .

observer ce phénomène sous les chaînes de montagnes comme sous les calottes glaciaires. Dans ce dernier cas, c'est le poids de la calotte de glace qui provoque l'enfoncement du socle rocheux situé dessous. L'enfoncement du socle lorsqu'on le soumet à une charge n'est pas instantané, il se produit après un temps de latence assez important dû au fluage de l'asthénosphère. De plus cet enfoncement est régional et non local car la charge glaciaire est soutenue par la plaque lithosphérique rigide (cf. fig. 2.14).

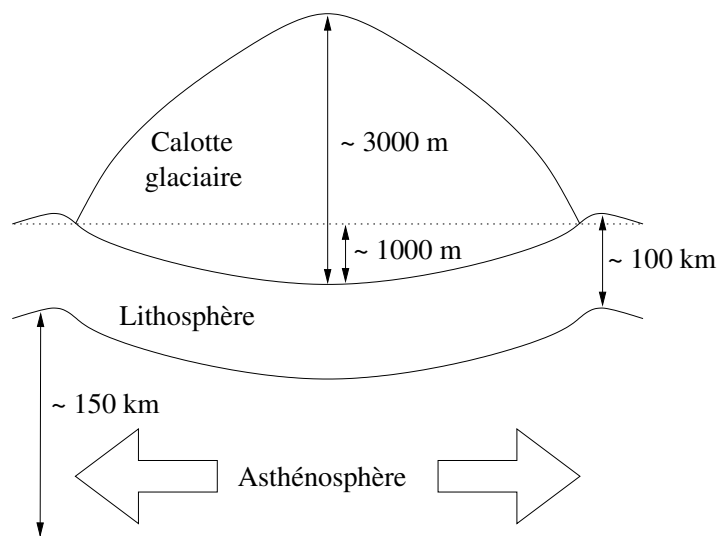


FIG. 2.14 – Coupe schématique du phénomène d'isostasie sous une calotte de glace

La réponse isostatique détermine l'altitude de la calotte donc la position de la ligne d'échouage. Or en Antarctique, la position de cette ligne détermine en partie le volume

de la calotte de glace. Le temps de latence intervenant dans le phénomène isostatique a aussi un rôle important dans l'évolution de la calotte glaciaire dans le temps ; il fait en effet varier la position de la ligne d'échouage de la glace bien après que la charge glaciaire ayant engendré cette variation ait été modifiée. Tout modèle réaliste de calotte glaciaire doit donc incorporer un modèle d'isostasie.

Pendant sa thèse, Le Meur (1996) a réalisé une étude poussée sur la modélisation de l'isostasie sous-glaciaire, et a en particulier développé un modèle réaliste et complexe du phénomène. Modèle qui prend en compte l'ensemble de la Terre et dont les particularités sont résumées dans sa dénomination : Modèle de Terre Autogravitant-Viscoélastique-Sphérique. Une partie de son travail a consisté à coupler ce modèle avec le modèle Antarctique de Huybrechts (Huybrechts, 1990a). Il a également fait ce couplage avec chacun des quatre autres types de modèles généralement utilisés en glaciologie ("diffusif-local", "diffusif-régional", "relaxé-local", "relaxé-régional"). En comparant les résultats, et en considérant les résultats du couplage avec son modèle complexe comme satisfaisants, il a ainsi pu valider ou infirmer les quatre approches plus simplistes. Il ressort de cette étude (Le Meur et Huybrechts, 1996) que l'approche donnant les résultats les plus proches de ceux du modèle de Le Meur est celle "relaxée régionalisée". C'est donc celle-ci qui a été adoptée dans le modèle Antarctique et qui est brièvement décrite ci-dessous.

## 2.6.2 Déflexion de la plaque lithosphérique

Pour une plaque élastique (ici la lithosphère) flottant sur un fluide (l'asthénosphère), la déflexion à l'équilibre due à une charge ponctuelle  $P$  s'écrit :

$$W(x) = P \left( \frac{L^2}{2\pi D} \right) kei(x) \quad (2.34)$$

avec :

$W(x)$  : déflexion

$$x = \frac{r}{L}$$

$r$  : distance à la charge

$P = Ah\rho g$  : est la charge

$A$  : surface de la maille

$h$  : épaisseur de glace ou d'eau de mer

$g$  : accélération de la gravité

$\rho$  : densité de la glace ou de l'eau de mer

$L = \left( \frac{DR^2}{ET} + \rho_m \right)^{\frac{1}{4}}$  : rayon de rigidité relative, 131910 m

$D = \frac{ET^3}{12(1-\nu^2)}$  : rigidité flexurale de la lithosphère,  $9,87 \cdot 10^{24}$  N.m

$E$  : module d'Young

$T$  : épaisseur de la lithosphère

$\nu$  : coefficient de Poisson

$R$  : rayon de la Terre

$\rho_m$  : densité du manteau,  $3300 \text{ kg.m}^{-3}$

$kei(x)$  : fonction de kelvin à l'ordre 0

Pour obtenir la déflexion en un point, il faut donc sommer les influences de tous les points situés à une distance inférieure à cette distance maximale. Avec les valeurs usuelles pour les caractéristiques de la lithosphère, la déflexion due à une charge unitaire est quasiment nulle au-delà d'une distance d'environ 400 km.

### 2.6.3 Fluage de l'asthénosphère

La paramétrisation des modèles relaxés est essentiellement empirique. Elle cherche à reproduire le délai de la réponse asthénosphérique à une sollicitation à l'aide d'une constante de temps. On suppose alors une vitesse d'accommodation proportionnelle à l'équilibre, et inversement proportionnelle à cette constante de temps. Ceci se traduit par :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{(B_0 - B) - (W - W_0)}{\nu}$$

où  $B$  est l'altitude du socle et  $\nu$  la constante de temps, prise égale à 3000 ans, et  $W$  l'enfoncement à l'équilibre. L'état initial  $B_0$ ,  $W_0$  est l'équilibre de la lithosphère sur l'asthénosphère. Notons que cet enfoncement  $W$  obtenu par l'équation (eq. 2.34) est positif vers le bas alors que le socle est positif vers le haut.

Lorsque  $\frac{\partial B}{\partial t} = 0$  le socle est à l'équilibre et lorsque  $\frac{\partial B}{\partial t} < 0$  le socle s'enfonce. Tout changement dans l'épaisseur de glace ou d'eau va donc provoquer un changement de la réponse isostatique.

Une difficulté est de déterminer  $B_0$  et  $W_0$ . En effet, les données dont nous disposons (l'Antarctique actuel) correspondent à un état qui n'est pas en équilibre puisque depuis le dernier maximum glaciaire, le volume de la calotte Antarctique a beaucoup diminué et le socle n'a pas eu le temps de retrouver sa position d'équilibre. Néanmoins, les valeurs que nous prenons pour  $B_0$  et  $W_0$  sont le  $B$  et  $W$  observés actuellement. Dans le futur nous

pourrions envisager une procédure itérative pour déterminer ces deux caractéristiques.

## 2.6.4 Dans le modèle

Nous voulons en chaque point, calculer l'enfoncement dû non seulement à la charge locale mais aussi à l'influence de tous ses voisins. Pour cela nous commençons par calculer la déflexion due à un point avec l'équation (eq. 2.34) et en se limitant à un rayon de 400 km. Cette valeur n'a pas été choisie au hasard. Elle tient compte de la forme de la fonction de Kelvin pour une lithosphère typique. L'effet d'une masse ponctuelle sur la déflexion à 400 km est nul. Quelle que soit la taille des mailles, la déflexion sera calculée sur cette même distance. Ensuite, pour chaque point, nous sommions toutes les déflexions obtenues.

Lors de ma thèse, j'ai complètement recodé la partie isostasie du modèle en fortran 90 en utilisant des modules. L'objectif est de rendre le modèle Antarctique plus modulaire. On peut par exemple facilement supprimer le calcul isostatique (qui est assez gourmand en temps de calcul) ou alors ajouter d'autres modules correspondants à des modèles d'isostasie différents de celui déjà existant.

## 2.7 Aspects numériques du modèle

### 2.7.1 Grille

La grille du modèle dépend de la résolution utilisée. Initialement, le modèle utilisait une grille de 141\*141 mailles de 40 km de côté. J'ai, lors de ma thèse, adapté le modèle à une nouvelle grille de 281\*281 mailles de 20 km. On peut donc actuellement utiliser le code dans la résolution de son choix : 20 km pour la meilleure résolution et observer les résultats du modèle sur des régions précises mais sur de courtes périodes de temps (un cycle glaciaire-interglaciaire nécessite une semaine de calcul<sup>5</sup>) ou alors 40 km pour des tests de sensibilité où un grand nombre de simulations est nécessaire.

Ainsi que la plupart des modèles de calotte glaciaire depuis que Jenssen (1977) a proposé cette méthode, le modèle est écrit en variable verticale réduite,  $\zeta$ . Cette variable est définie par :

$$\zeta = \frac{S - z}{H} \quad (2.35)$$

$\zeta$  varie de 0 en surface à 1 au niveau du socle, donc en sens contraire de  $z$ . L'utilisation

---

<sup>5</sup>Tous les temps de calcul mentionnés sont pour des expériences monoprocesseurs sur la plate-forme MIRAGE (cluster de calculateurs Dec DS20).

de cette coordonnée réduite permet de toujours faire coïncider les limites de la glace (surface et socle) avec un noeud de la grille non seulement spatialement mais aussi lors des variations d'épaisseur au cours du temps. Dans le modèle, les équations sont donc utilisées avec cette coordonnée verticale réduite, son intérêt pour le calcul des vitesses verticales et des températures est décrit dans Ritz et al. (1997). Toutes les expériences présentées ici ont 21 noeuds dans la verticale.

## 2.7.2 Discrétisation

On utilise pour la discrétisation des variables une grille décalée ou “staggered grid” (cf. fig. 2.15).

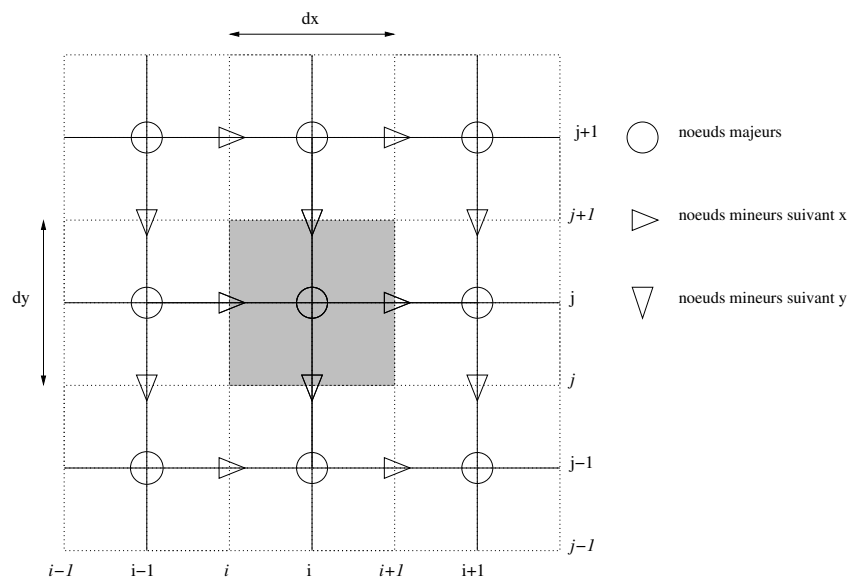


FIG. 2.15 – Schéma de la discrétisation : les variables des noeuds majeurs sont l’altitude du socle, de la surface, la hauteur de glace, l’accumulation de glace, la température et la vitesse verticale. La vitesse selon  $x$  est calculée aux noeuds mineurs suivant  $x$  et la vitesse selon  $y$  aux noeuds mineurs suivant  $y$ . La zone en grisé représente la “boîte” élémentaire sur laquelle on applique la conservation de la masse.

Certaines variables sont calculées sur les noeuds dits “majeurs”, d’autres sont calculées sur les noeuds dits “mineurs” qui peuvent être selon  $x$  ou selon  $y$ . L’intérêt de cette grille est de faciliter le calcul de nombreuses variables. Par exemple, pour les vitesses horizontales (calculées sur les noeuds mineurs), on utilise la pente de la surface or cette dernière variable est calculée sur les noeuds majeurs. La pente est donc automatiquement calculée au “bon endroit”. De même pour le calcul de la température (noeuds majeurs), la vitesse la plus influente est la vitesse verticale qui est calculée sur les noeuds majeurs. Dans certains cas, les calculs sont plus délicats, dans le cas de l’influence de la température sur les vitesses par exemple. On aurait pu calculer la moyenne des températures sur les noeuds mineurs

mais cette moyenne n'a pas de sens dans le cas où certains des noeuds pris en compte dans le calcul ont une température basale au point de fusion. Nous avons préféré calculer l'effet de la température sur l'écoulement (la partie de la fluidité qui dépend de la température). C'est cette variable que nous moyennons ensuite sur les noeuds mineurs et dont nous tenons compte pour calculer les vitesses.

### 2.7.3 Résolution numérique des équations

L'équation de la chaleur (eq. 2.30) est une équation de diffusion. Elle est résolue par une méthode de différences finies, appliquée à la grille présentée sur la figure (2.15). La résolution est faite pour chaque verticale. Lorsqu'on calcule une variable au pas de temps  $n+1$  en fonction des variables prises au pas de temps  $n$  le schéma est dit explicite. Lorsque les variables sont prises au pas de temps  $n+1$  le schéma est dit implicite. L'équation de la chaleur est résolue avec les termes verticaux discrétisés suivant un schéma implicite et l'advection horizontale discrétisée suivant un schéma explicite avec les dérivées premières amont (schéma upwind). Pour plus de détails sur cette résolution, se référer à la thèse d'Adeline Fabre (Fabre, 1997).

Contrairement à ce qui est fait dans beaucoup de modèles de calotte de type Groenland, l'équation de la conservation de la masse (eq. 2.2) ne peut pas être écrite comme une équation de diffusion car dans les ice-streams et les ice-shelves, la vitesse n'est plus forcément proportionnelle à la pente de la surface. On résout donc l'équation (eq. 2.2) par un schéma semi-implicite (les vitesses sont prises au pas de temps  $n$ ) et une méthode de relaxation. Le pas de temps est ajustable et dépend de la vitesse maximale trouvée sur le domaine (en dehors des zones de shelf où l'épaisseur est égale à un mètre). Il faut noter que nous devons utiliser un critère sensiblement plus strict que la condition de courant en raison de la forte dépendance de la vitesse avec la géométrie de la calotte (ordre de grandeur :  $U \frac{dt}{dx} < 0,05$ ). Cette méthode n'est sans doute pas la plus efficace car le pas de temps peut être très petit (par exemple au début d'une simulation où l'on utilise comme données initiales la géométrie de la calotte observée) mais l'avantage de cette méthode est d'être très robuste et de ne jamais devenir instable. Cette méthode a aussi conduit à l'utilisation d'un deuxième pas de temps plus grand pour la résolution des autres équations. Comme l'instabilité de l'équation (eq. 2.2) vient de la forte dépendance des vitesses de la zone "posée" avec la pente de la surface, on calcule aussi les vitesses d'écoulement moyennées sur l'épaisseur de glace à chaque petit pas de temps. Les autres équations (équation de la chaleur, équations des vitesses dans les shelves et les streams, isostasie et bilan de masse

en surface) ne sont calculées qu’avec un pas de temps plus grand (20 ans pour la grille de 40 km).

Comme on l’a déjà vu (cf. §2.3.7.7), l’équation des vitesses dans les shelves et dans les streams est elle, résolue par une méthode d’élimination gaussienne.

#### **2.7.4 Topographie de la surface et du socle**

A l’initialisation du modèle, il est nécessaire de fournir des données sur la topographie du socle, de la surface et sur l’épaisseur de glace. Nous utilisons pour cela les données disponible pour la calotte actuelle. Au début de ma thèse, nous avons utilisé les données compilées par Huybrechts et al. (2000). Le problème de ces données est le manque d’informations sur la morphologie du socle dans certaines régions, or celui-ci a une grande influence sur les résultats du modèle. Depuis, de nouvelles données de la topographie de la surface et du socle de l’Antarctique sont disponibles. Ce sont les cartes BEDMAP, qui ont une résolution de 5 km. Nous avons donc moyenné les données des cartes de BEDMAP pour les adapter à nos grilles de 40 et de 20 km et ce sont ces cartes qui sont maintenant utilisées. Les différentes cartes de la topographie du socle utilisées sont présentées et analysées en détail dans la partie 6.

#### **2.7.5 Schéma de fonctionnement du modèle**

Le fonctionnement du modèle est résumé dans le schéma (cf. fig. 2.16). La résolution de l’équation de la conservation de la masse est faite tous les “petits” pas de temps en raison de sa non-linéarité. Les autres équations peuvent être résolues avec un pas de temps plus grand. On utilise donc deux pas de temps dans le modèle.

Les routines calculées à chaque “petit” pas de temps sont celles qui apparaissent en grisé dans le schéma.



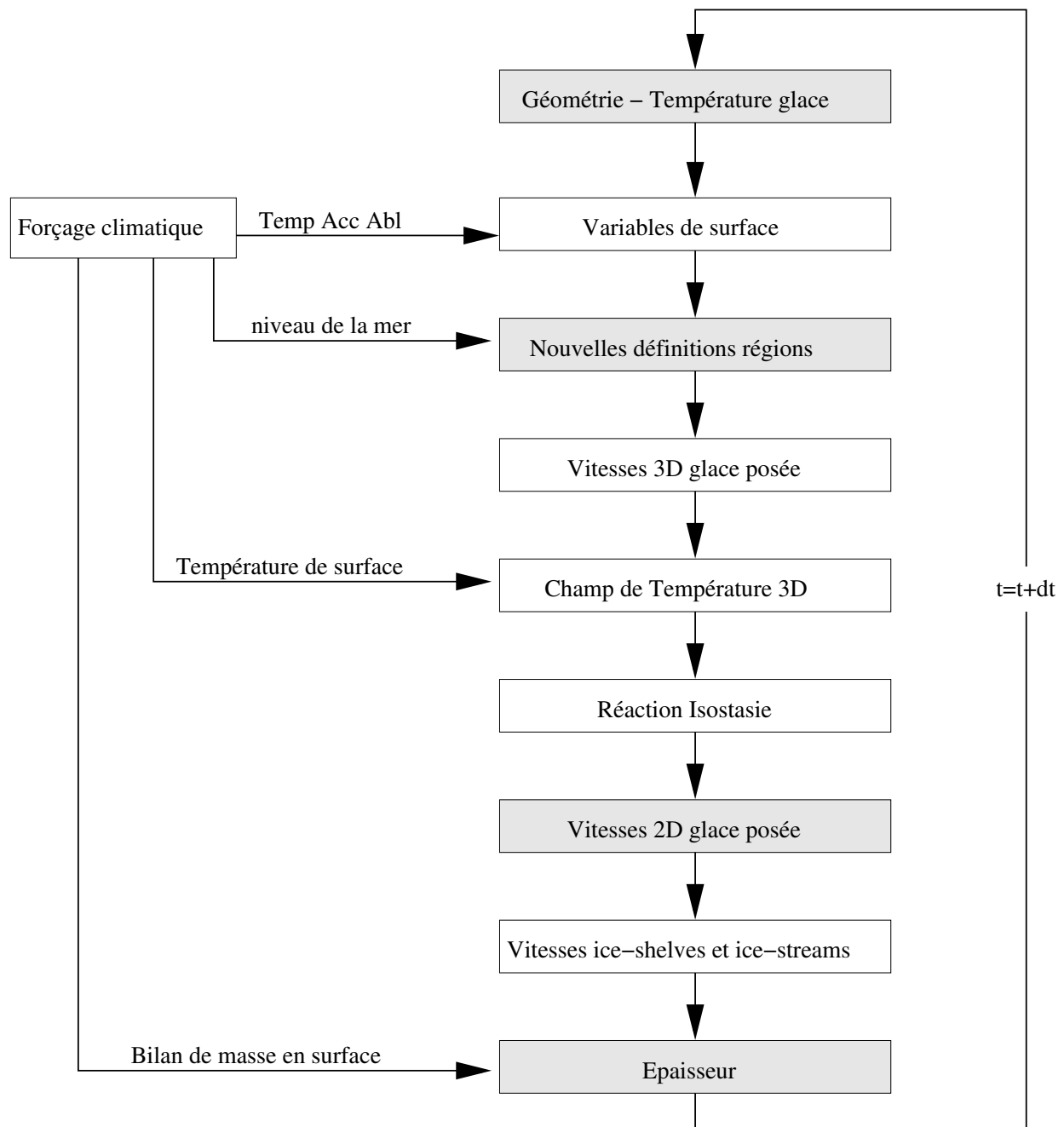


FIG. 2.16 – Schéma du fonctionnement du modèle d'évolution de la calotte de glace Antarctique. Les principales étapes du calcul du modèle sont représentées sur ce schéma. Les parties du modèle qui apparaissent en grisé sont calculées tous les “petits” pas de temps et les autres sont calculées uniquement tous les “grands” pas de temps (20 ans lorsque le modèle est utilisé avec une maille de 40 km). Les vitesses 3D incluent l'effet du couplage thermomécanique alors que les vitesses 2D permettent seulement de réajuster l'influence de la pente sur les vitesses moyennées dans la verticale.

# Chapitre 3

## Processus en jeu dans les avancées et reculs de la ligne d'échouage

Les modèles numériques de calotte de glace permettent de modéliser l'évolution de la géométrie de la calotte au cours des cycles glaciaires-interglaciaires. Ils permettent aussi, à l'aide d'étude de sensibilité, d'évaluer l'importance relative des différents mécanismes en jeu dans l'évolution des calottes. Dans ce chapitre, nous allons voir quels sont les paramètres du forçage climatique qui ont le plus d'influence lors d'une déglaciation et d'une entrée en glaciation. Pour cela, de nombreuses expériences numériques ont été effectuées en étudiant séparément l'effet d'une augmentation de la température puis de l'augmentation du niveau de la mer, afin d'observer l'effet de chaque processus sur les calottes. Mais avant de présenter les résultats que nous avons obtenus, nous allons déjà voir brièvement l'état des connaissances sur le sujet.

### 3.1 Pourquoi la ligne d'échouage se déplace

De nombreuses calottes de glace passées ou actuelles ont, ou ont eu, une partie où la glace était posée sur un lit rocheux situé sous le niveau de la mer. On les appelle alors calottes marines. Le meilleur exemple actuel est l'Antarctique de l'Ouest (Drewry, 1983) mais il en a existé d'autres comme la calotte de glace de la mer de Barents qui était une partie de la Fennoscandie (Siegert et Dowdeswell, 1996) ou la région de la baie d'Hudson (partie du Laurentide) (Denton et Hughes, 1981). Les avancées et reculs de ces calottes marines sont matérialisées par les mouvements de la ligne d'échouage (ligne qui sépare la partie posée de la partie flottante) et les mécanismes en jeu dans ces mouvements sont différents de ceux qui régissent les avancées et reculs des bords

terrestres. Dans le cas de l'Antarctique, le premier point à mentionner est que dans le passé, la ligne d'échouage s'est effectivement déplacée sur sur de grandes distances. Des évidences géologiques montrent que lors du dernier maximum glaciaire, la calotte de glace Antarctique était beaucoup plus étendue (Anderson et al., 2002). Dans la mer de Ross, la ligne d'échouage a reculé de près de 1300 km depuis le dernier maximum glaciaire (Conway et al., 1999). En raison de ces variations d'étendue, on estime également que le volume a fortement varié :  $5,6 \cdot 10^6 \text{ km}^3$  de plus qu'actuellement au dernier maximum glaciaire soit 67% de la variation de volume total de l'Antarctique de l'Ouest selon Denton et Hugues (2002). Ces variations d'étendue et de volume sont d'ailleurs qualitativement confirmées dans les simulations (Ritz et al., 2001; Huybrechts et DeWolde, 1999) à l'aide de modèles d'écoulement à trois dimensions. Ces modèles semblent aussi montrer que le volume de l'Antarctique est gouverné par la position de la ligne d'échouage. La compréhension des mouvements de la ligne d'échouage est donc primordiale dans les évolutions passées et futures de la calotte de glace Antarctique.

Dans le cadre du programme d'intercomparaison de modèle EISMINT (Huybrechts et al., 1998), des expériences sur le mouvement de la ligne d'échouage ont été effectuées sur un cas schématique avec une géométrie simple et à deux dimensions dans un plan vertical. Pour tous les modèles, une baisse du niveau de la mer provoquait une avancée de la ligne d'échouage de façon à préserver l'équilibre hydrostatique. Par contre, les modèles se sont avérés incapables de produire un recul significatif de la ligne d'échouage lorsque le niveau de la mer revenait à sa valeur initiale. Les processus en jeu dans le recul ne seraient donc pas les mêmes que ceux qui conduisent à l'avancée de la ligne d'échouage.

Dans leurs travaux récents Le Meur et Hindmarsh (2001) ont couplé un modèle de calotte de glace marine et un modèle de Terre autogravitant viscoélastique. Ils ont montré que la remontée du niveau de la mer ainsi que la réponse isostatique ne jouent qu'un rôle limité dans le retrait de la ligne d'échouage. Le réchauffement, qui provoque un amincissement de la calotte (en diminuant la viscosité de la glace), ne serait pas non plus suffisant selon eux pour entraîner le retrait de la ligne d'échouage. Ils trouvent par contre un retrait de faible ampleur imputé aux oscillations de vitesse de la glace "noise-induced drift" (Hindmarsh et Meur, 2001).

Pour résumer cet état des lieux : De nombreux modèles ont du mal à simuler le recul de la ligne d'échouage que ce soit en invoquant les effets du niveau des mers ou l'impact du réchauffement sur l'écoulement. Pourtant, ce recul a bien eu lieu. Notre modèle fait partie de ceux qui arrivent à le simuler. C'est d'ailleurs également le cas du modèle

de Huybrechts (2002) et il faut noter que tous deux ont pour caractéristique d'inclure de nombreux processus physiques et une géographie réaliste. Nous allons donc dans ce chapitre rechercher par une étude de sensibilité quels sont exactement les processus qui permettent ce recul.

## 3.2 Paramètres testés

Les paramètres testés ici concernent essentiellement les forçages climatiques et sont :

- le niveau des mers
- la température, c'est à dire le forçage climatique de la température de surface
- l'accumulation car dans le modèle celle-ci est reliée à la température de surface
- la fusion basale sous les ice-shelves qui est mal connue et très variable spatialement mais aussi vraisemblablement dans le temps.

Nous allons rapidement rappeler en quoi ces différents paramètres peuvent agir sur la position de la ligne d'échouage.

### 3.2.1 Niveau des mers

La poussée d'Archimède sous la glace dépend directement du niveau des mers (eq. 2.20). Or, lors des derniers cycles glaciaires-interglaciaires, le niveau des mers a été jusqu'à 120 mètres plus bas que l'actuel, ces variations ayant été essentiellement provoquées par la croissance et la fonte des calottes de glace de l'hémisphère nord (Laurentide et Fennoscandie). Ce phénomène a pu participer au décollement de la glace du socle rocheux, ou au contraire provoquer le passage de la glace de l'état flottant (ice shelf) à l'état posé (cf. fig. 3.1).

Il représente donc un des paramètres susceptible de jouer sur l'avancée et le recul de la ligne d'échouage. Dans les expériences nous avons choisi une variation du niveau de la mer entre -100 mètres et le niveau actuel car c'est l'ordre de grandeur des variations du niveau de la mer entre les périodes glaciaires et interglaciaires.

### 3.2.2 températures de surface

La variation de température à la surface de la calotte est l'autre paramètre du forçage du modèle. Elle intervient dans le calcul de la température de la glace et donc sur sa viscosité. La fluidité étant une fonction exponentielle de la température, on peut donc s'attendre à une accélération de l'écoulement de la glace lors d'une augmentation de

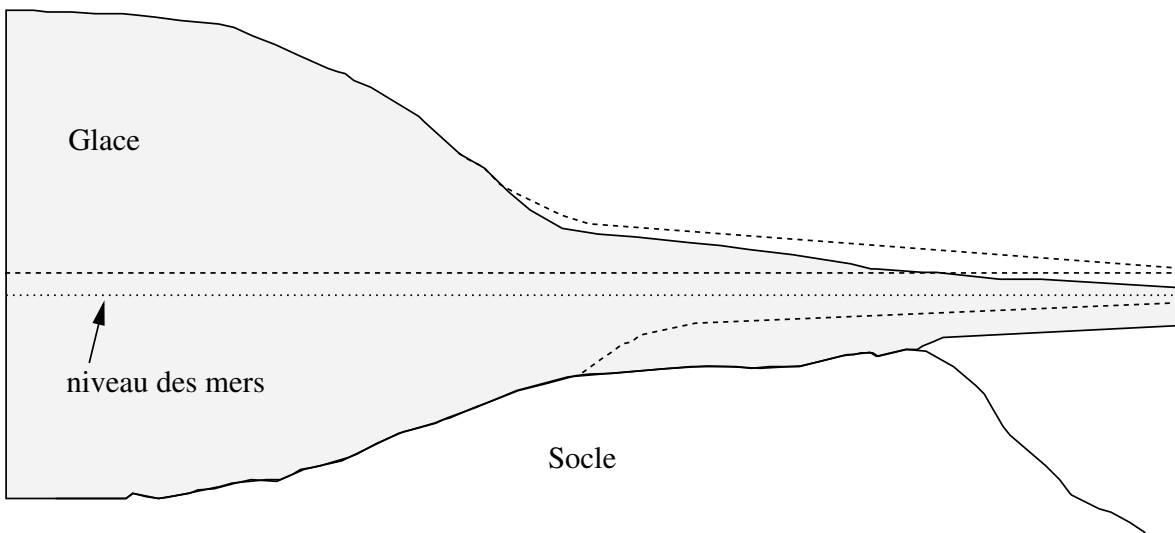


FIG. 3.1 – Schéma représentant l’effet géométrique d’une variation du niveau des mers sur une calotte marine. En pointillé apparaît le niveau de la mer correspondant à la calotte tracé en trait plein. En tireté, est représentée la même calotte mais avec un niveau des mers plus haut. L’augmentation du niveau des mers provoque par simple effet de la poussée d’archimède le décollement d’une partie de la calotte.

la température. Mais, comme les variations de température se font en surface, il faut longtemps (plusieurs dizaines de milliers d’années) pour que cette variation se propage à toute la calotte de glace. Il va donc y avoir un déphasage entre le moment où l’on applique une variation de température et le moment où ses effets se font ressentir sur l’écoulement. Le cas des ice-shelves est différent puisque dans le modèle, leur viscosité ne dépend que de la température de surface (cf. § 2.3.7.5). L’effet des variations de la température de surface sur l’écoulement des ice-shelves sera donc immédiat, alors que dans la réalité il existe un décalage d’environ 500 ans. Comme on l’a déjà vu (§ 2.5.1), le forçage des températures est exprimé par  $\Delta T_{clim}$  (eq. 2.32) qui représente la différence entre la température actuelle et la température du forçage. Dans les expériences, nous avons utilisé un  $\Delta T_{clim}$  compris entre -10 et 0, c’est-à-dire du même ordre de grandeur que celui qui sépare les périodes glaciaires des périodes interglaciaires.

### 3.2.3 Accumulation

Les variations d’accumulation peuvent jouer sur la position de la ligne d’échouage à travers plusieurs mécanismes. Par exemple, l’accumulation est un terme source dans l’équation de conservation de la masse (eq. 2.2), que ce soit en amont ou en aval de la ligne d’échouage. Une baisse de l’accumulation provoque donc un amincissement et par effet de géométrie un recul de la ligne d’échouage. En amont de la ligne d’échouage, cet amincissement joue aussi puisqu’il diminue la pression effective. L’accumulation a sans

doute aussi des effets à travers la force de résistance qu'exerce l'ice-shelf sur la calotte posée (force qui dépend de l'épaisseur de l'ice-shelf).

Nous utilisons dans les expériences la relation exponentielle qui relie l'accumulation aux températures de surface (eq. 2.33) donnée au chapitre 2.

### 3.2.4 Fusion basale

Les effets que la fusion basale sous les ice-shelves peut avoir sur les mouvements de la ligne d'échouage sont liés aux modifications de l'épaisseur de glace de l'ice-shelf. Les mécanismes sont donc à peu près les mêmes que pour l'accumulation sauf qu'ils n'agissent que sur la glace flottante. Une augmentation de la fusion basale sous les ice-shelves affaiblit la force de résistance qu'exerce l'ice-shelf sur la calotte posée (souvent appelée effet d'arc-bouttant), ce qui accélère l'écoulement en amont et provoque une diminution de l'épaisseur de glace, donc un recul de la ligne d'échouage.

Sous les ice-shelves, la glace est en interaction avec l'eau de mer qui apporte de la chaleur en fonction à la fois de la circulation de l'eau de mer sous l'ice-shelf mais aussi de la température de l'eau de mer. Le taux de fusion basale sous les ice-shelves est donc variable spatialement. Dans les expériences de ce chapitre, nous avons choisi d'utiliser dans le modèle une fusion basale uniforme spatialement. La fusion basale a probablement aussi été modifiée par le climat à travers les variations de la température des océans qui entourent l'Antarctique. D'après Duplessy et al. (2002), au dernier maximum glaciaire, l'océan Austral était extrêmement froid, avec une température proche du point de congélation. Afin de tenir compte de ces variations de température de l'océan, nous avons choisi de faire varier la fusion basale proportionnellement au forçage des températures  $\Delta T_{clim}$  :

$$b_{melt} = \left(1 + \frac{\Delta T_{clim}}{10}\right) b_{mshelf}$$

Lorsque la température est de  $-10^{\circ}\text{C}$ , la fusion basale est nulle et elle est égale à  $b_{mshelf}$  pour les conditions actuelles. Dans toutes les expériences qui suivent,  $b_{mshelf} = 0,45 \text{ m/an}$ , ce qui semble être la valeur moyenne actuelle de la fusion basale (Jacobs et al., 1996).

### 3.2.5 Variations temporelles utilisées

Les variations des paramètres dans les expériences sont schématiques (cf. fig. 3.2). Cela permet de connaître le temps de réaction de la calotte au forçage ainsi que le temps qu'elle met à atteindre une nouvelle position d'équilibre. Les résultats sont ainsi plus facilement

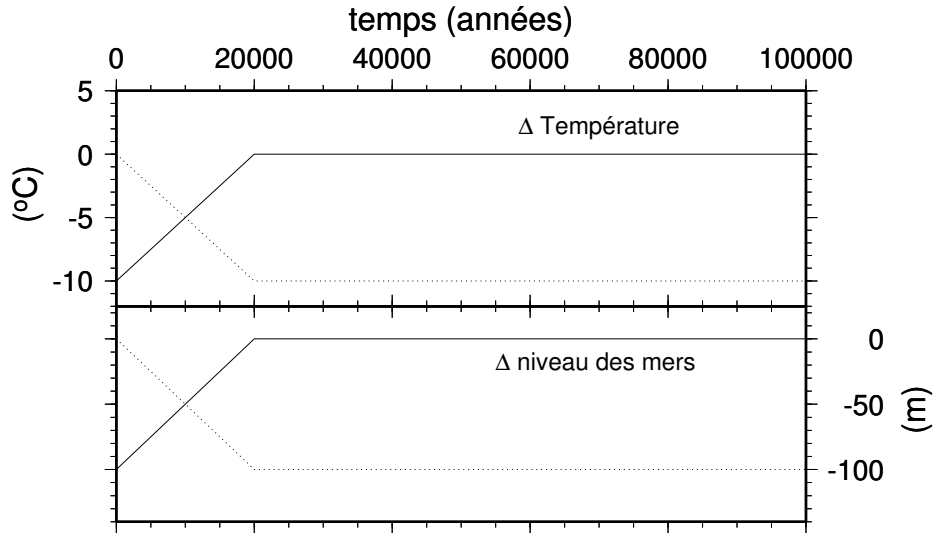


FIG. 3.2 – Forçage climatique utilisé. En pointillé, forçage utilisé lors des expériences de glaciation (diminution de la température de  $10^{\circ}\text{C}$  et / ou du niveau de la mer de 100 m en 20 000 ans de façon linéaire puis conditions constantes. En trait plein, le forçage utilisé pour les expériences de déglacement (forçage symétrique à celui utilisé pour l’englacement).

interprétables que si l’on utilise un forçage climatique réel (mesuré dans la carotte de Vostok par exemple) dans lequel les variations de température et du niveau de la mer se font en dents de scie et absolument pas de manière régulière.

### 3.2.6 Variables analysées

Les variables tracées pour les résultats sont l’évolution du volume de glace posée de la calotte, l’écart de volume par rapport au volume actuel et la surface de glace posée. Le volume de glace posée permet de connaître l’évolution du stock de glace contenu dans la calotte au cours du temps. L’écart de volume par rapport au volume actuel (appelé dans les graphiques volume eq sea level / present) permet de savoir à tout moment à quelle variation de niveau des mers par rapport à l’actuel correspond le volume. On présente cet écart selon deux échelles : en volume ou en niveau des mers. Ce calcul prend en compte l’isostasie, mais aussi le fait que le volume de glace situé sous le niveau de la mer actuel, joue très peu sur le niveau de la mer.<sup>1</sup> La dernière variable tracée est la surface de glace posée qui permet de connaître l’extension de la calotte et est très importante puisque c’est elle qui gouverne pour une grande part, le volume total de la calotte Antarctique. Nous illustrerons aussi les résultats par une coupe de l’Antarctique de l’Ouest au niveau du Ronne et du Ross ice-shelf (cf. fig 3.3). Elle permet de visualiser la géométrie précise de

<sup>1</sup>Pour calculer l’impact sur le niveau des mers de la calotte, on compare l’état de chaque noeud de la grille à celui d’une calotte de référence (la calotte actuelle mesurée). Le calcul tient compte des quatre cas qui peuvent se présenter : flottant à l’instant  $t$  et posé pour le présent, flottant aux deux époques, posé aux deux époques et posé à l’instant  $t$  et flottant pour le présent.

la calotte et la vitesse de la glace dans la région où les mouvements de la ligne d'échouage sont les plus importants. Une autre coupe de la calotte de l'Antarctique de l'Est sera parfois présentée pour illustrer les différences de comportement entre les deux grandes parties de l'Antarctique (cf. fig. 3.4).

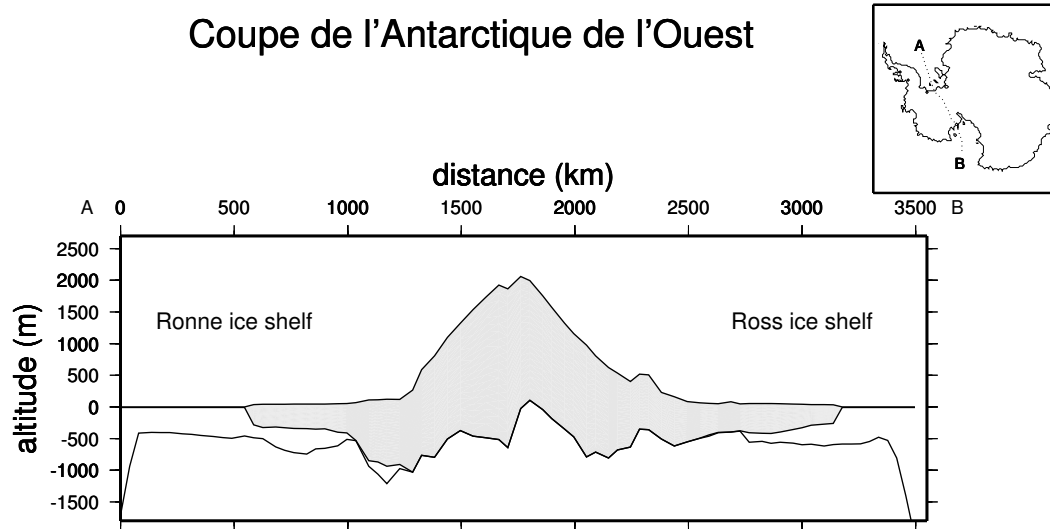


FIG. 3.3 – Coupe de l'Antarctique de l'Ouest (topographie mesurée). En bas du schéma, est tracé le profil du socle rocheux sur lequel repose la calotte de glace (en grisé).

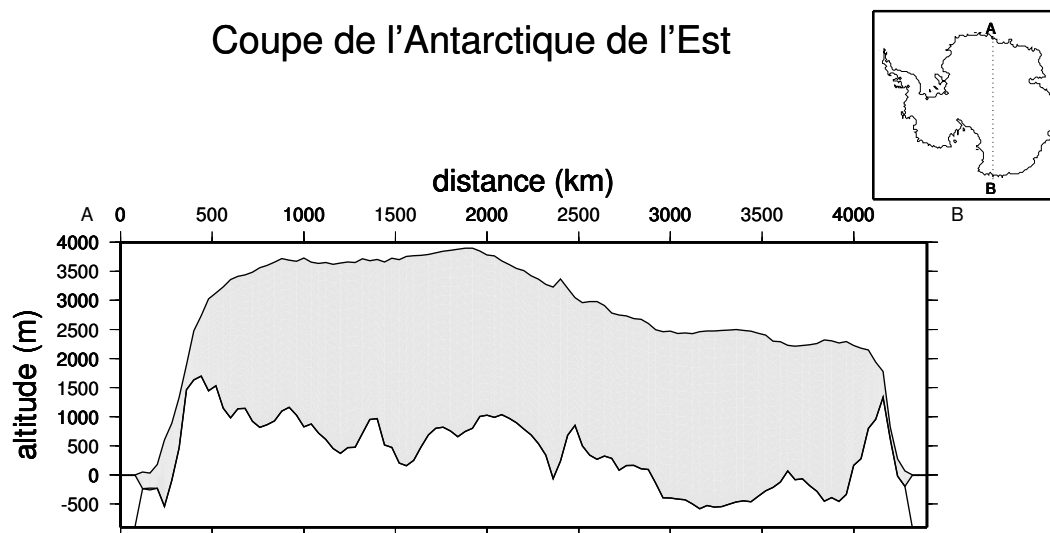


FIG. 3.4 – Coupe de l'Antarctique de l'Est (topographie mesurée). Le tracé du profil est représenté en pointillés sur la carte.

### 3.3 Expériences de glaciation

#### 3.3.1 Etat initial du modèle

Pour que les tests de sensibilité ne soient pas faussés, il est nécessaire d'avoir une calotte de glace initialement à l'équilibre, afin d'être sûr que les modifications observées



sur la calotte de glace, ont pour origine la modification du paramètre étudié. L'équilibre est très long à obtenir à cause essentiellement du temps de propagation des variations des températures de surface dans toute l'épaisseur de glace. Nous avons donc utilisé, comme point de départ à nos tests, une calotte de glace obtenue après une expérience numérique de quatre cycles climatiques, expérience prolongée par 100 000 ans de simulation avec les conditions climatiques actuelles. La calotte de glace Antarctique ainsi obtenue est à l'équilibre mais très déglacée (cf. fig. 3.5).

Les caractéristiques des différentes expériences sont résumées dans le tableau 3.1. L'accumulation n'apparaît pas car elle évolue systématiquement en fonction de la température. Nous verrons que son impact sur l'évolution de la calotte peut être analysé dans l'expérience (c), (cf. tab. 3.1) .

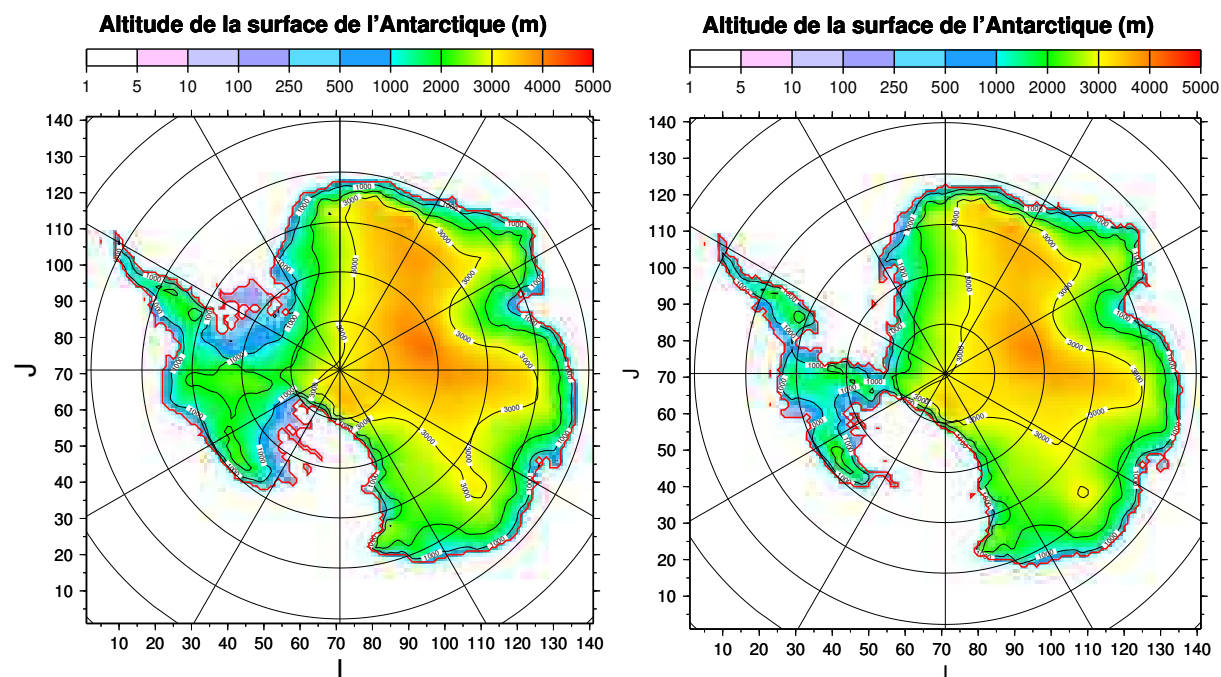


FIG. 3.5 – A gauche, la calotte de glace Antarctique obtenue après une expérience numérique de quatre cycles glaciaires-interglaciaires. A droite, la calotte de glace à l'équilibre avec les conditions climatiques actuelles obtenue en partant de la calotte de gauche. La calotte de droite est l'état initial pour les expériences de glaciation. I et J sont les coordonnées des points de la grille du modèle.

### 3.3.2 Baisse du niveau de la mer (expérience de glaciation (a))

Pour ce test, nous avons imposé une baisse du niveau de la mer de 100 m en 20 000 ans. La baisse du niveau de la mer provoque une augmentation de la surface de glace posée pendant les 30 premiers milliers d'années puis celle-ci se stabilise (cf. fig.(a) 3.6). Le volume suit la même évolution mais il se stabilise plus tard (vers 50 000 ans). L'évolution

TAB. 3.1 – Tableau récapitulatif des différents tests de glaciation.

expérience	variation du niveau de la mer (m)	variation de la température (°C)	variation de la fusion basale sous les ice-shelves
(a) seulement niveau des mers	-100	0	aucune
(b) seulement température et fusion	0	-10	proportionnellement à la température
(c) seulement température	0	-10	aucune
(d) tous les paramètres réunis	-100	-10	proportionnellement à la température

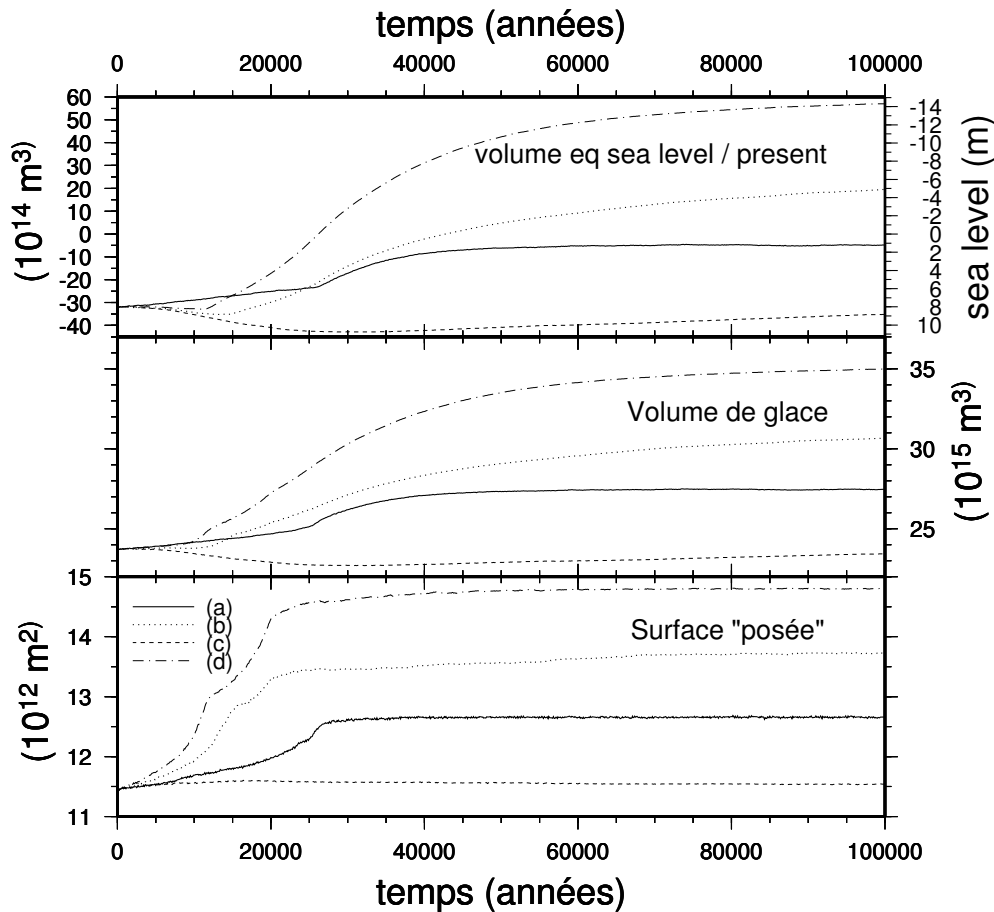


FIG. 3.6 – Evolution de la calotte de glace lors des tests de glaciation : (a) avec baisse du niveau de la mer, (b) avec baisse de la température et de la fusion basale, (c) avec baisse de la température seule, (d) avec baisse de la température, de la fusion basale et du niveau de la mer.

de la surface posée dure plus longtemps que le forçage, montrant que l'effet n'est pas uniquement géométrique. En effet, lorsque la glace des ice-shelves se pose sur le fond marin, son écoulement est ralenti par les frottements, ce qui ralentit également l'écoulement de la glace amont et provoque une augmentation du volume de la calotte. La glace posée étant plus épaisse, elle autorise un ice-shelf plus épais qui a ainsi plus de possibilité de se poser sur le fond marin même longtemps après la fin du forçage. On peut observer

ce phénomène dans le Ronne ice-shelf entre 20 et 25 000 ans (cf. fig. 3.7). Entre 25 et 100 000 ans, l'augmentation de volume se fait par contre à extension quasiment constante. Le volume final atteint est pratiquement identique à celui actuel de la calotte (on part d'une calotte très déglacée) et donc sensiblement moindre que ce qu'on attend pour une époque glaciaire. Lorsque l'on observe le profil de la calotte dans sa partie ouest (cf. fig. 3.7) on remarque que la glace s'est posée dans le Ronne-Filchner ice-shelf mais pratiquement pas du côté du Ross ice-shelf. Ceci vient de la topographie du socle, qui est moins profond dans le Ronne-Filchner que dans le Ross ice shelf.

Cette première simulation montre que le niveau de la mer est un forçage majeur du modèle mais qu'il n'est pas suffisant pour provoquer un englacement important de l'Antarctique. Elle montre aussi que la surface posée a une influence sur le volume de la calotte de glace Antarctique puisqu'ici l'accumulation, l'ablation de la glace et tous les paramètres qui gouvernent l'écoulement, sont restés constant.

### 3.3.3 Diminution de la température en surface (expérience de glaciation (b))

On impose ici une baisse de la température de 10°C en 20 000 ans mais pas du niveau des mers. La baisse de la température provoque une augmentation rapide et très importante de la surface de glace posée (cf. fig.(b) 3.6). Cette augmentation de la surface posée est accompagnée d'une augmentation du volume de glace qui commence environ 13 000 ans après le début de l'expérience. On remarque aussi que le volume de la calotte à la fin du test (alors qu'il n'est même pas encore stabilisé) est beaucoup plus important que celui obtenu avec uniquement une baisse du niveau de la mer.

Dans le modèle, la fusion basale sous les ice-shelves et les précipitations sont directement liées à la température du forçage climatique. Ici, la baisse de la température a donc été accompagnée d'une baisse de la fusion basale sous les ice-shelves et d'une baisse des précipitations. En observant les coupes de l'Antarctique de l'ouest (cf. fig. 3.8) on voit bien que les ice-shelves s'épaississent très rapidement, ce qui les amène à frotter sur le socle. La principale cause en est la diminution de la fusion basale (puis sa disparition lorsque  $\Delta T_{dim} = -10$ ). Lorsque la glace entre en contact avec le fond, le calcul des vitesses dans l'équation (eq. 2.23) tient compte de  $\tau_b$  qui est calculé en utilisant l'équation de la loi de frottement (eq. 2.25). A partir de ce moment là, le phénomène est le même que pour la diminution du niveau de la mer : la vitesse de l'écoulement diminue et donc l'épaisseur de glace augmente. La diminution de la température en surface se propage

## Coupe de l'Antarctique de l'Ouest Vitesses horizontales (m/an)

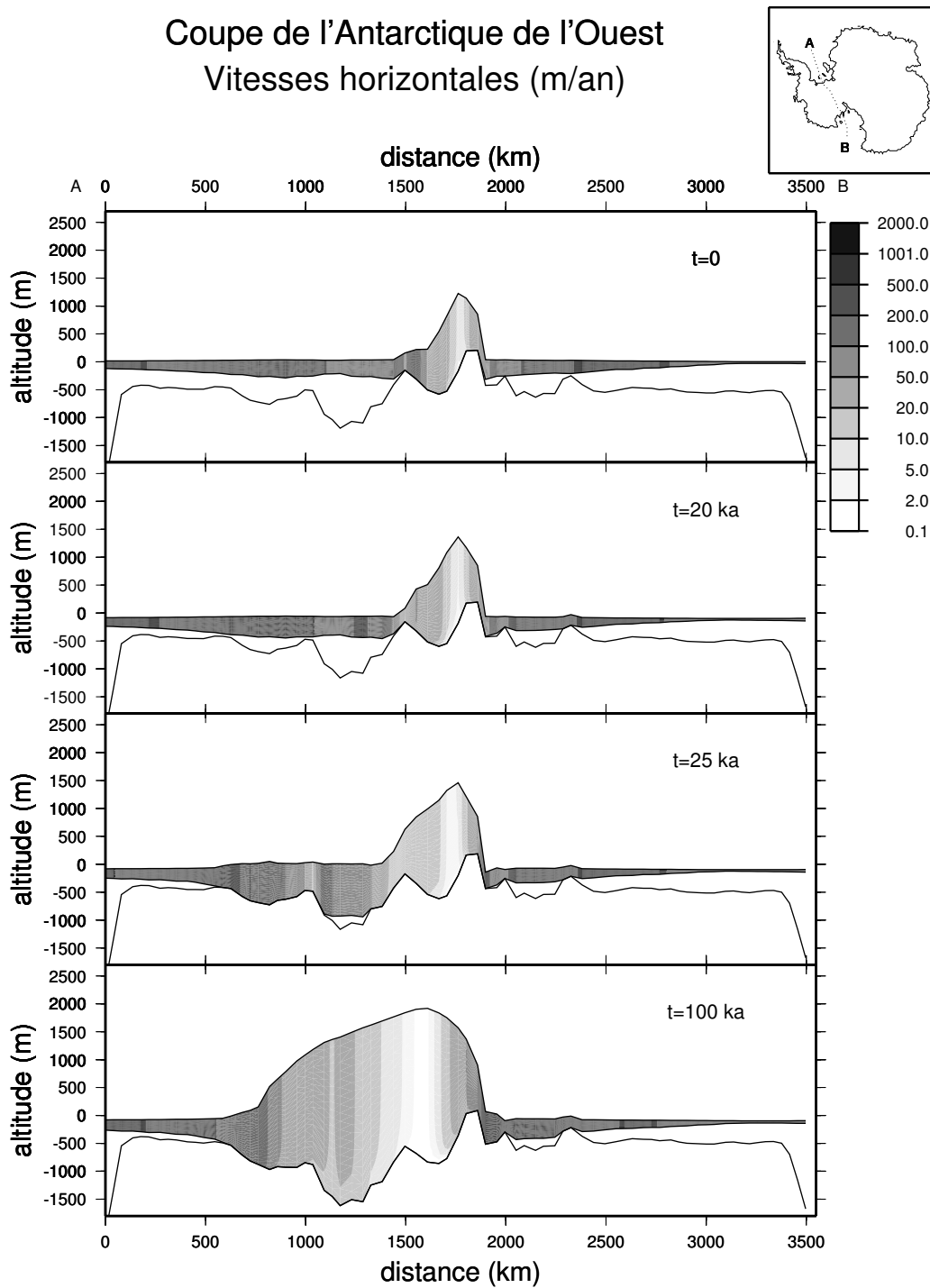


FIG. 3.7 – Coupe de l'Antarctique de l'Ouest lors de la baisse du niveau de la mer à 0, 20 000, 25 000 et 100 000 ans. Dans toutes les figures représentant la coupe de la calotte, la variable représentée est la vitesse horizontale. Entre 20 et 25 000 ans, la surface posée continue d'augmenter alors que le niveau de la mer n'est plus modifié. Entre 25 et 100 000 ans, l'extension ne change presque pas, par contre le volume augmente encore beaucoup.

également vers le bas, augmentant la viscosité, ce qui ralentit encore l'écoulement. Dans le cas des ice-shelves, la viscosité de la glace étant liée à la température de surface, les changements de température ont un effet immédiat sur leur écoulement. Pour mieux com-

# Coupe de l'Antarctique de l'Ouest

## Vitesses horizontales (m/an)

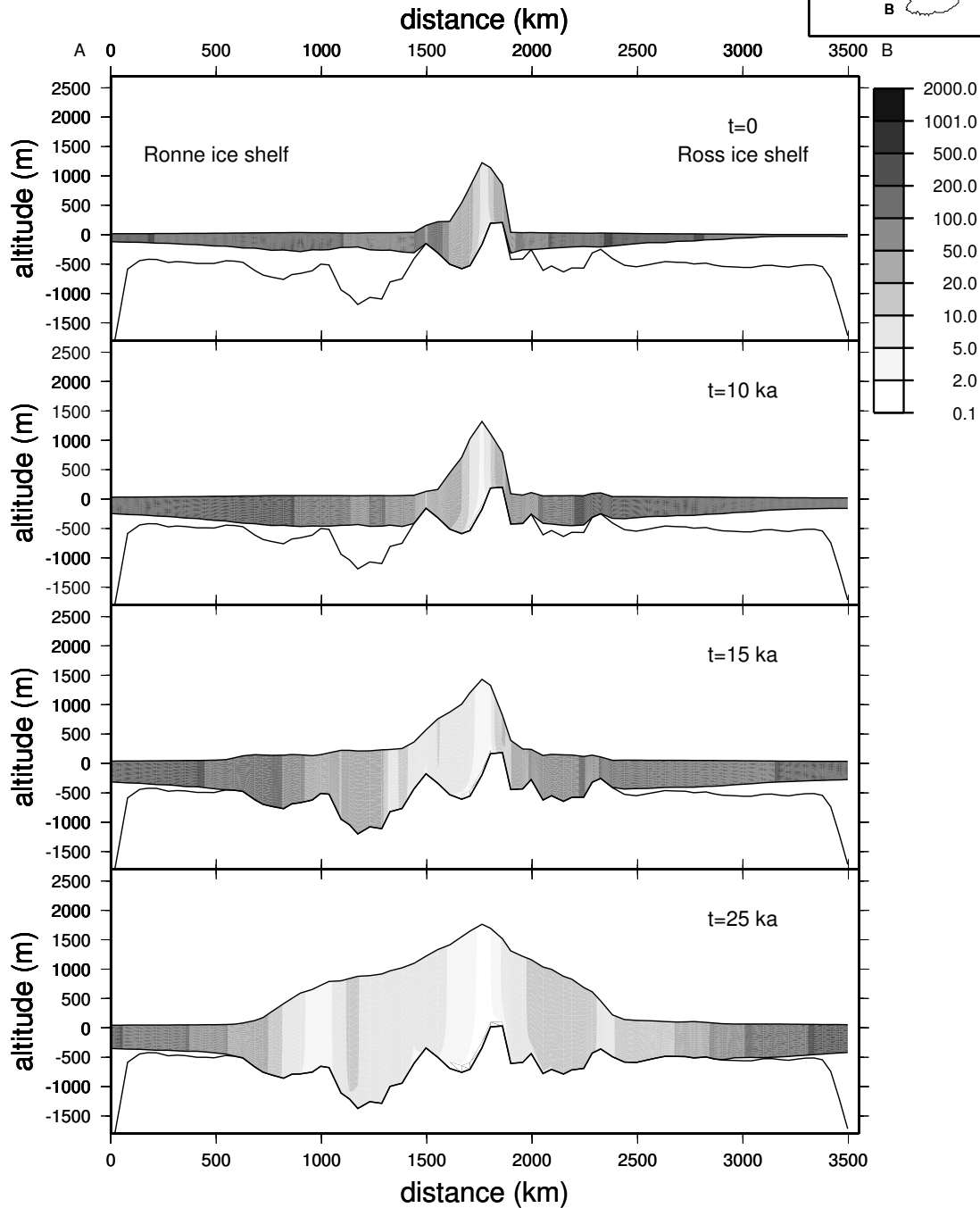
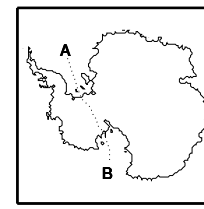


FIG. 3.8 – Coupe de l'Antarctique de l'Ouest lors d'une diminution de la température à 0, 10 000, 15 000 et 25 000 ans. La diminution de la fusion basale qui accompagne la baisse de la température provoque un épaissement rapide des ice-shelves, ce qui conduit à une avancée de la ligne d'échouage.

prendre l'influence respective des différents phénomènes qui entrent en jeu ici, nous avons fait des expériences en diminuant la température sans que la fusion sous les ice-shelves soit modifiée.

### **3.3.4 Diminution de la température en surface sans variation de la fusion basale (expérience de glaciation (c))**

Dans cette expérience, la fusion basale n'est plus reliée à la température du forçage climatique. Elle reste donc constante et élevée (conditions interglaciaires) pendant toute l'expérience. La température en surface baisse elle de  $10^{\circ}\text{C}$  comme précédemment et l'accumulation diminue d'un facteur 2.

Contrairement aux expériences précédentes, le volume de la calotte ne va pas augmenter (cf. fig.(c) 3.6), il diminue même pendant les 30 premiers milliers d'années avant de ré-augmenter légèrement ensuite. La surface de glace posée, elle, ne change pratiquement pas. Sur les profils (cf. fig. 3.9) on voit qu'en raison du refroidissement, la vitesse dans la partie posée diminue mais la partie flottante de la glace ne s'épaissit pas, au contraire. En raison de la diminution des précipitations qui accompagne la diminution de température, l'épaisseur de glace des shelves diminue. Dans ces conditions la surface posée de la calotte ne peut pas augmenter.

La diminution du volume au début de l'expérience est due à la diminution de l'accumulation. L'augmentation de volume après 40 000 ans vient, elle, de la diminution de la température de la glace qui en ralentit l'écoulement. Par différence avec l'expérience précédente, cette expérience montre l'importance de la fusion basale sous les ice-shelves dans l'évolution de l'Antarctique. La seule baisse de cette fusion basale provoque une bonne part de l'augmentation de volume de la calotte lors d'une glaciation.

### **3.3.5 Diminution de la température en surface et baisse du niveau de la mer (expérience de glaciation (d))**

Nous avons ici diminué la température de  $10^{\circ}\text{C}$  (et la fusion basale) et abaissé le niveau de la mer de 100 m en 20 000 ans. La surface posée augmente rapidement ainsi que le volume de glace (cf. fig.(d) 3.6). L'augmentation de la surface posée est très rapide pendant les premiers 20 000 ans puis elle se ralentit avant de se stabiliser vers 60 000 ans à  $14,78.10^{12} \text{ m}^2$ . Le volume s'accroît plus lentement, il n'est pas encore stabilisé lors de la fin de l'expérience après 100 000 ans. L'association baisse de la température, de la fusion basale et abaissement du niveau de la mer provoque donc, comme on pouvait s'y attendre, une forte glaciation de l'Antarctique. Sur la courbe d'évolution de la surface posée on observe deux fortes augmentations, séparées par un palier. Elles correspondent à l'avancée de la ligne d'échouage dans le Ronne-Filchner ice-shelf dans un premier temps

# Coupe de l'Antarctique de l'Ouest

## Vitesses horizontales (m/an)

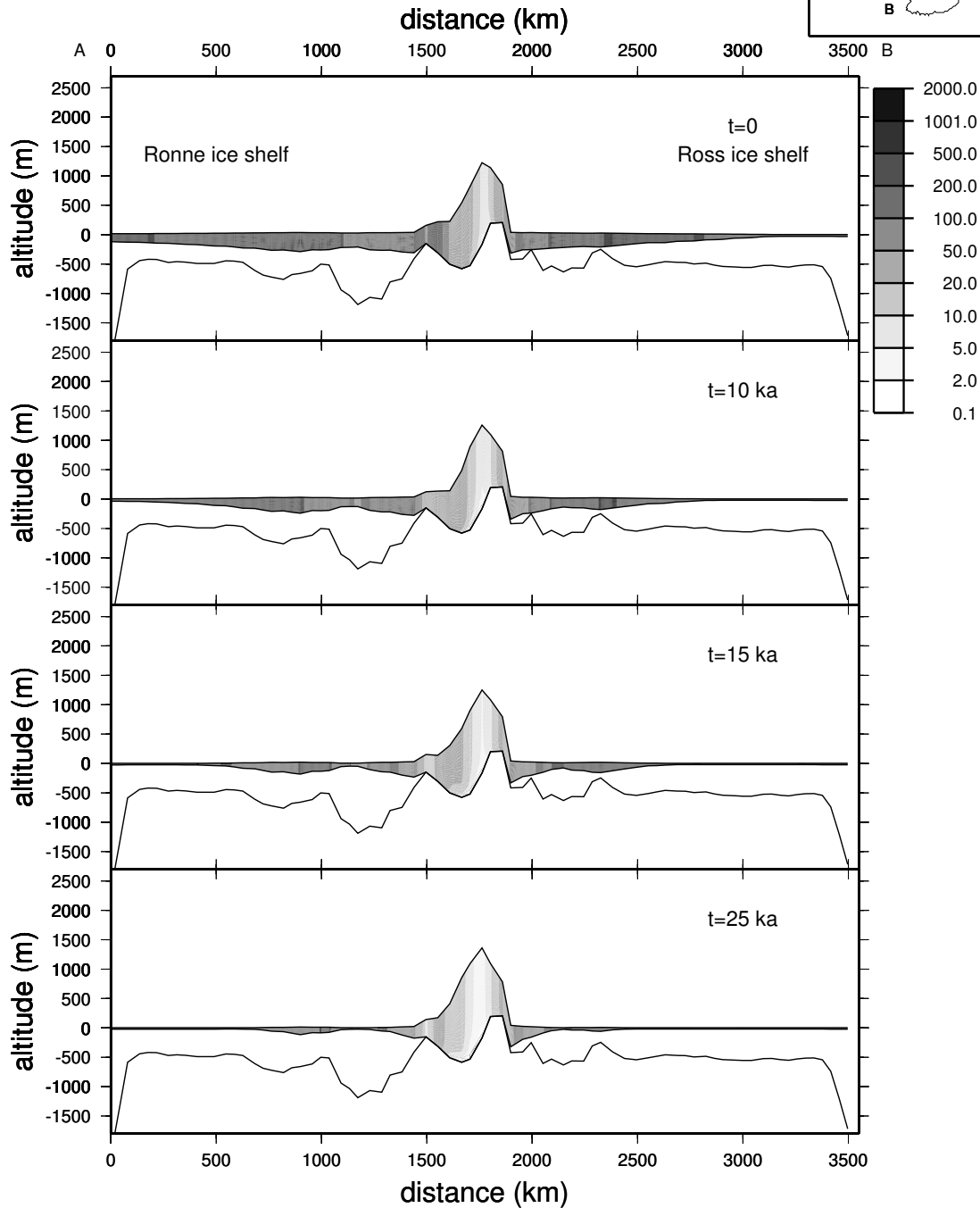
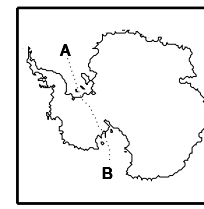


FIG. 3.9 – Coupe de l'Antarctique de l'Ouest lors d'une diminution de la température sans diminution de la fusion basale à 0, 10 000, 15 000 et 25 000 ans. La baisse de la température provoque une diminution de l'accumulation qui n'est pas contrecarrée par une fusion basale plus faible. Le volume de glace ne peut donc pas augmenter.

puis dans le Ross ice-shelf (cf. fig. 3.10).

En Antarctique de l'Est, la géométrie de la calotte n'est quasiment pas affectée par les variations climatiques (cf. fig. 3.11). L'épaisseur diminue très légèrement à cause de la baisse de l'accumulation. La vitesse d'écoulement, déjà très faible dans tout le centre

# Coupe de l'Antarctique de l'Ouest

## Vitesses horizontales (m/an)

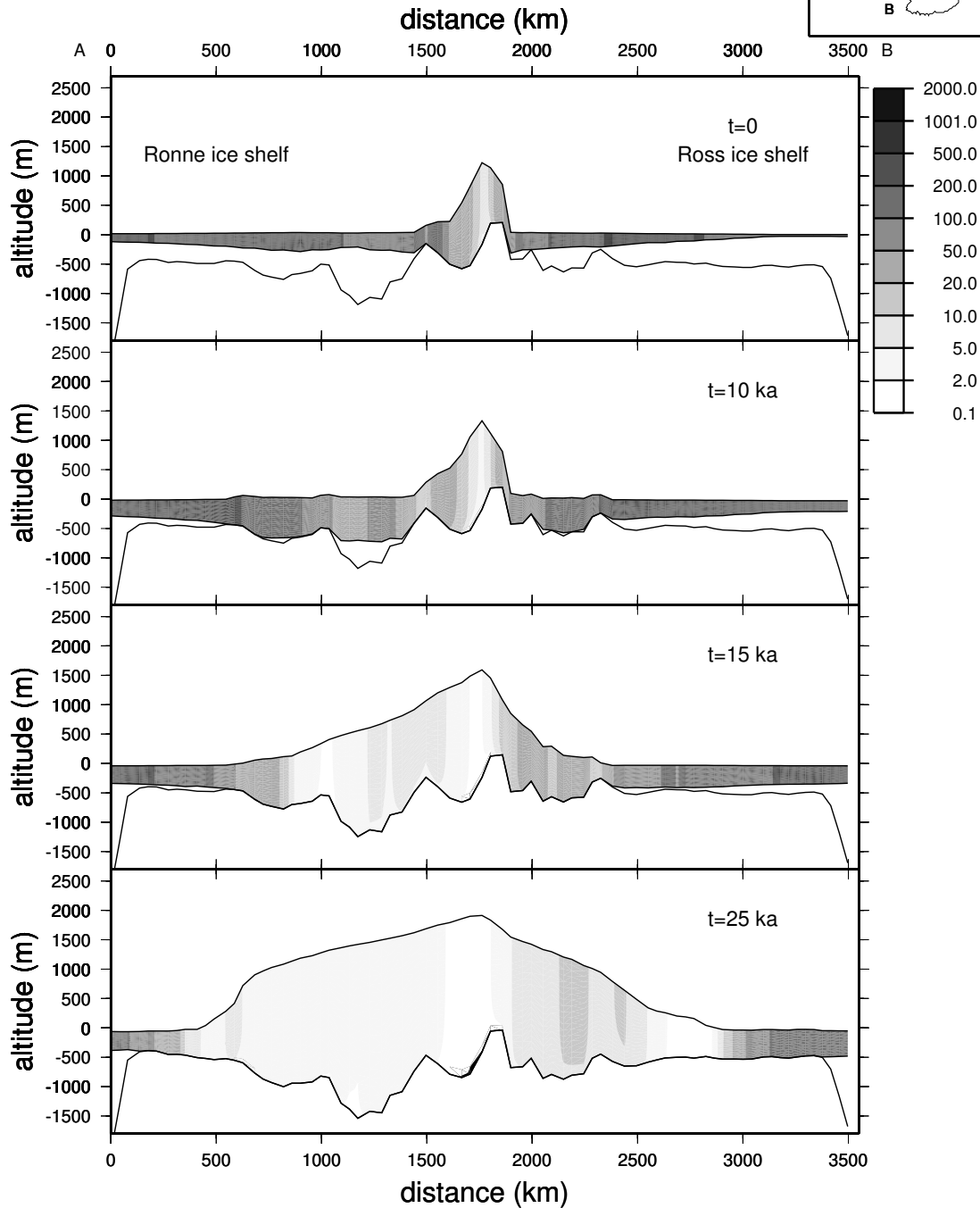
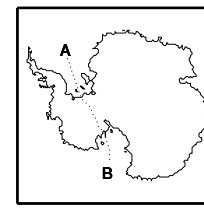


FIG. 3.10 – Coupe de l'Antarctique de l'Ouest lors d'une diminution de la température, de la fusion basale et du niveau de la mer à 0, 10 000, 15 000 et 25 000 ans. La glace touche rapidement le fond grâce à la baisse du niveau de la mer et à l'augmentation de l'épaisseur des ice-shelves. Ensuite, la vitesse de la glace est nettement ralentie, ce qui provoque l'épaississement de la calotte.

de l'Antarctique de l'Est, est encore ralentie par l'augmentation de la viscosité due au refroidissement. La calotte de l'Antarctique de l'Est occupe déjà toute cette partie du continent Antarctique jusqu'au talus continental, elle ne peut donc pas augmenter sa



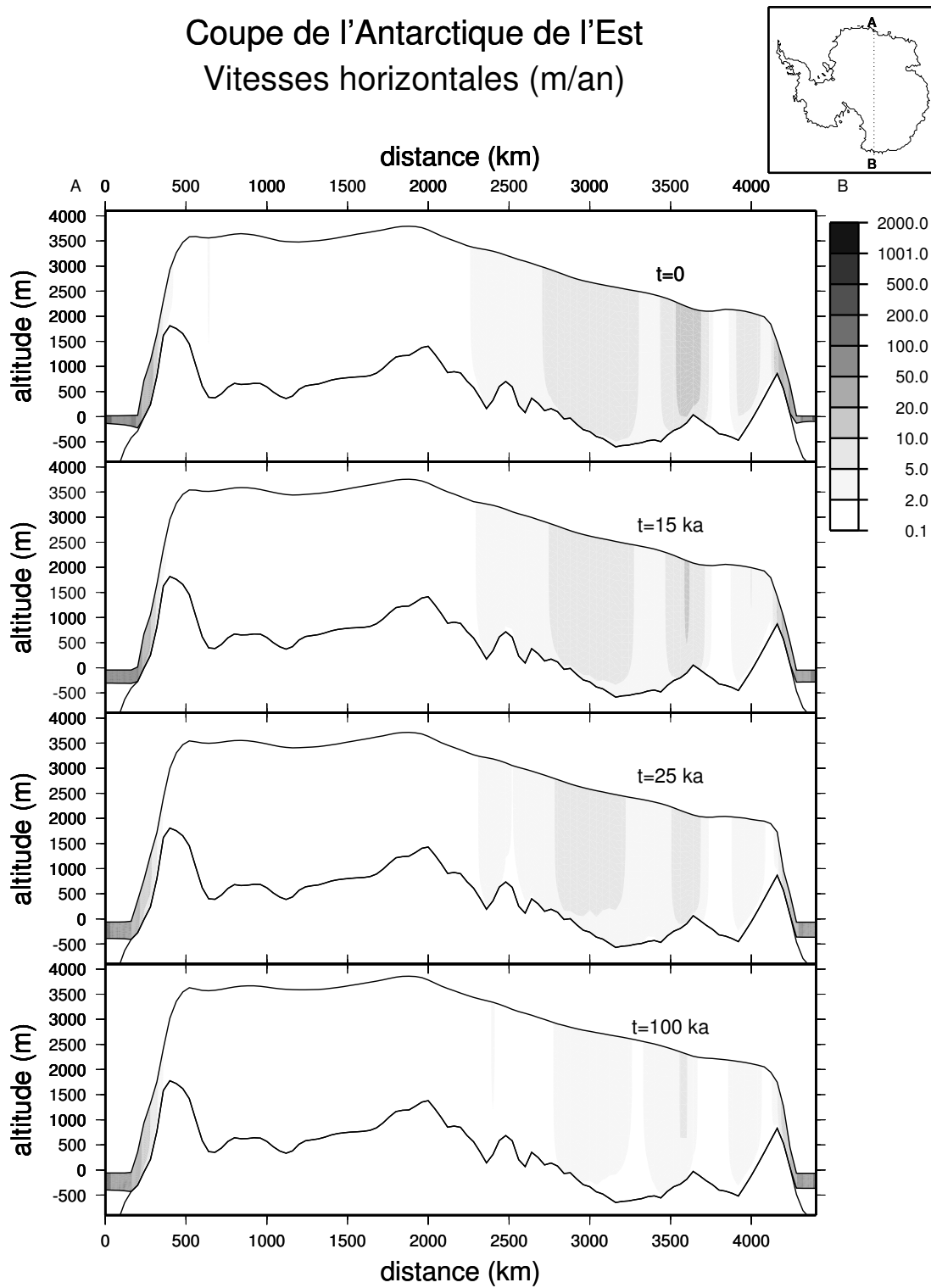


FIG. 3.11 – Coupe de l'Antarctique de l'Est lors d'une diminution de la température, de la fusion basale et du niveau de la mer à 0, 15 000, 25 000 et 100 000 ans. La géométrie de l'Antarctique de l'Est n'est quasiment pas affectée par les variations climatiques. On remarque juste dans un premier temps une très légère diminution de l'épaisseur de glace due à la baisse de l'accumulation.

Lors de l'englacement de l'Antarctique, les deux forçages prépondérants d'après notre modèle sont donc la baisse du niveau de la mer et la diminution de la fusion basale sous

les ice-shelves. La diminution de la température de surface n'a pas d'impact significatif sur le volume de glace de la calotte, elle provoque juste un très léger ralentissement de l'écoulement.

Nous allons maintenant refaire les mêmes expériences, mais cette fois-ci dans le cas d'une déglaciation afin, de voir si l'importance relative des divers processus est la même. On analysera par la même occasion les différents mécanismes qui entrent en jeu lors du déglacement de la calotte.

## **3.4 Expériences de déglaciation**

Nous allons avoir ici une démarche symétrique à celle de l'englacement. A partir d'une calotte à l'équilibre avec des conditions climatiques de type glaciaire, nous allons tester l'impact des paramètres du forçage climatique sur le déglacement de la calotte. Les forçages utilisés vont donc correspondre à un retour à des conditions climatiques de type interglaciaire : montée des températures de 10°C et du niveau de la mer de 100 m afin de revenir aux conditions actuelles (cf. fig. 3.2).

### **3.4.1 Etat initial**

Pour les expériences de déglaciation, nous voulions avoir comme état initial une calotte de glace stationnaire correspondant à des conditions climatiques glaciaires. Pour cela nous sommes partis de l'état à 20 000 ans BP obtenu lors d'une simulation couvrant quatre cycles glaciaires-interglaciaires de 100 000 ans. Puis, nous avons effectué une simulation en imposant des conditions glaciaires constantes (température de -10°C et niveau de la mer de -100 m par rapport aux conditions actuelles). Pour l'Antarctique de l'Ouest, la calotte de glace ainsi obtenue est très grosse et très froide (cf. fig. 3.12). Elle est posée sur pratiquement toute la surface du plateau continental du continent Antarctique. Par contre, en Antarctique de l'Est, la calotte a la même apparence qu'actuellement. La surface posée s'est légèrement étendue comme dans l'Amery ice-shelf, par contre les dômes sont à une altitude un peu plus faible, en raison de la baisse de l'accumulation en période glaciaire. Les caractéristiques des différentes expériences sont résumées dans le tableau 3.2.

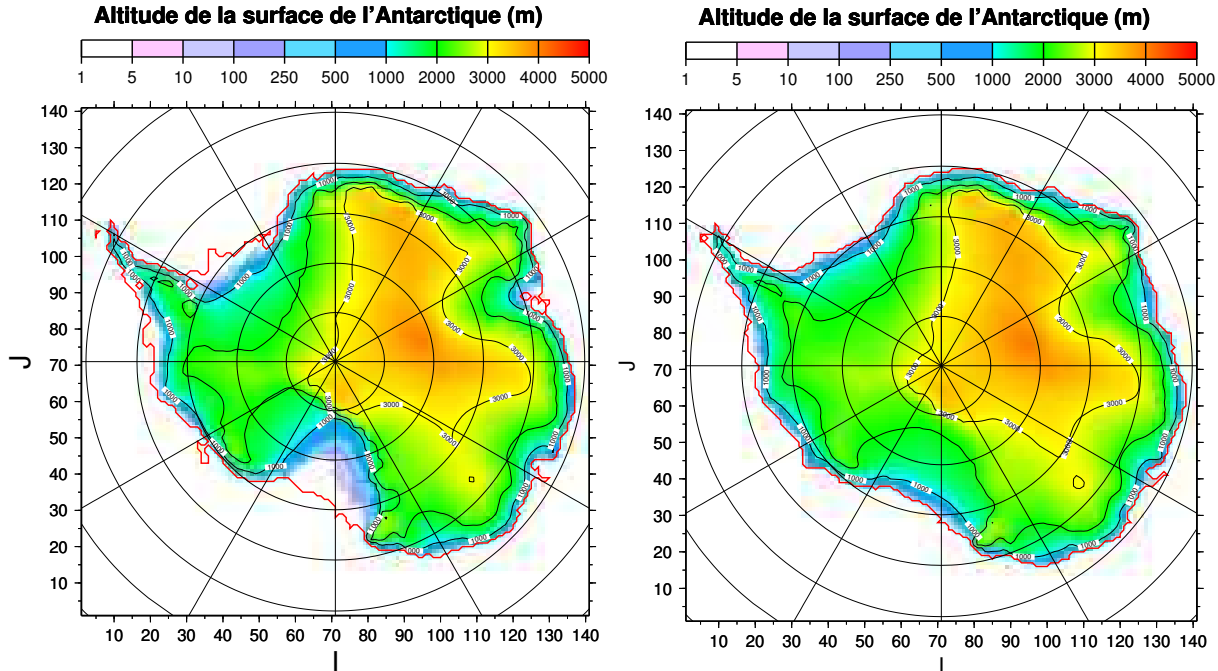


FIG. 3.12 – A gauche la calotte à 20 ka BP obtenue lors d’une simulation couvrant 4 cycles glaciaires-interglaciaires. A droite la calotte obtenue après une simulation de 100 000 ans en partant de la calotte de gauche et en imposant des conditions glaciaires constantes. La ligne rouge représente la ligne d’échouage. Nous allons utiliser la calotte présentée à droite qui est à l’équilibre comme état initial pour les expériences de déglaciation sauf dans l’expérience (e) où c’est la calotte présentée à gauche qui sera utilisée.

TAB. 3.2 – Tableau récapitulatif des différents tests de déglaciation. Le run (e) a les mêmes caractéristiques que le run (a) mais l’état initial n’est pas le même.

expérience	variation du niveau de la mer (m)	variation de la température (°C)	variation de la fusion basale sous les ice-shelves
(a) seulement niveau des mers	+100	0	aucune
(b) seulement température et fusion	0	+10	proportionnellement à la température
(c) seulement température	0	+10	aucune
(d) tous les paramètres réunis	+100	+10	proportionnellement à la température
(e) tous les paramètres réunis à partir d’une calotte à -20 ka	+100	0	aucune
(e) mise en équilibre de la calotte -20 ka en conditions glaciaires	0	0	aucune

### 3.4.2 Augmentation du niveau de la mer (expérience de déglaciation (a))

Dans cette expérience, la température est constante (10°C plus froide que l’actuel) et le niveau de la mer remonte de -100 m à 0 m (situation actuelle) en 20 000 ans. Sur

la figure (cf. fig.(a) 3.13) on observe que la surface posée a un peu diminué mais reste très élevée, ce qui conduit seulement à une faible diminution du volume de la calotte. L'explication de ce faible recul est que la calotte de glace initiale est ici assez épaisse pour que la hausse du niveau de la mer ne provoque pas un décollement de la glace du socle (cf. fig. 3.14). La diminution de la pression effective n'est pas non plus suffisante pour que l'écoulement soit notablement accéléré, on observe juste sur les bords de la calotte une très légère augmentation de la vitesse qui ne provoque pas l'amincissement des bords. Le volume de glace étant essentiellement gouverné par la surface de glace posée, on ne provoque pas ici de grosse déglaciation.

On notera que nous retrouvons bien ici, les résultats obtenus lors des expériences de "EISMINT" portant sur la migration de la ligne d'échouage (Huybrechts et al., 1998). La hausse du niveau des mers ne semble pas suffisante pour faire reculer la ligne d'échouage.

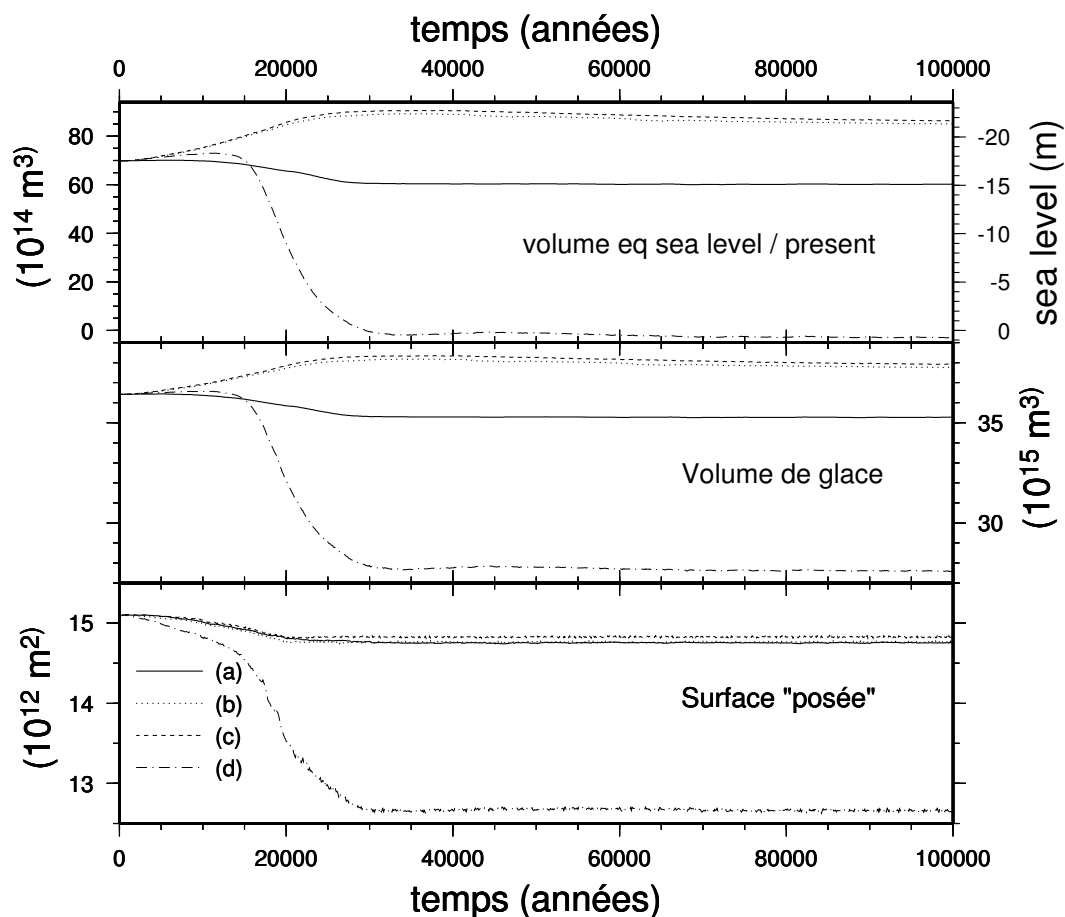


FIG. 3.13 – Evolution du volume et de la surface de la calotte de glace lors des tests de déglaciation : (a) avec augmentation du niveau de la mer, (b) avec augmentation de la température et de la fusion basale, (c) avec augmentation de la température seule, (d) avec augmentation de la température, de la fusion basale et du niveau de la mer.

## Coupe de l'Antarctique de l'Ouest Vitesses horizontales (m/an)

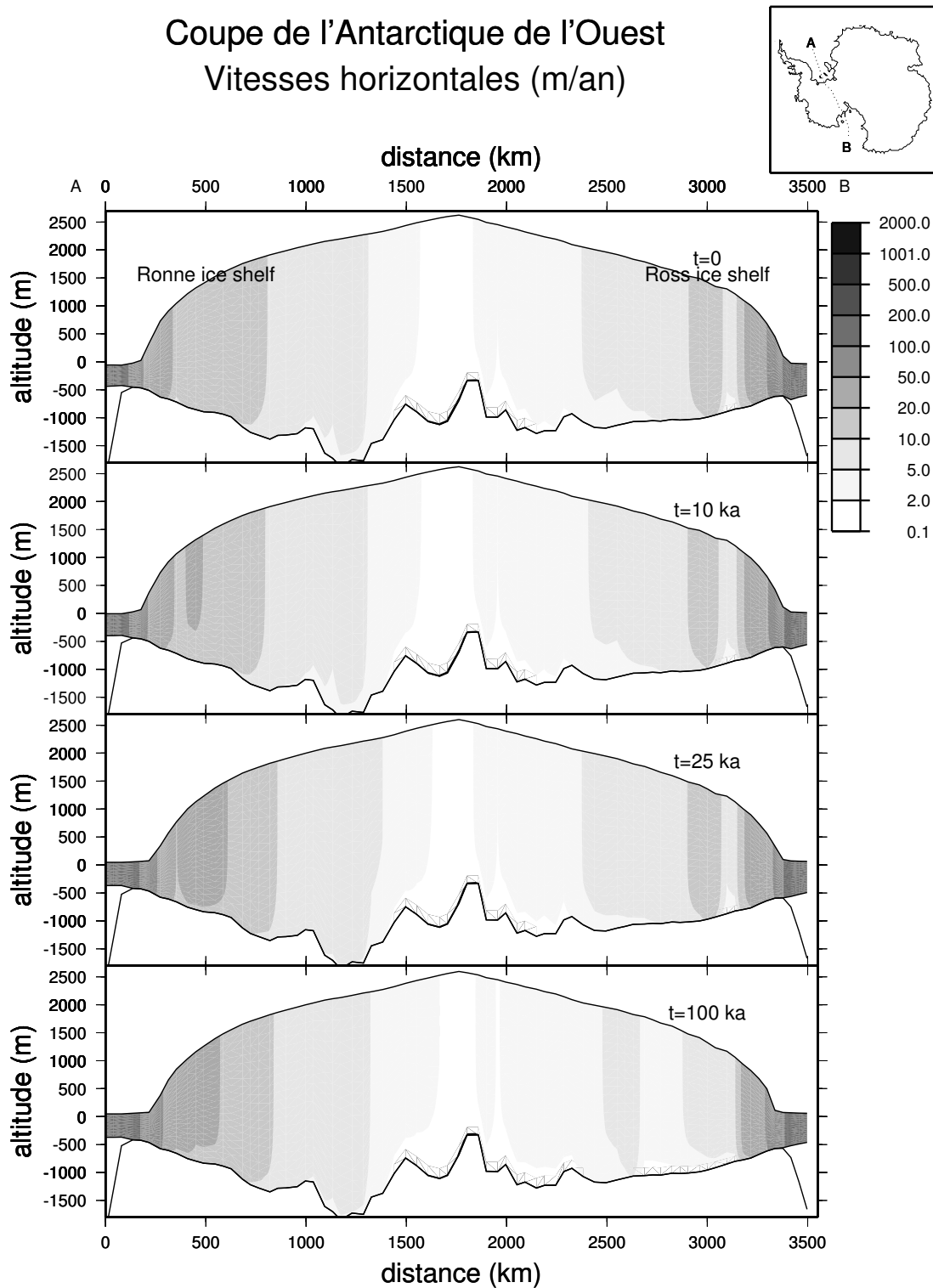


FIG. 3.14 – Coupe de l'Antarctique de l'Ouest lors d'une augmentation du niveau de la mer à 0, 10 000, 25 000 et 100 000 ans. L'augmentation du niveau de la mer n'est pas suffisante pour provoquer un recul significatif de la ligne d'échouage.

### 3.4.3 Augmentation de la température en surface (expérience de déglaciation (b))

Nous imposons maintenant une augmentation de la température de  $10^{\circ}\text{C}$  en 20 000 ans. La fusion basale sous les ice-shelves et les précipitations évoluent en fonction du for-

çage de la température. On a donc aussi une augmentation de la fusion basale sous les ice-shelves et une augmentation des précipitations. Comme la surface posée bouge peu, on peut interpréter les résultats en analysant séparément volume et surface posée puisqu'ils n'interagissent pas. On voit sur la figure 3.13 que la surface de glace posée diminue légèrement (comme lors de l'augmentation du niveau de la mer), par contre, le volume de glace augmente pendant les 40 premiers milliers d'années puis diminue lentement. Cela vient de l'augmentation des précipitations et donc de l'accumulation. Après 40 000 ans, le réchauffement de la glace a atteint le fond, la vitesse d'écoulement de la glace augmente et on observe une lente diminution du volume de glace.

En ce qui concerne la surface posée, la question est “pourquoi la fusion basale n'a t'elle pas d'effet”? L'augmentation de la fusion basale n'est pas suffisante pour diminuer notablement la surface de glace posée. En effet, lorsque l'on observe le transect de la calotte (cf. fig. 3.15), on voit qu'elle est posée et très épaisse sur toute l'étendue du plateau continental. La fusion basale n'agit que sur les ice-shelves dont elle diminue l'épaisseur de glace. Or, dans notre configuration initiale glaciaire, les ice-shelves sont localisés sur le pourtour du continent et sont donc en majorité non confinés (cf. fig. 3.12).<sup>2</sup> Ainsi que nous l'avons mentionné précédemment, les ice-shelves non confinés n'ont aucune action sur l'écoulement en amont de la ligne d'échouage. Même s'ils disparaissent complètement, l'impact est nul.

Cette expérience montre bien que l'effet de la température de surface est faible, c'est l'augmentation des précipitations qui dans ce cas précis a le plus d'impact. On remarque aussi que pour provoquer la déglaciation, l'augmentation de la fusion basale n'est pas suffisante puisqu'elle est sans effet sur la partie posée de la calotte.

### **3.4.4 Augmentation de la température sans variation de la fusion basale (expérience de déglaciation (c))**

Avec une augmentation de la température de 10°C sans variation de la fusion basale, la surface de glace posée diminue légèrement pendant les 20 premiers milliers d'années puis elle se stabilise à environ  $14,8 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$ , ce qui reste une valeur très élevée (cf. fig.(c) 3.13). Nous attribuons le recul initial à l'action de la température sur l'écoulement des ice-shelves. Le volume de la calotte augmente nettement jusqu'à 35 000 ans. Ensuite, le volume diminue faiblement jusqu'à la fin de l'expérience. Le très faible écart entre les résultats

---

<sup>2</sup>Actuellement, les ice-shelves confinés sont ceux situés dans les baies telles la mer de Ross et la mer de Weddell. Au dernier maximum glaciaire, ces ice-shelves s'étaient posés sur le fond marin et faisaient partie de la calotte posée.

# Coupe de l'Antarctique de l'Ouest

## Vitesses horizontales (m/an)

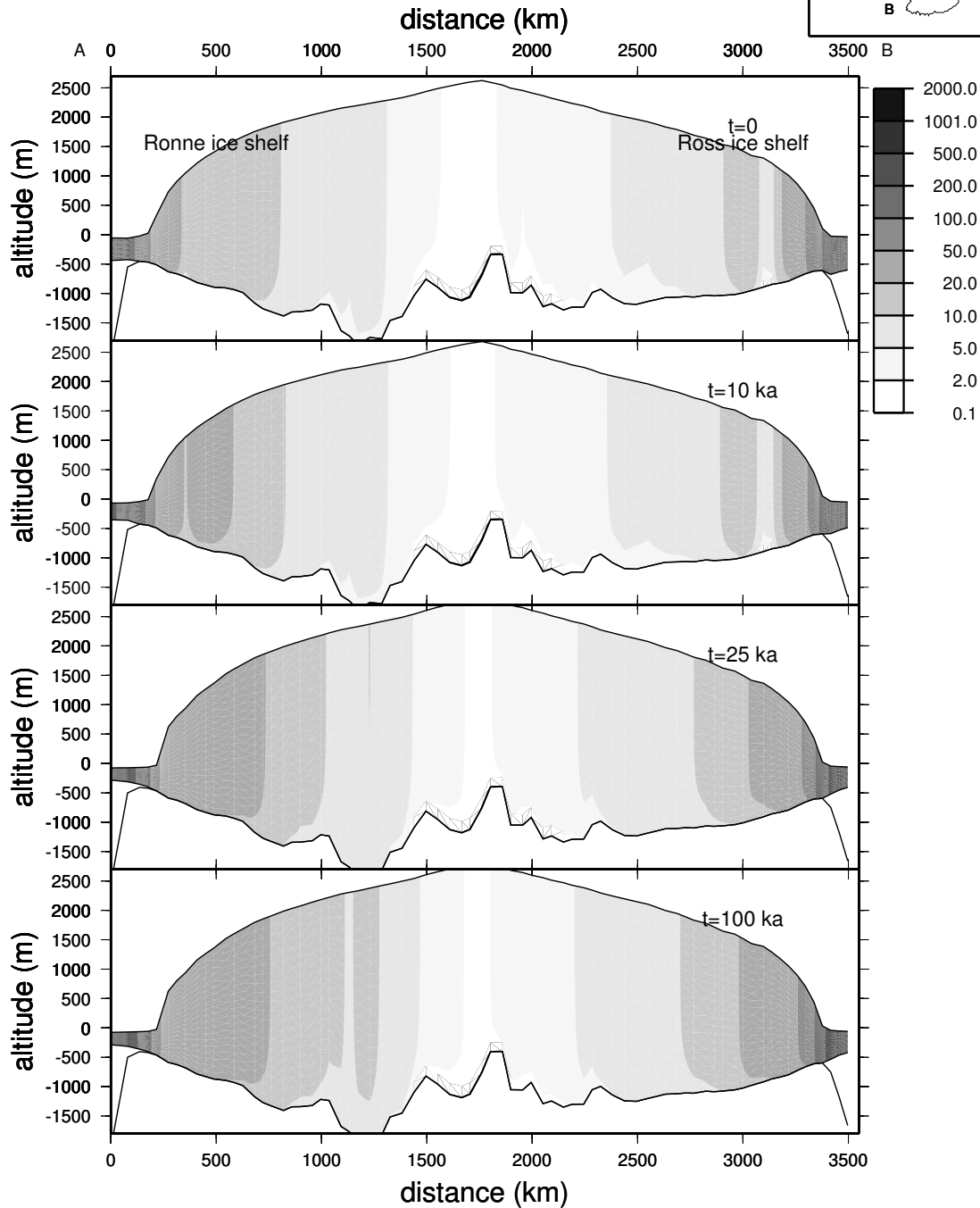
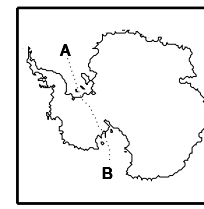


FIG. 3.15 – Coupe de l'Antarctique de l'Ouest lors d'une augmentation de la température de surface et d'une augmentation de la fusion basale à 0, 10 000, 25 000 et 100 000 ans. L'augmentation de la fusion basale diminue l'épaisseur des ice-shelves mais ne provoque pas de recul de la ligne d'échouage. Par ailleurs, l'épaisseur de la calotte posée augmente grâce à l'augmentation de l'accumulation.

de l'expérience avec l'augmentation de la température et de la fusion basale et celle-ci montre le peu d'effet de la fusion basale sous les ice-shelves seule dans la déglaciation. Il est intéressant de remarquer que la calotte de glace a atteint dans les trois dernières

expériences (mettant en jeu des mécanismes différents) une surface de glace posée très proche, ce qui laisse penser qu'il existe un seuil à franchir pour que la surface posée diminue encore.

### 3.4.5 Augmentation de la température et du niveau de la mer (expérience de déglaciation (d))

Pour cette expérience, on simule une augmentation de la température de  $10^{\circ}\text{C}$  (accompagnée de l'augmentation de la fusion basale et des précipitations) et une augmentation du niveau de la mer de 100 m en 20 000 ans. L'évolution est ici complètement différente (cf. fig.(d) 3.13). La surface posée diminue fortement pendant les 30 premiers milliers d'années puis reste constante. Le volume, lui, ne diminue pas immédiatement. Il augmente légèrement pendant 15 000 ans sans doute grâce à l'augmentation des précipitations. Ensuite, il diminue très rapidement et le volume final est très proche du volume actuel.

Cette expérience montre que pour la calotte de glace Antarctique dans un état glaciaire, seule l'association de la hausse du niveau de la mer, de la fusion basale et de la température permet d'obtenir une déglaciation importante. Ces mêmes paramètres pris indépendamment comme on l'a vu dans les expériences précédentes ne sont pas suffisants pour provoquer une déglaciation importante. Nous allons tout d'abord étudier comment les différents mécanismes peuvent s'associer pour produire ce comportement.

Si l'on observe les coupes de l'Antarctique de l'ouest au moment de la déglaciation, on remarque qu'entre 5 et 15 000 ans l'épaisseur de l'ice-shelf diminue dans les zones où la glace flotte sous l'effet de la fusion basale. En même temps, se produit une accélération de l'écoulement de la glace, particulièrement sensible sur les bords de la calotte et sur les ice-shelves. Cette accélération de l'écoulement est en partie due à l'augmentation de la température qui diminue la viscosité. D'autre part à cause de la remontée du niveau de la mer, il y a une diminution de la pression effective, ce qui réduit le frottement basal. L'accélération de l'écoulement qui en résulte provoque une diminution de l'épaisseur de la calotte (cf. fig. 3.16). La hausse du niveau de la mer aidant, la calotte se met à flotter en certains points. A partir du moment où la calotte commence à se détacher du socle, de nouveaux mécanismes entrent en jeu : l'augmentation du taux horizontal de déformation puis la diminution de l'effet d'arc-boutant.

D'après la solution analytique de Weertman décrivant l'écoulement d'une langue de glace flottante (Weertman, 1974), le taux de déformation horizontal est proportionnel à l'épaisseur de l'ice-shelf élevée au cube. L'équation (eq. 2.23) qui dans notre modèle



# Coupe de l'Antarctique de l'Ouest

## Vitesses horizontales (m/an)

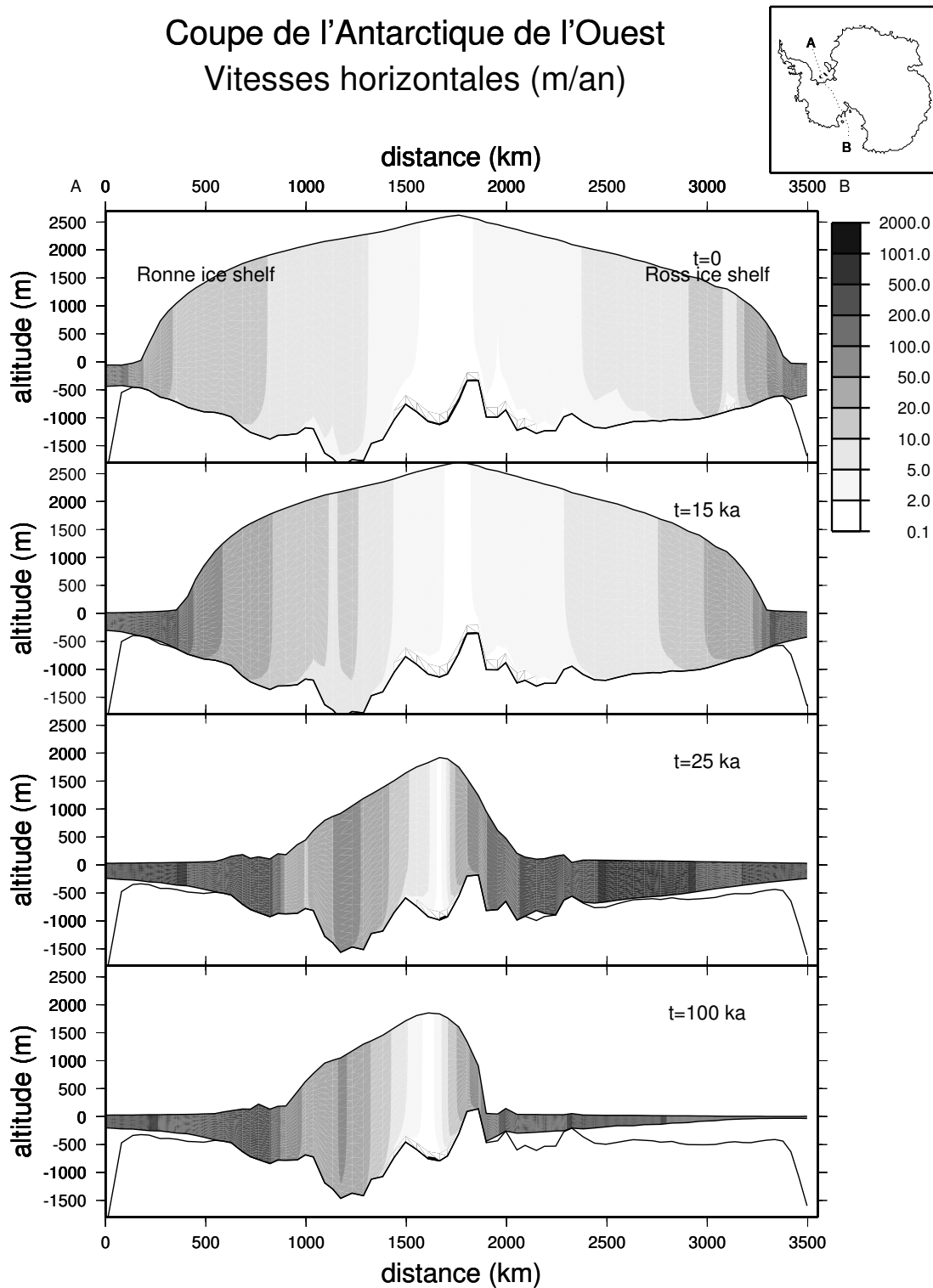


FIG. 3.16 – Coupe de l'Antarctique de l'ouest lors d'une augmentation de la température, de la fusion basale et du niveau de la mer à 0, 20 000, 25 000 et 100 000 ans. La calotte commence par s'amincir sur les bords grâce à une augmentation de la vitesse. Lorsque la glace n'est plus assez épaisse, elle commence à flotter. La fusion basale entre alors en jeu, elle provoque une diminution rapide de la glace flottante, ce qui accélère l'écoulement et accentue le recul de la ligne d'échouage.

gouverne le champ de vitesses dans les ice-streams et ice-shelves reproduit également ce processus. Si la pente du socle rocheux est orientée vers l'intérieur de la calotte (ce qui

est le cas en Antarctique de l'Ouest), alors un retrait, même faible, de la ligne d'échouage entraîne une augmentation de l'épaisseur de l'ice-shelf, à la jonction avec la calotte posée, donc une augmentation importante du taux de déformation (dépendance en  $H^3$ ) (cf. fig. 3.17). L'augmentation du taux de déformation se traduit par une augmentation de la vitesse d'écoulement au niveau de la ligne d'échouage, donc un flux de glace plus important à ce niveau. Une partie plus importante de glace posée se met alors à flotter, la calotte s'amincit encore et le retrait de la ligne d'échouage peut continuer.

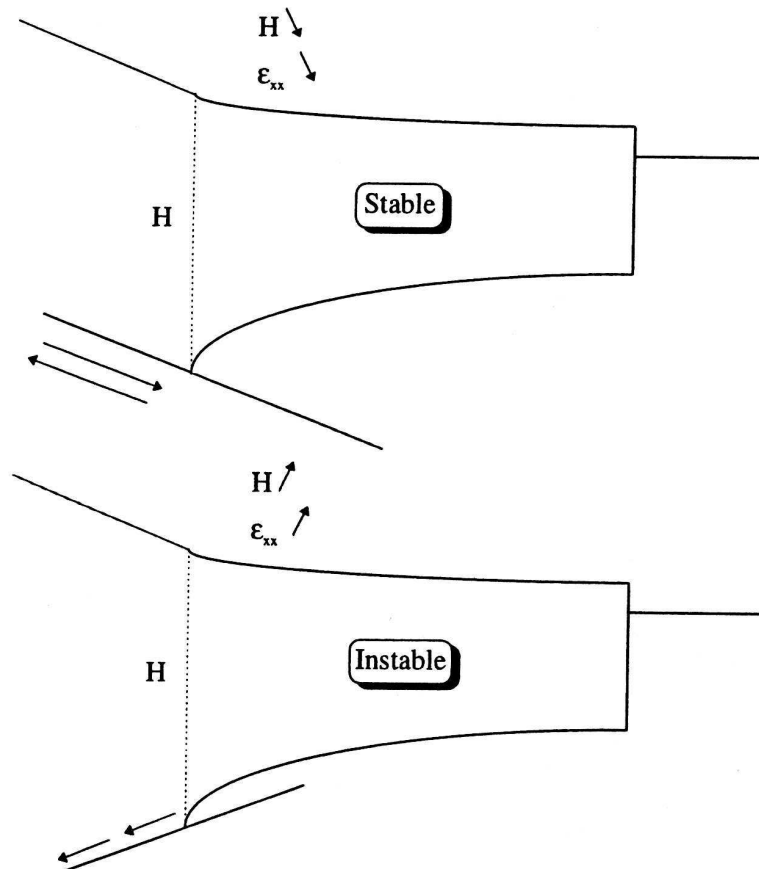


FIG. 3.17 – Mécanisme d'instabilité des calottes marines d'après Weertman (1974). Lorsque le socle s'enfonce vers le centre de la calotte, celle-ci devient instable à cause de l'augmentation de l'épaisseur de glace au niveau de la ligne d'échouage, ce qui entraîne une hausse du taux de déformation.

Dès que la calotte flotte, la forte fusion basale provoque une diminution d'épaisseur de l'ice-shelf. L'ice-shelf, lorsqu'il est assez épais et qu'il est confiné dans une baie, ralentit l'écoulement en amont par effet d'arc-boutant. Lorsque l'épaisseur de l'ice-shelf diminue, l'effet d'arc-boutant n'est plus aussi efficace et l'écoulement de la partie posée s'accélère, ce qui provoque une diminution globale de l'épaisseur de glace en Antarctique de l'Ouest. Une fois le phénomène amorcé, celui-ci s'amplifie jusqu'à ce qu'un nouvel état d'équilibre soit atteint.

Ce sont tous ces mécanismes à l'origine de l'accélération de l'écoulement qui expliquent la rapidité de passage de l'état glaciaire à l'état interglaciaire. Les rétroactions de ces mécanismes sont schématisées sur la figure 3.18.

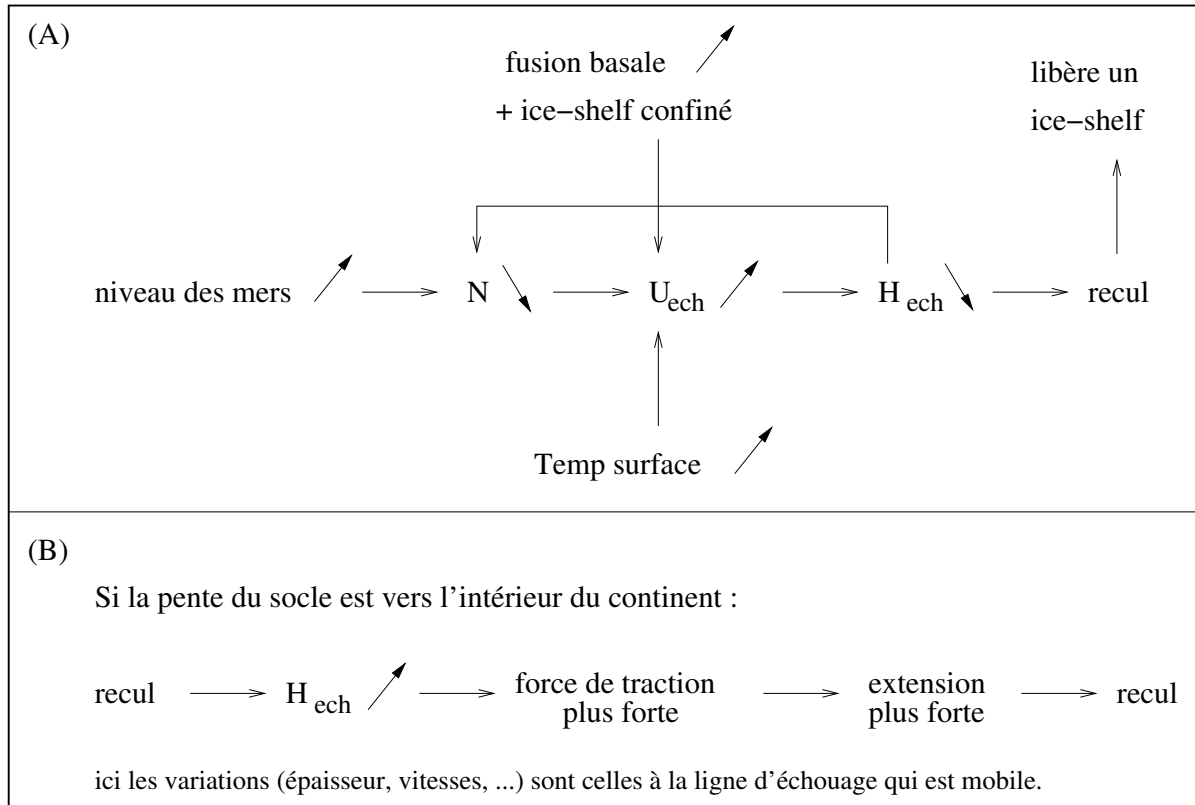


FIG. 3.18 – Schéma résumant les principales rétroactions qui entrent en jeu lors du recul de la ligne d'échouage.  $N$  est la pression effective,  $U_{ech}$  et  $H_{ech}$  sont respectivement la vitesse et l'épaisseur de glace en amont de la ligne d'échouage. (A) est un ensemble de rétroactions centrées sur les vitesses juste en amont de la ligne d'échouage. (B) est une instabilité liée à la géométrie du socle.

En Antarctique de l'Est, les différences entre la calotte en période glaciaire et la calotte en période interglaciaire sont minimales (cf. fig. 3.19). On peut noter une légère augmentation de l'altitude des dômes due à l'augmentation de l'accumulation mais celle-ci est à l'équilibre compensée par une légère augmentation de la vitesse d'écoulement de la glace. Cette légère accélération vient de l'augmentation de la température qui diminue légèrement la viscosité de la glace. La grande différence de comportement entre l'Antarctique de l'Est et l'Antarctique de l'Ouest vient du fait que dans sa partie Est, la calotte est posée sur un socle situé au-dessus du niveau de la mer, elle n'est donc pas affectée par le phénomène d'instabilité observé dans la calotte de l'Ouest.

## Coupe de l'Antarctique de l'Est Vitesses horizontales (m/an)

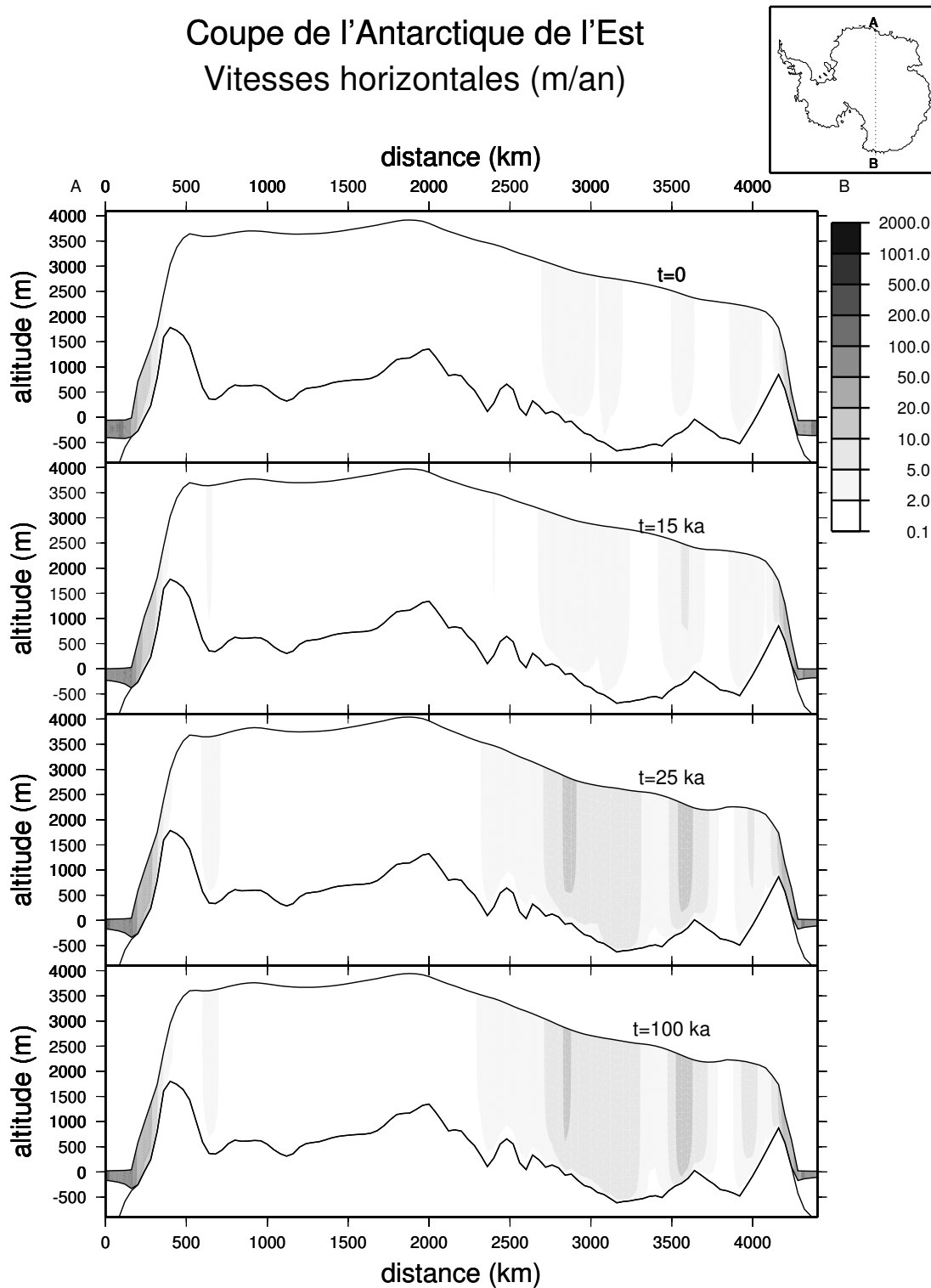


FIG. 3.19 – Coupe de l'Antarctique de l'Est à 0, 15, 25 et 100 000 ans lors d'une augmentation de la température, de la fusion basale et du niveau de la mer. La calotte de glace de l'Antarctique de l'Est étant posée sur un socle situé en grande partie au-dessus du niveau de la mer, elle ne présente pas l'instabilité observée en Antarctique de l'Ouest.

### 3.4.6 Augmentation du niveau de la mer à partir d'une calotte du DMG (expérience de déglaciation (e))

La calotte de glace initiale de l'état glaciaire que nous avons utilisée est très englacée. Elle est beaucoup plus épaisse sur les bords qu'une calotte de type glaciaire obtenue lors

des expériences avec un forçage climatique réaliste de type cycles glaciaire-interglaciaire. Le volume important de la calotte initiale utilisée précédemment vient du fait que nous souhaitons avoir une calotte en équilibre avec les conditions climatiques initiales pour faire nos expériences.

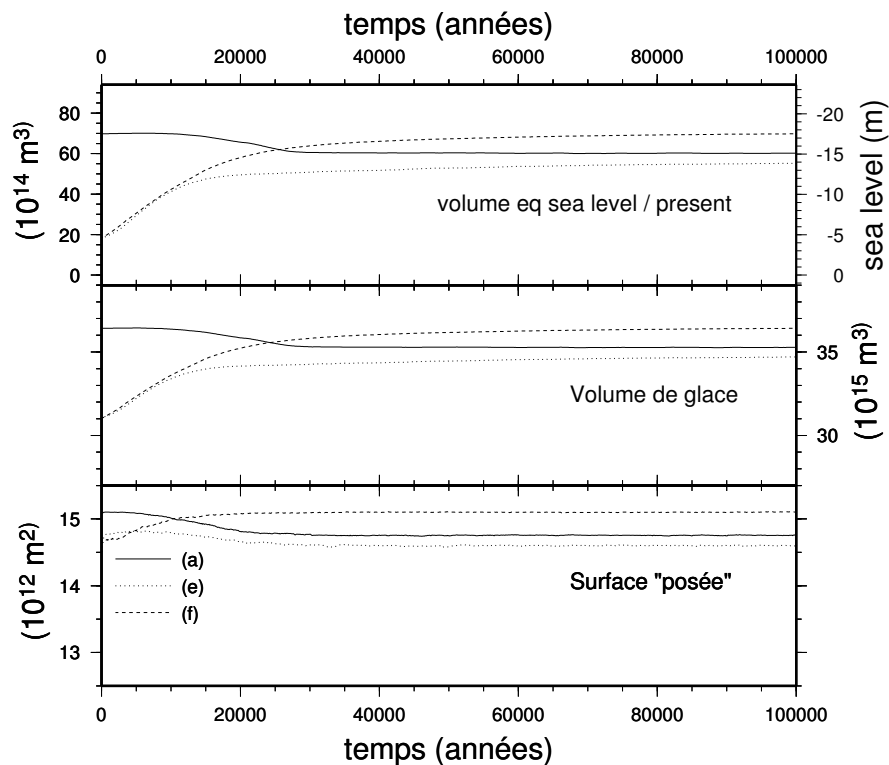


FIG. 3.20 – Evolution du volume et de la surface de la calotte de glace lors des tests de déglaciation : (a) Evolution de la calotte de glace lors d’une augmentation du niveau de la mer (présentée pour rappel). (e) Evolution de la calotte de glace lors d’une augmentation du niveau de la mer à partir d’une calotte du DMG. (f) Evolution de la calotte de glace depuis le DMG jusqu’à l’état d’équilibre avec les conditions glaciaires.

Afin de savoir si c’est le très grand volume de la calotte initiale qui est responsable des difficultés rencontrées dans les tests précédents pour faire reculer la ligne d’échouage, nous avons fait une expérience en partant de la calotte à 20 000 ans BP obtenue lors d’une simulation couvrant quatre cycles glaciaires-interglaciaires (cf. fig. 3.12). Le volume de la calotte de glace initiale est beaucoup plus faible que pour les autres expériences (cf. fig.(c) 3.20). Par contre la calotte initiale n’est pas en équilibre avec les conditions climatiques de départ. L’expérience est similaire à (a) et consiste à relever le niveau des mers sans changer la température.

La surface de glace posée diminue très légèrement pendant le début de l’expérience puis se stabilise à un niveau qui reste très élevé (cf. fig.(e) 3.20). Le volume augmente lui très rapidement puis se stabilise après 20 000 ans à un peu moins de  $35 \cdot 10^{15} \text{ m}^3$ . Il suit pendant les 10 premiers milliers d’années de l’expérience la même évolution que lorsqu’on

laisse les conditions climatiques constantes (cf. fig(e) et (f) 3.20).

Cette expérience confirme les résultats déjà obtenus (cf. § 3.4.2). On peut donc en conclure que la hausse du niveau de la mer (même en incluant la rétroaction positive liée à la diminution de la pression effective) ne permet pas seule, un recul significatif de la ligne d'échouage de la glace.

## 3.5 Dépendance avec la durée du changement climatique

Après avoir vu l'influence des différents paramètres du modèle sur l'évolution de la calotte de glace Antarctique, nous avons étudié l'influence de la vitesse des transitions glaciaires-interglaciaires sur l'évolution de la calotte. Dans les expériences précédentes, l'évolution entre les conditions interglaciaires et les conditions glaciaires se faisait en 20 000 ans. Nous avons refait les mêmes expériences avec un passage pratiquement instantané à l'échelle de temps de l'évolution d'une calotte de glace (un an) des conditions interglaciaires aux conditions glaciaires. Les conditions initiales sont les mêmes que dans les expériences précédentes.

### 3.5.1 Expériences de glaciation

Les caractéristiques des expériences que nous avons effectuées sont résumées dans le tableau 3.3 et les résultats obtenus sont présentés dans la figure 3.21.

TAB. 3.3 – Tableau récapitulatif des différents tests de glaciation. La particularité de ces expériences par rapport à celles du paragraphe 3.3 est d'avoir un passage des conditions interglaciaires aux conditions glaciaires très rapide (1 an).

expérience	variation du niveau de la mer (m)	variation de la température (°C)	variation de la fusion basale sous les ice-shelves
(a) seulement niveau des mers	-100	0	aucune
(b) seulement température et fusion	0	-10	proportionnellement à la température
(c) tous les paramètres réunis	-100	-10	proportionnellement à la température

Les résultats sont dans l'ensemble assez proche de ce que nous avons obtenu avec une transition plus longue. Par contre les temps de réaction sont plus courts : Pour arriver à

l'équilibre de la surface de glace posée dans les expériences (a, b et c) il faut respectivement de 13, 6 et 10 ka contre 27, 22 et 25 ka dans le cas d'un forçage sur 20 000 ans.

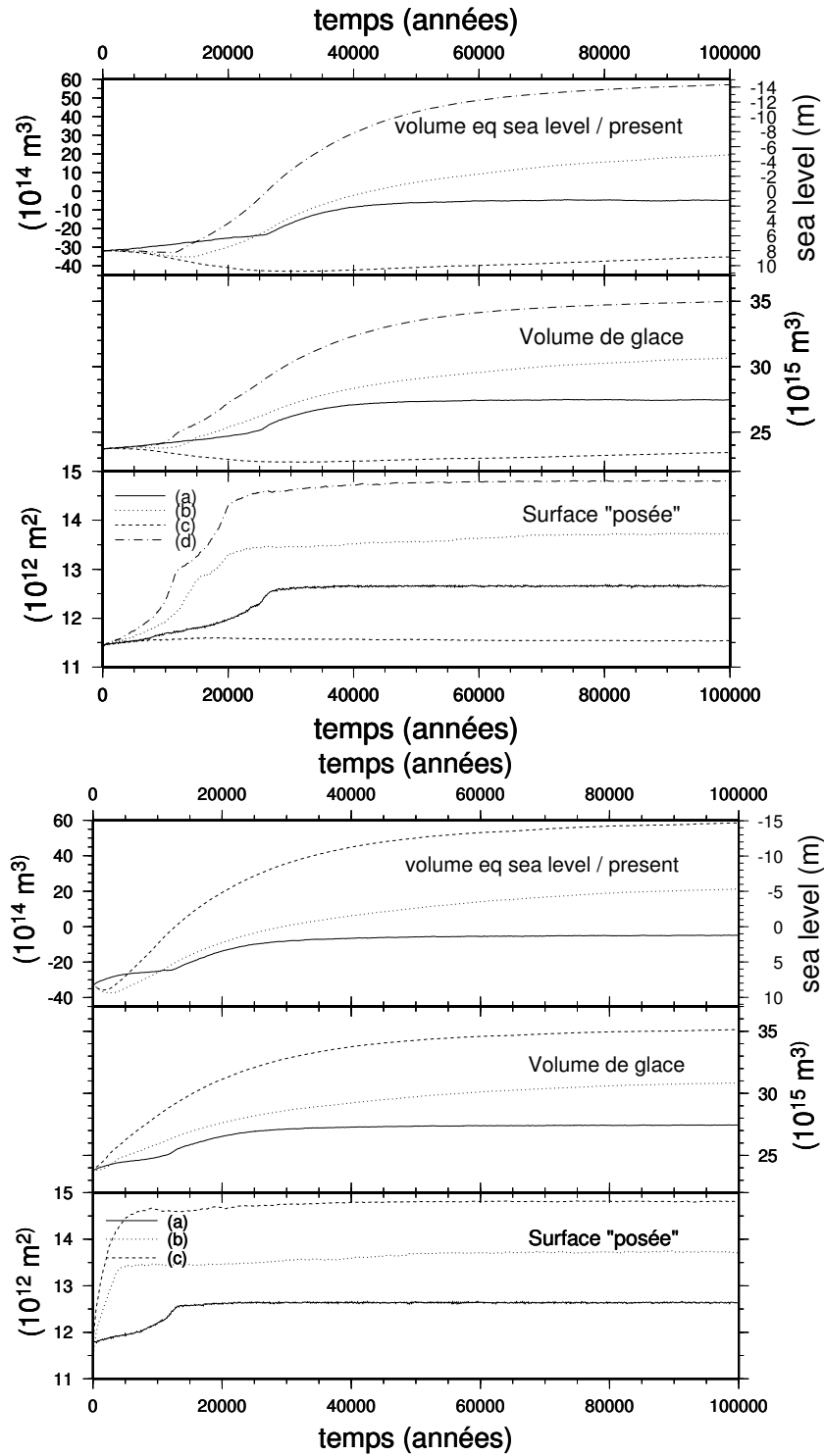


FIG. 3.21 – En haut : résultats des expériences d'englacement avec une transition de 20 000 ans présentés pour rappel. En bas : Evolution du volume et de la surface de la calotte de glace lors des tests de glaciation avec une variation brutale (en 1 an) des paramètres : (a) avec baisse du niveau de la mer, (b) avec baisse de la température et de la fusion basale, (c) avec baisse de la température, de la fusion basale et du niveau de la mer.

On peut remarquer que la durée de la transition ne s'ajoute pas complètement au temps de réaction de la calotte. En effet, lorsque la transition dure 20 000 ans, la réaction

de la calotte de glace débute avant la fin du forçage. En ce qui concerne le volume de glace de la calotte, l'augmentation est plus rapide en début d'expérience, par contre l'équilibre n'est pas atteint plus vite que dans le cas d'une transition plus lente. Il faut toujours environ 100 000 ans pour que le volume se stabilise (sauf dans le cas d'une baisse du niveau de la mer seule) lorsque l'on passe des conditions interglaciaires à des conditions glaciaires. Ceci s'explique par le fait que le taux d'augmentation de volume est limité par le taux d'accumulation. Le résultat final, que ce soit en terme de volume ou de surface de glace posée est pour les trois expériences équivalent à ce qui est obtenu lorsque le forçage est progressif sur 20 000 ans. Il n'est donc pas, lui non plus, influencé par la durée de la transition entre le climat glaciaire et le climat interglaciaire.

### 3.5.2 Expériences de déglaciation

Les caractéristiques des expériences sont présentées dans le tableau 3.4. Les résultats (cf. fig. 3.22) montrent que le temps de réaction de la surface posée est très faible. Dans le cas de l'augmentation du niveau de la mer, l'effet est instantané par simple application de l'équilibre hydrostatique, ce qui donne l'impression sur la figure 3.22 que la surface de glace posée initiale est plus faible. Dans le cas d'une augmentation de la température et de la fusion basale sous les ice-shelves, la diminution de la surface posée est un peu moins rapide mais le temps de réponse reste très faible : environ 3000 ans au lieu de 20 000 lorsque le forçage est plus lent.

TAB. 3.4 – Tableau récapitulatif des différents tests de déglaciation. La particularité de ces runs par rapport à ceux du paragraphe 3.4 est d'avoir un passage des conditions interglaciaires aux conditions glaciaires très rapide (1 an).

expérience	variation du niveau de la mer (m)	variation de la température (°C)	variation de la fusion basale sous les ice-shelves
(a) seulement niveau des mers	+100	0	aucune
(b) seulement température et fusion	0	+10	proportionnellement à la température
(c) tous les paramètres réunis	+100	+10	proportionnellement à la température

Lorsque tous les paramètres sont réunis, le temps de réaction est aussi nettement diminué : L'équilibre est atteint en 20 000 ans au lieu de 30 000. Dans les trois expériences, la diminution du volume de glace est aussi nettement accélérée puisqu'il faut respectivement 10 000, 17 000 et 20 000 ans pour parvenir à l'équilibre au lieu de 20 000, 20 000 et



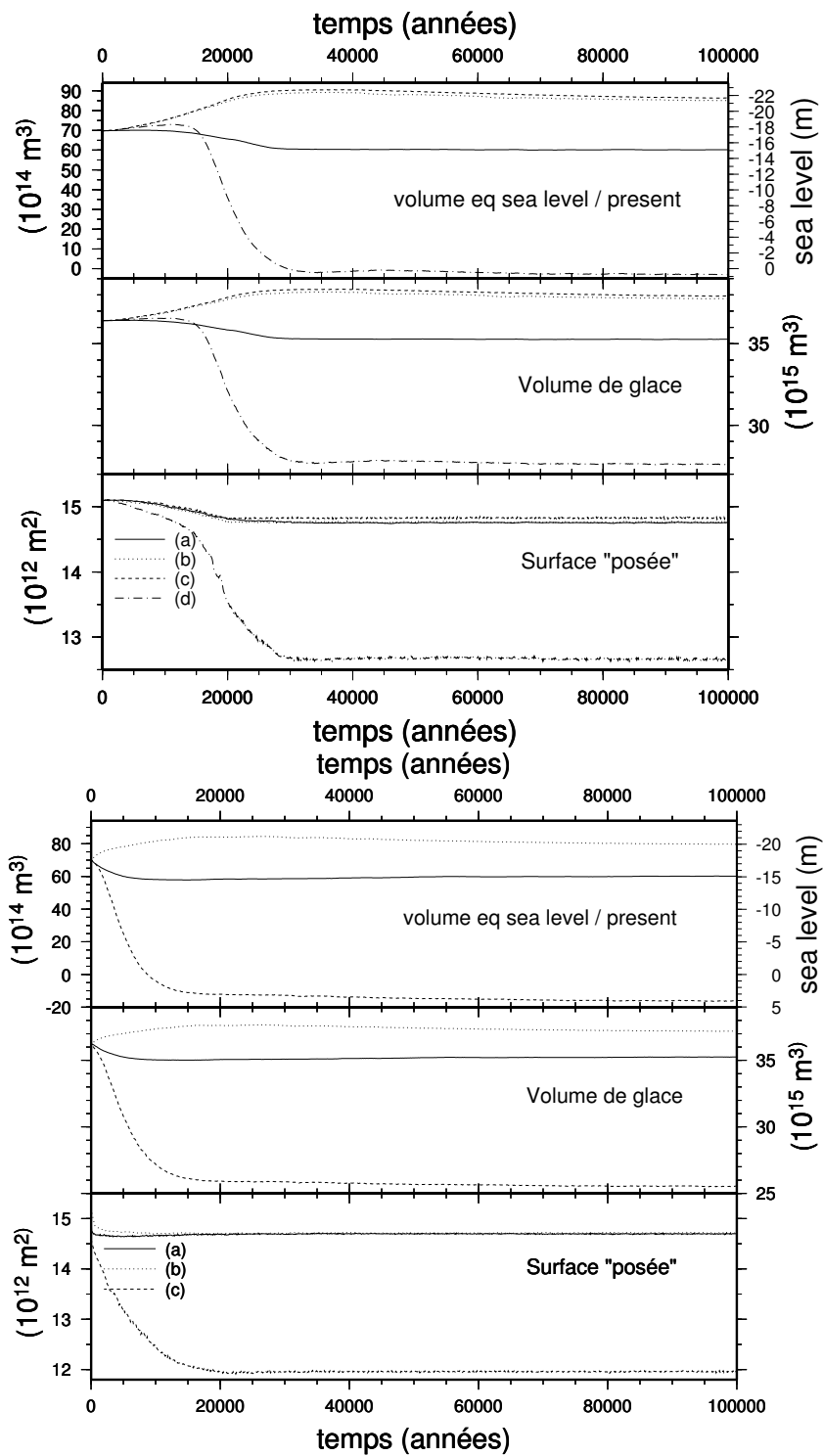


FIG. 3.22 – En haut : résultats des expériences de déglaciation avec une transition de 20 000 ans présentés pour rappel. En bas : Evolution du volume et de la surface de la calotte de glace lors des tests de déglaciation avec une variation brutale (en 1 an) des paramètres : (a) avec augmentation du niveau de la mer, (b) avec augmentation de la température et de la fusion basale, (c) avec augmentation de la température, de la fusion basale et du niveau de la mer.

30 000 ans pour les expériences avec une transition plus longue. Le résultat final est lui indépendant du temps de réaction sauf dans le cas où tous les paramètres sont réunis (expérience (c)). La calotte est alors beaucoup moins étendue ( $12.10^{12}$  m<sup>2</sup> au lieu de  $12,6.10^{12}$  m<sup>2</sup>) et moins volumineuse ( $24,3.10^{15}$  m<sup>3</sup> au lieu de  $27,7.10^{15}$  m<sup>3</sup>). L'explication tient au fait qu'une calotte épaisse a tendance à reculer moins vite. Lorsque le forçage climatique change brutalement, la surface posée diminue instantanément sous l'effet de la diminution brutale de la pression effective, ce qui a pour effet d'accélérer l'écoulement et donc de diminuer rapidement l'épaisseur de glace. Par contre, l'accumulation n'a le temps de jouer aucun rôle dans ce processus. Dans le cas d'une transition du climat plus lente, la calotte va rester plus épaisse à cause de l'accumulation (dont l'effet joue sur la durée) et donc le recul de la ligne d'échouage va être moins prononcé.

## 3.6 Réversibilité

Pour compléter cette étude, nous avons aussi voulu voir si les évolutions de la calotte de glace étaient réversibles ou non. Pour cela, nous sommes partis des résultats des expériences de 100 000 ans obtenus aux paragraphes 3.3.1 et 3.4.1. A partir de ces résultats, nous avons appliqué un forçage climatique de 200 000 ans composé d'un cycle glaciaire-interglaciaire. Un tel cycle a une durée double des cycles effectivement observés mais nous voulions tester des cycles pour lesquels l'état d'équilibre était quasiment atteint que ce soit en glaciaire ou interglaciaire. Cette expérience a été faite à partir de deux calottes différentes afin de voir l'influence de l'état initial de la calotte de glace sur son évolution ultérieure.

La première expérience démarre à partir de la calotte à l'équilibre avec les conditions glaciaires, on impose donc des conditions interglaciaires suivies d'un retour aux conditions glaciaires initiales (cf. fig. 3.23). Les résultats obtenus montrent que l'on revient à une calotte très proche de la calotte initiale. Son volume et sa surface posée sont tout de même un petit peu plus élevés que ceux de la calotte initiale mais l'état d'équilibre ne semble pas encore être atteint à la fin de l'expérience. La courbe d'évolution du volume de la calotte montre très bien la rapidité de la déglaciation (l'océan dans lequel fond la glace est un puits sans fond) par rapport à la lente augmentation du volume lors de l'englacement qui est, elle, limitée par le taux d'accumulation.

La deuxième expérience débute à partir d'une calotte en équilibre avec les conditions actuelles. Le forçage climatique passe donc successivement par des conditions glaciaires

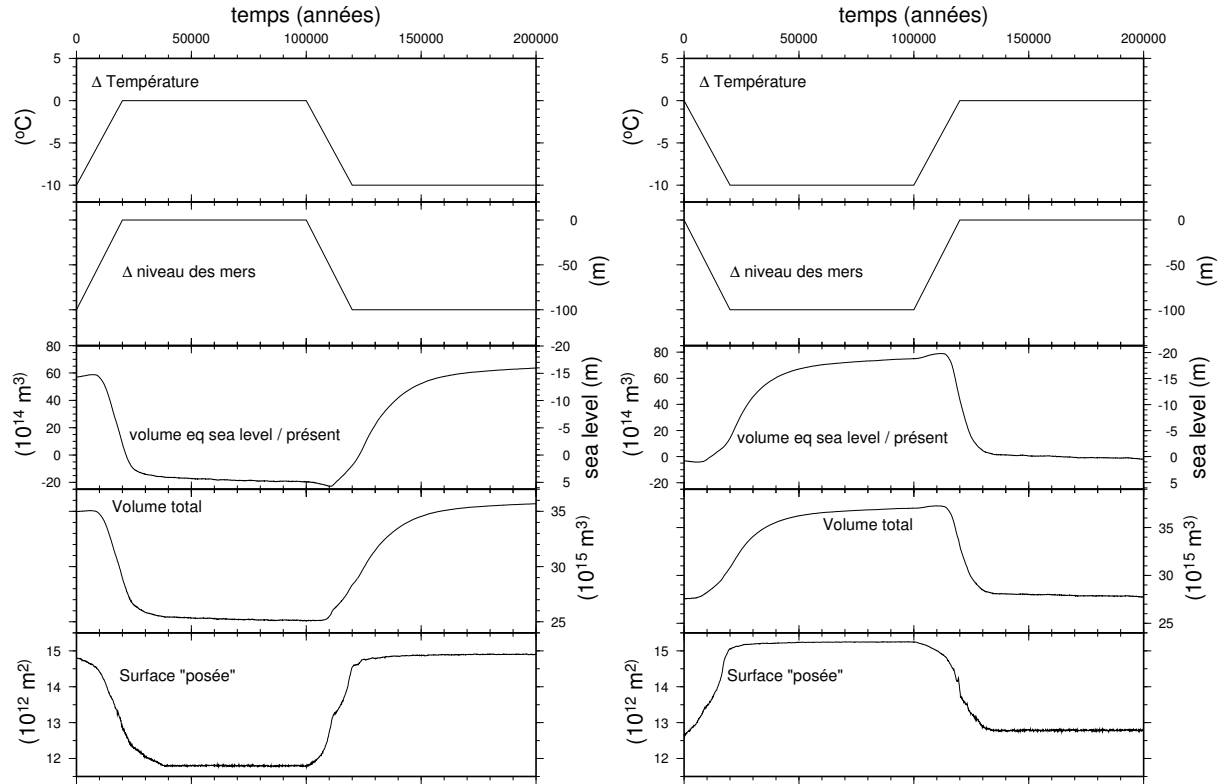


FIG. 3.23 – Test de réversibilité. A gauche, forçage et évolution de la calotte de glace lors d'un déglaciation suivi d'un englacement. A droite, forçage et évolution de la calotte de glace lors d'un englacement suivi d'un déglaciation. Noter par exemple que l'état interglaciaire est sensiblement plus déglacé dans la première expérience (à gauche).

puis revient ensuite à des conditions interglaciaires. Comme pour l'expérience précédente, on obtient un état proche de l'état initial. Par contre, la déglaciation étant plus rapide que l'englacement, après les 200 000 ans de l'expérience, on est ici à l'équilibre.

Dans les deux expériences, on retrouve, après un cycle glaciation-déglaciation ou inversement, un état proche de l'état initial de la calotte (obtenu avec les mêmes conditions climatiques). Par contre, on remarque d'après ces résultats que l'état initial de la calotte a une grande influence sur les résultats obtenus par la suite. L'amplitude de variation du volume de glace et de la surface posée est la même dans les deux cas (environ  $10 \cdot 10^{15}$  m<sup>3</sup> et  $3 \cdot 10^{12}$  m<sup>2</sup>) mais les états glaciaires et interglaciaires dépendent de l'état initial de la calotte. Ainsi, il y a un écart de  $2,5 \cdot 10^{15}$  m<sup>3</sup> environ sur le volume de la calotte, qu'elle soit en état glaciaire ou interglaciaire, ce qui représente un écart de 5 mètres en équivalent au niveau de la mer. Cette expérience montre donc l'importance de la calotte de glace initiale utilisée lors des simulations. Nous estimons que ce résultat est lié à la caractéristique déjà mentionnée qui est que les grosses calottes reculent moins facilement et avancent plus aisément.

### 3.7 Conclusion

On a tout d'abord mis en évidence à travers ces expériences les grandes différences de comportement entre la calotte de l'Antarctique de l'Est très stable (dont la surface et le volume ne changent pratiquement pas car elle est posée sur un socle situé au-dessus du niveau de la mer) et l'Antarctique de l'Ouest, calotte marine avec un socle essentiellement situé sous le niveau de la mer, beaucoup plus instable.

Ces tests de sensibilité ont aussi permis de montrer l'importance des différents processus sur l'évolution de la calotte de glace Antarctique. Les expériences montrent toutes que le volume de la calotte est lié à sa surface posée. Une augmentation de la surface posée est toujours accompagnée d'une augmentation du volume de la calotte. On peut obtenir une augmentation du volume sans augmentation de la surface posée uniquement lors d'un accroissement de l'accumulation. Les variations de la température ont peu d'effet sur l'évolution de la calotte. On observe juste une variation de la température de la glace après plusieurs dizaines de milliers d'années, ce qui provoque une légère modification de la vitesse de l'écoulement. Les deux paramètres qui semblent très importants dans les mouvements de la ligne d'échouage sont le niveau de la mer et la fusion basale sous les ice-shelves. Lorsqu'il s'agit d'un englacement, l'effet de chacun de ces deux paramètres pris individuellement est suffisant pour faire avancer la ligne d'échouage et ils sont quasiment additifs. Par contre, le recul de la ligne d'échouage est beaucoup plus difficile à obtenir, il nécessite à la fois une augmentation du niveau de la mer et une augmentation de la fusion basale sous les ice-shelves. En effet, la ligne d'échouage n'arrive à reculer que grâce à des rétroactions positives impliquant la pression effective. Tous les mécanismes capables d'accélérer l'écoulement en amont de la ligne d'échouage (augmentation du niveau des mers, augmentation de la température de surface et augmentation de la fusion basale lorsque l'ice-shelf est confiné) et susceptibles de diminuer la pression effective par l'intermédiaire d'un amincissement de la glace vont donc participer à son recul. A côté des mécanismes physiques, nous avons également noté l'impact des caractéristiques géographiques telles que la pente du socle ou le confinement des ice-shelves dans les baies.

L'englacement et le déglacement s'opposent aussi en terme de durée. La déglaciation est un phénomène rapide dont le taux est gouverné par l'écoulement mais n'est pas limité en terme de conservation de la masse (vu par une calotte, l'océan est un puits sans fond). Seulement 20 000 ans sont nécessaires pour que le volume soit stabilisé lors d'une variation instantanée d'un climat glaciaire à un climat interglaciaire. A l'opposé, le taux

de croissance lors d'une glaciation est limitée par le taux d'accumulation et nécessite plus de 100 000 ans pour atteindre l'équilibre.

Les expériences avec une modification instantanée du forçage climatique ont permis de déterminer le temps de réaction de la calotte de glace Antarctique à chacun de ces paramètres, ce qui peut être utile pour les modèles conceptuels. On a vu aussi que la durée du forçage n'a pas d'influence sur l'état final de la calotte dans le cas d'un englacement. Par contre, un passage plus rapide des conditions glaciaires aux conditions interglaciaires accentue le déglacement. Ces expériences montrent donc encore une fois les différences de comportement de la calotte lors d'un englacement et d'un déglacement.

Enfin, les dernières expériences sur la réversibilité montrent qu'après un cycle glaciaire-interglaciaire, la calotte revient à un état très proche de l'état initial. Elles montrent aussi que l'état initial de la calotte a une influence sur les résultats obtenus. Il sera donc important de bien choisir la calotte initiale lors des simulations où l'on comparera la calotte modélisée avec les données actuelles.

# Chapitre 4

## Paramétrisation de la fusion basale sous les ice-shelves et application à l'évolution de la calotte Antarctique depuis l'Eemien

Les expériences de déglacement-englacement menées avec le modèle ayant montré que la fusion basale sous les ice-shelves est un des paramètres les plus importants du modèle, nous avons souhaité améliorer la paramétrisation de ce phénomène. Nous allons donc présenter ici les phénomènes physiques qui entrent en jeu dans la fusion basale puis nous verrons quelle paramétrisation a été adoptée dans le modèle. Nous présenterons ensuite les résultats d'une simulation de l'évolution de la calotte de glace Antarctique depuis l'Eemien dans laquelle nous avons utilisé cette nouvelle paramétrisation.

### 4.1 Interactions ice-shelf-océan

La fusion basale sous les ice-shelves est une caractéristique difficile à mesurer, et ce d'autant plus qu'on est loin du bord de l'ice-shelf. La valeur du taux de fusion moyen a été estimée à partir des mesures de salinité de l'eau de mer juste sur le front. Jacobs et al. (1996) ont ainsi calculé un taux de fusion moyen de 55 cm/an pour le Filchner-Ronne ice-shelf et de 22 cm/an pour le Ross ice-shelf. Selon eux, la valeur moyenne de la fusion basale sous les  $1,6 \cdot 10^6$  km<sup>2</sup> d'ice-shelves présents en Antarctique serait d'environ 40 cm/an mais elle est très variable spatialement et dans le temps.

- L'endroit où la fusion est la plus forte semble être dans les parties les plus profondes

des cavités situées sous les ice-shelves, là où les mesures directes ne sont pas disponibles et seraient très difficiles à acquérir. Dans des travaux récents, Rignot et Jacobs (2002) ont utilisé des mesures par interférométrie radar de la position de la ligne d'échouage, de la vitesse de la glace et de la topographie de la surface pour calculer le bilan de masse entre deux portes, l'une située à la ligne d'échouage et l'autre quelques kilomètres plus loin. Ils ont ainsi pu en déduire le taux de fusion basale à proximité de la ligne d'échouage. Ce travail a été effectué sur 23 glaciers. Les valeurs obtenues vont de moins de 4 m/an dans le Filchner-Ronne ice-shelf à plus de 40 m/an pour le glacier de Pine Island. La fusion basale au niveau de la ligne d'échouage est donc très nettement supérieure à la fusion moyenne sur toute la surface de l'ice-shelf. On peut alors se demander si de telles valeurs de fusion peuvent avoir une influence sur la dynamique de la calotte de glace. La réponse est non si l'ice-shelf n'est pas confiné, mais la ligne d'échouage étant souvent située dans le renforcement des baies, il est le plus souvent confiné à cet endroit. Les fortes valeurs de fusion basale mesurées ont donc probablement un impact sur l'écoulement en amont.

- Au centre des ice-shelves, des forages ont montré que la glace de regel pouvait constituer jusqu'à un tiers de l'épaisseur de glace. Il n'y a alors plus de fusion mais au contraire de l'accumulation par regel de l'eau de mer.
- Au bord des ice-shelves, la fusion semble plus élevée qu'en moyenne. D'après des mesures de profils de température dans la glace qui ont été comparées avec des profils calculés à l'équilibre, elle serait par exemple de 70 cm/an au front est du Ross ice-shelf (Thomas et MacAyeal, 1982).

Ces différentes valeurs peuvent s'expliquer par les interactions de l'ice-shelf avec l'eau de mer sur laquelle il flotte. Les ice-shelves possèdent des interactions à la fois avec l'océan et l'atmosphère. Avec l'atmosphère, les interactions sont les mêmes que pour la calotte posée. Par contre, les interactions avec l'océan leurs sont spécifiques. La circulation océanique sous les ice-shelves est en effet très particulière. A proximité de la ligne d'échouage (région que nous appellerons grounding zone), l'ice-shelf fond à sa base. Cette fusion basale est initiée par les marées qui perturbent la stratification naturelle de l'océan et apportent de ce fait de la chaleur à la base de l'ice-shelf (MacAyeal, 1984). L'eau douce ainsi formée, plus légère que l'eau salée environnante, remonte à une vitesse de dix centimètres par seconde environ le long de la base de l'ice-shelf (Jenkins, 1991). Ce panache d'eau douce, dévié vers la gauche par la force de Coriolis, échange masse, énergie et sel avec le milieu

environnant. Quand la densité de l'eau de fonte devient égale à celle de l'eau de mer, ce panache se sépare de la base de l'ice-shelf. Cette circulation particulière de l'eau sous les ice-shelves provoque de fortes différences de fusion basale suivant la zone de l'ice-shelf où l'on se situe (cf. fig. 4.1) et permet d'expliquer au moins qualitativement les observations :

- au niveau de la ligne d'échouage, la glace est encore très épaisse et le contact avec l'eau de mer se fait le plus souvent à une grande profondeur (supérieure à 1000 mètres). La fusion se fait par diffusion de la chaleur et du sel au niveau de l'interface glace-eau de mer (Jenkins et Bombosch, 1995) et dépend de l'écart entre le point de congélation de l'eau de mer et la température de l'eau. Or, ce point de congélation s'abaisse lorsque la profondeur s'accroît et, l'écart avec la température de l'eau apportée par les courants et les marées est donc d'autant plus fort que la profondeur est grande.
- au centre de l'ice-shelf, la fusion basale est très faible, nous avons vu qu'il est même possible d'y observer du regel. Ceci est dû au fait que l'eau en contact avec l'ice-shelf est mélangée avec l'eau de fusion venant de la ligne d'échouage, par conséquent elle est refroidie et de faible salinité.
- au front du shelf, la fusion est élevée car la glace est plus exposée au courant et à l'eau plus chaude de l'océan.

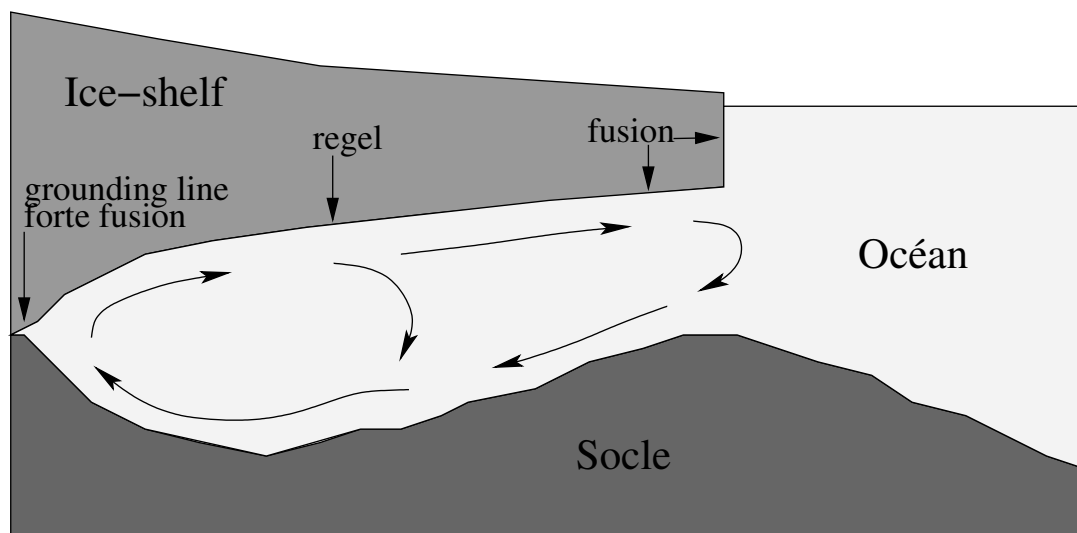


FIG. 4.1 – Schéma de la circulation océanique et des phénomènes de fonte-regel sous les ice-shelves.

Beckmann et Goosse (2002) proposent une paramétrisation de la fusion basale sous les ice-shelves déduite des résultats d'un modèle couplé glace de mer-océan-ice-shelf. Pour le Ronne-Filchner ice-shelf, les résultats obtenus reproduisent bien les observations et montrent une forte fusion basale au niveau de la ligne d'échouage, une zone de regel au



centre puis une augmentation de la fusion lorsque l'on se rapproche du front de l'ice-shelf (cf. fig. 4.2). Leur travail montre aussi que l'on peut séparer deux types d'ice-shelves en ce qui concerne la fusion basale :

- les grands ice-shelves (Ronne-Filchner et Ross) situés au fond de grandes baies loin du talus continental, où le taux de fusion basale moyen est assez faible (environ 0,4 m/an)
- les autres ice-shelves (Larsen, Brunt, Riiser-Larsen, Amery...) qui sont comparativement beaucoup plus petits, assez proches du talus continental et où le taux de fusion basale est plus élevé (entre 1,7 et 3,8 m/an en moyenne).

Les petits ice-shelves situés plus près du talus continental sont plus exposés au courant circumpolaire relativement chaud, ce qui expliquerait leur taux de fusion basale plus élevé. D'autant plus que dans ce cas, la ligne d'échouage est également très près du front.

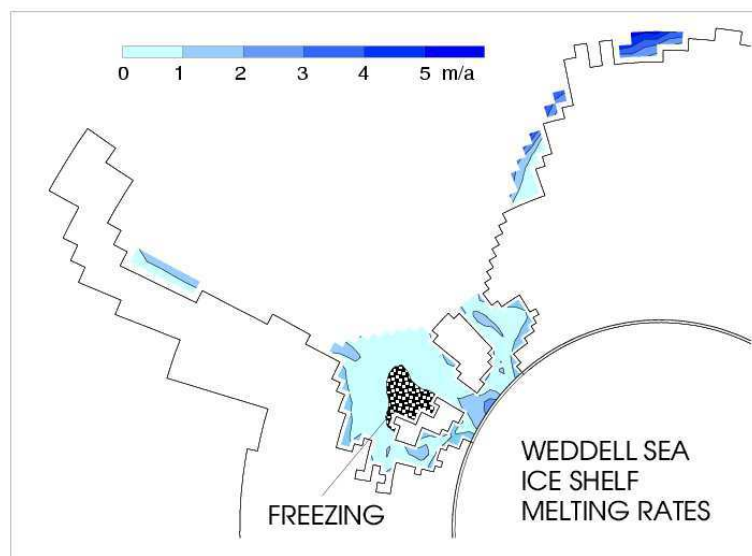


FIG. 4.2 – Fusion basale dans la région de la mer de Weddell d'après le modèle de Beckmann (Beckmann et Timmermann, 2001). La fusion basale est comprise entre 0 et 1 m/an sur la plus grande partie de l'ice-shelf. Au niveau de la ligne d'échouage elle est plus élevée : 1 à 2 m/an. Par contre, au centre de l'ice-shelf, on remarque une zone de regel.

## 4.2 Paramétrisation

Au vu de ces résultats et après discussion avec Aike Beckmann, nous avons modifié la paramétrisation de la fusion basale dans notre modèle de calotte de glace. Le modèle n'étant pas couplé avec un modèle d'océan, nous ne pouvons pas calculer les flux de chaleur apportés par l'océan sous les ice-shelves afin d'en déduire le taux de fusion basale. Par ailleurs, notre modèle étant utilisé sur de longues périodes, la position de la ligne

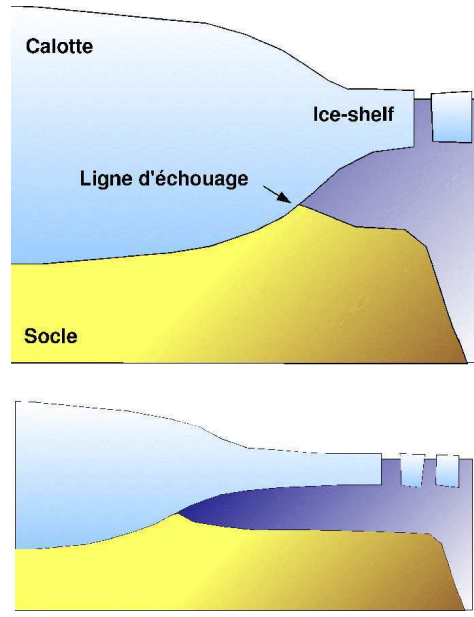


FIG. 4.3 – Position de l’ice-shelf et de la ligne d’échouage par rapport au talus continental : en haut, en période glaciaire, en bas en période interglaciaire. Lorsque l’ice-shelf s’étend jusqu’au talus continental, la fusion basale va être plus forte à cause de la proximité du courant circumpolaire.

d’échouage change beaucoup. On ne peut donc pas utiliser des valeurs de fusion fixes pour chaque point de la grille. Nous avons donc choisi de faire varier la fusion basale avec une fonction décroissante de la distance au talus continental.

$$b_{mshelf} = -1,1 + \exp\left(\frac{(520000 - disttalus)}{176963}\right) \quad (4.1)$$

où *disttalus* représente la distance en mètres qui sépare un point de la grille du talus continental.

Les valeurs utilisées pour paramétrer l’équation (eq. 4.1) ont été choisies de façon à être conformes aux résultats obtenus par Beckmann et Goosse (2002) et après quelques essais avec le modèle (cf. fig. 4.4). L’équation (eq. 4.1) est appliquée à tous les points de la grille situés sur le rebord continental. On a ainsi du regel (limité à 10 cm/an) pour tous les points situés à plus de 520 km du talus continental. Les points situés à moins de 200 km du talus continental ont une fusion de 5m/an.

Par contre, pour la ligne d’échouage où, nous l’avons vu, la fusion basale est particulièrement élevée, nous imposons une valeur différente :  $b_{mgrz} = 0,5$  m/an. Cette valeur peut paraître faible par rapport aux valeurs de fusion mesurées par Rignot et Jacobs (2002) mais elle tient compte du fait que la maille de notre modèle est de 40 km x 40 km. Les valeurs de fusion très élevées calculées à la ligne d’échouage ne s’appliquent en effet qu’à une très petite partie de l’ice-shelf, on ne peut donc pas utiliser de telles valeurs dans

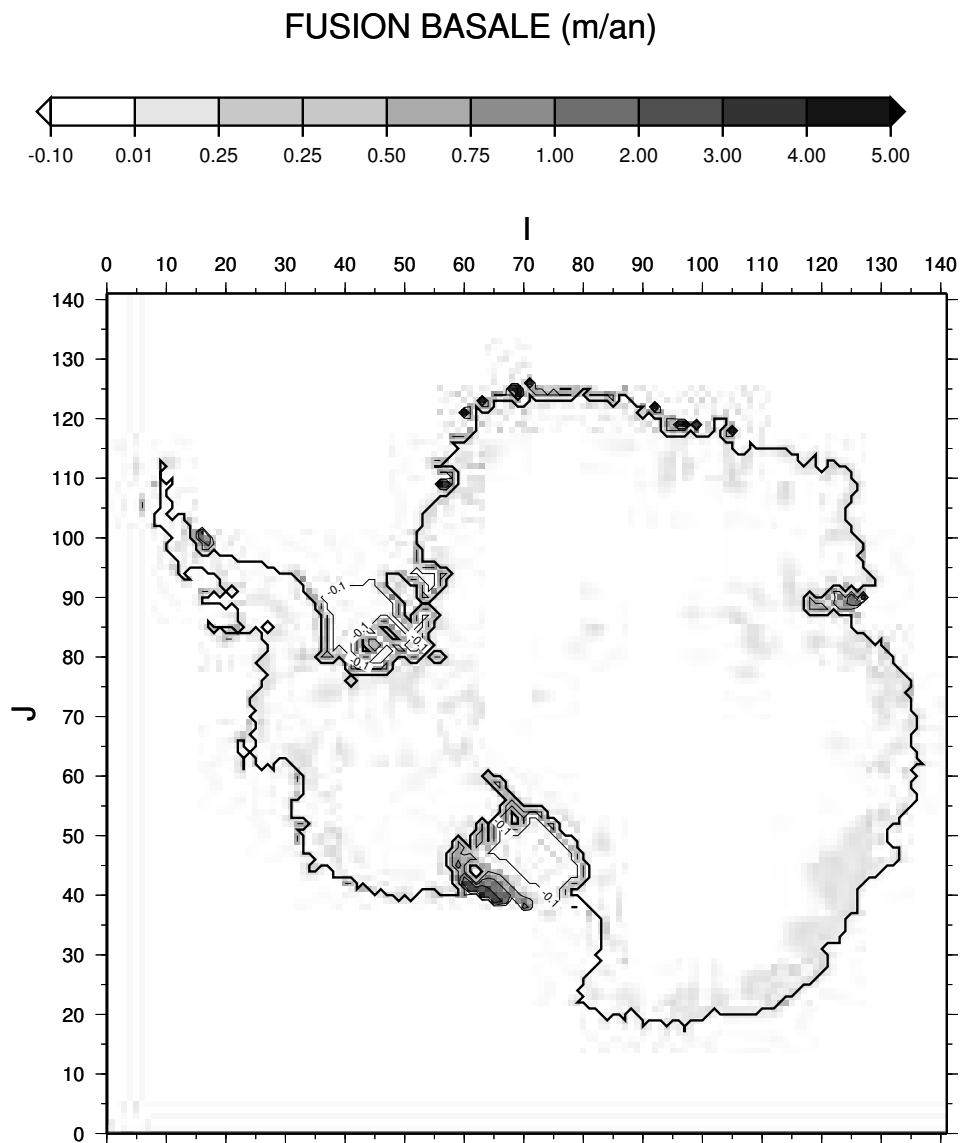


FIG. 4.4 – Fusion basale obtenue avec la paramétrisation de notre modèle. La fusion est de 50 cm/an au niveau de la ligne d'échouage. Au centre des ice-shelves de Ronne-Filchner et de Ross le regel est de 10 cm/an puis la fusion augmente en se rapprochant du talus continental.

La fusion basale varie spatialement mais aussi très probablement temporellement en fonction de la température de l'océan. Lors du dernier maximum glaciaire, des évidences montrent que la température de l'océan Austral était très proche du point de congélation (Duplessy et al., 2002), ce qui devait se traduire par une fusion sous les ice-shelves très faible, voire nulle. Afin de tenir compte de la diminution de la fusion basale qui a dû avoir lieu lors des périodes glaciaires, nous avons relié la fusion basale au forçage des températures de surface  $\Delta T_{clim}$ .

$$b_{melt} = \left(1 + \frac{\Delta T_{clim}}{7}\right) b_{mshelf} \quad (4.2)$$

La fusion basale est donc nulle lorsque  $\Delta T_{clim} \leq 7$  et est égale à  $b_{mshelf}$  lorsque

$\Delta T_{clim} = 0$ , c'est-à-dire pour les conditions de température actuelles. La même équation est appliquée pour la fusion basale au niveau de la ligne d'échouage.

Grâce à cette méthode de paramétrisation, les valeurs de fusion basale du modèle sont plus proches de celles mesurées (cf. fig. 4.4). Par exemple, le fait d'attribuer une valeur de fusion basale plus élevée aux points de la grille situés à la ligne d'échouage permet de tenir compte des observations. Enfin, cette paramétrisation reste pertinente tout au long de l'évolution de la calotte de glace.

## 4.3 Evolution de la calotte Antarctique depuis l'Eemien.

### 4.3.1 Pourquoi cette expérience ?

Cette expérience ressemble fortement à celles présentées dans Ritz et al. (2001) mais depuis cet article, de nombreuses modifications ont été faites dans le modèle. Nous allons les rappeler ici brièvement :

- Le modèle utilise dans cette expérience deux lois de déformations.
- La loi de frottement sous les ice-shelves est de type sédiment visqueux au lieu de plastique.
- Nous prenons maintenant en compte les contraintes et déformations longitudinales dans la chaleur de déformation.
- La fusion sous les ice-shelves varie spatialement.
- Le modèle actuel présente aussi de très nombreuses différences numériques avec celui de Ritz et al. (2001) puisqu'une bonne partie du code a été modifiée de façon à rendre le modèle plus modulaire. Parmi ces différences numériques, il en est une qui s'est avérée très importante, elle porte sur le pas de temps long (DTT). Dans Ritz et al. (2001), le pas de temps long était de 50 ans. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 2, ce pas de temps définit la durée écoulée entre deux appels au calcul des vitesses de l'ice-shelf (en temps simulé). Or, je me suis aperçu que ces appels étaient trop espacés, ce qui introduisait un biais qui facilitait le recul de la ligne d'échouage. J'ai donc testé systématiquement l'influence de ce pas de temps dans de nombreuses expériences pour aboutir à une valeur optimum de 20 ans.

En raison de ces nombreuses modifications, il était indispensable de refaire une expérience "4 cycles" qui est en quelque sorte l'expérience de validation typique puisqu'elle

permet de comparer géométrie modélisée et observée. Au passage, nous n'obtenons pas exactement les mêmes résultats, même si les conclusions qualitatives de Ritz et al. (2001) sont conservées. Nous mentionnerons au fur et à mesure en quoi nos nouveaux résultats diffèrent des anciens.

### 4.3.2 Paramètres du modèle

Pour cette expérience, nous avons utilisé les températures déduites de l'étude de la carotte de Vostok (Petit et al., 1999). Les variations du niveau de la mer sont calculées à partir des enregistrements benthiques, courbes proposées par Bassinot et al. (1994). L'état initial est l'état actuel mais l'expérience a été faite sur les quatre derniers cycles glaciaires-interglaciaires. Même si nous ne nous intéressons ici qu'au dernier cycle, les trois premiers cycles laissent le temps aux températures de s'équilibrer dans la glace, tout en tenant compte des variations climatiques qui précèdent. Pour la fusion basale, nous avons utilisé la nouvelle paramétrisation présentée au paragraphe 4.2. Les cartes de surface, de socle et d'épaisseur de glace fournies au modèle lors de son initialisation sont celles de BEDMAP.

### 4.3.3 Résultats obtenus

La figure 4.5 représente l'évolution du volume et de la surface posée de la calotte de glace pour les derniers 130 000 ans. La variation de volume exprimée en niveau des mers permet d'évaluer l'impact de la calotte Antarctique sur les variations globales du niveau des mers. A  $t=0$ , c'est-à-dire pour le présent, le volume en équivalent niveau des mers n'est pas égal à 0 car le volume modélisé pour l'actuel est un peu supérieur au volume observé. Les variations de volume entre l'état glaciaire et l'état interglaciaire sont de presque  $7.10^{15}m^3$ . Cela correspond à une variation du niveau de la mer de 13 mètres. Dans Ritz et al. (2001), la variation de volume entre l'état glaciaire et interglaciaire est beaucoup plus faible :  $4.10^{15}m^3$ . La contribution à la variation du niveau des mers est donc aussi moins importante que ce que nous obtenons actuellement : 5,9 mètres entre le dernier maximum glaciaire et l'actuel. Ces différences de résultats viennent essentiellement de la modification de la loi de frottement sous les ice-streams. L'ancienne loi utilisée dans Ritz et al. (2001) avait une approche plus physique, puisqu'elle correspondait à un sédiment au comportement plastique, proche de ce qui est suggéré par Tulaczyk et al. (2000). Mais cette loi posait des problèmes numériques, qui ont été résolus grâce à l'utilisation de la

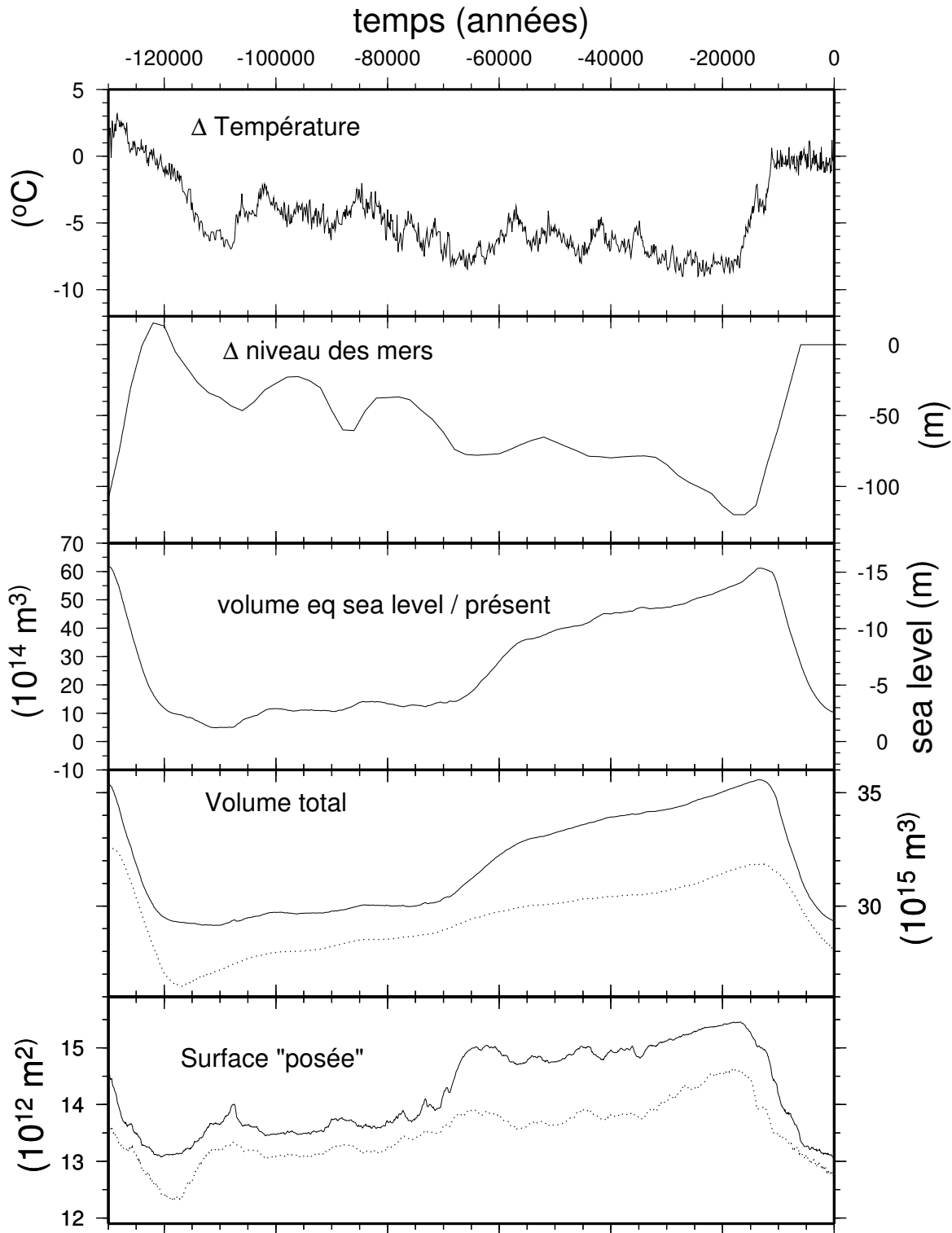


FIG. 4.5 – Evolution de la calotte de glace depuis 130 000 ans BP. Les deux graphiques du haut représentent les forçages utilisés. En-dessous figurent les résultats du modèle : effet sur le niveau des mers, volume de glace et surface de glace posée. En traits pleins sont représentés les résultats du modèle actuel et en pointillés les résultats présentés dans Ritz et al. (2001). La calotte obtenue avec le modèle actuel est un peu plus grosse mais c'est surtout l'écart entre le volume en période glaciaire et interglaciaire qui s'est accru.

nouvelle loi de frottement de type MacAyeal. Le frottement, avec cette nouvelle loi, est un peu plus fort qu'avec l'ancienne. En effet, si l'on diminue trop sa valeur, le recul du côté

du Ronne-Filchner ice-shelf est encore plus difficile à obtenir. On obtient donc finalement une calotte un peu plus épaisse, particulièrement en conditions glaciaires.

La calotte de glace Antarctique atteint son extension maximale vers 16 ka BP. Le volume maximum, lui, n'est atteint que vers 13 ka BP. Le retrait de la ligne d'échouage et la diminution du volume de glace sont ensuite continus jusqu'à maintenant. Dans nos expériences, la calotte de glace n'est pas encore en équilibre avec les conditions actuelles et si l'on prolonge l'expérience avec les conditions actuelles, le volume de glace continue de diminuer en Antarctique de l'Ouest. Ce retrait tardif de la glace est caractéristique de l'Antarctique et représente une grande différence avec l'hémisphère nord où le retrait s'est effectué plus tôt.

#### 4.3.3.1 Minimum glaciaire de l'Eemien

La figure 4.5 montre que le dernier minimum glaciaire, en terme de surface posée, en Antarctique date de l'Eemien (120 ka BP), lors de la dernière période interglaciaire. La topographie de la calotte de glace était alors très proche de celle obtenue pour le présent (cf. fig. 4.6). Le volume atteint son minimum plus tard vers 112 ka BP. La calotte est alors plus petite que celle obtenue pour le présent, ce qui correspond à une différence de 1,6 mètres du niveau de la mer.

Ce décalage entre la surface posée minimale et le volume minimum vient du fait qu'à partir de 115 ka BP la diminution de l'accumulation provoquée par la forte baisse des températures fait décroître le volume, alors que la ligne d'échouage commence à avancer. Pour la même époque, la calotte simulée dans Ritz et al. (2001) est plus petite ( $26,4 \cdot 10^{15} \text{m}^3$  au lieu de  $29 \cdot 10^{15} \text{m}^3$ ) avec une ligne d'échouage nettement plus reculée en Antarctique de l'Ouest (cf. fig. 4.7).

La croissance de la calotte après l'Eemien est très lente, elle ne démarre réellement qu'à partir de 80 ka BP, lorsque le niveau de la mer a déjà diminué de plus de 40 mètres. La ligne d'échouage avance alors très rapidement en Antarctique de l'Ouest, tout d'abord dans le bassin de la mer de Weddell. Cette avancée de la ligne d'échouage provoque un fort ralentissement de l'écoulement dans les régions qui viennent de se poser, ce qui conduit à une augmentation relativement rapide du volume de la calotte. L'avancée de la ligne d'échouage dans la mer de Ross est plus tardive (à partir de 70 ka BP). L'épaisseur d'eau libre sous l'ice-shelf est ici plus importante et la pente du fond est orientée vers l'extérieur, ce qui rend la progression de la ligne d'échouage plus lente.

# Altitude de la surface (m)

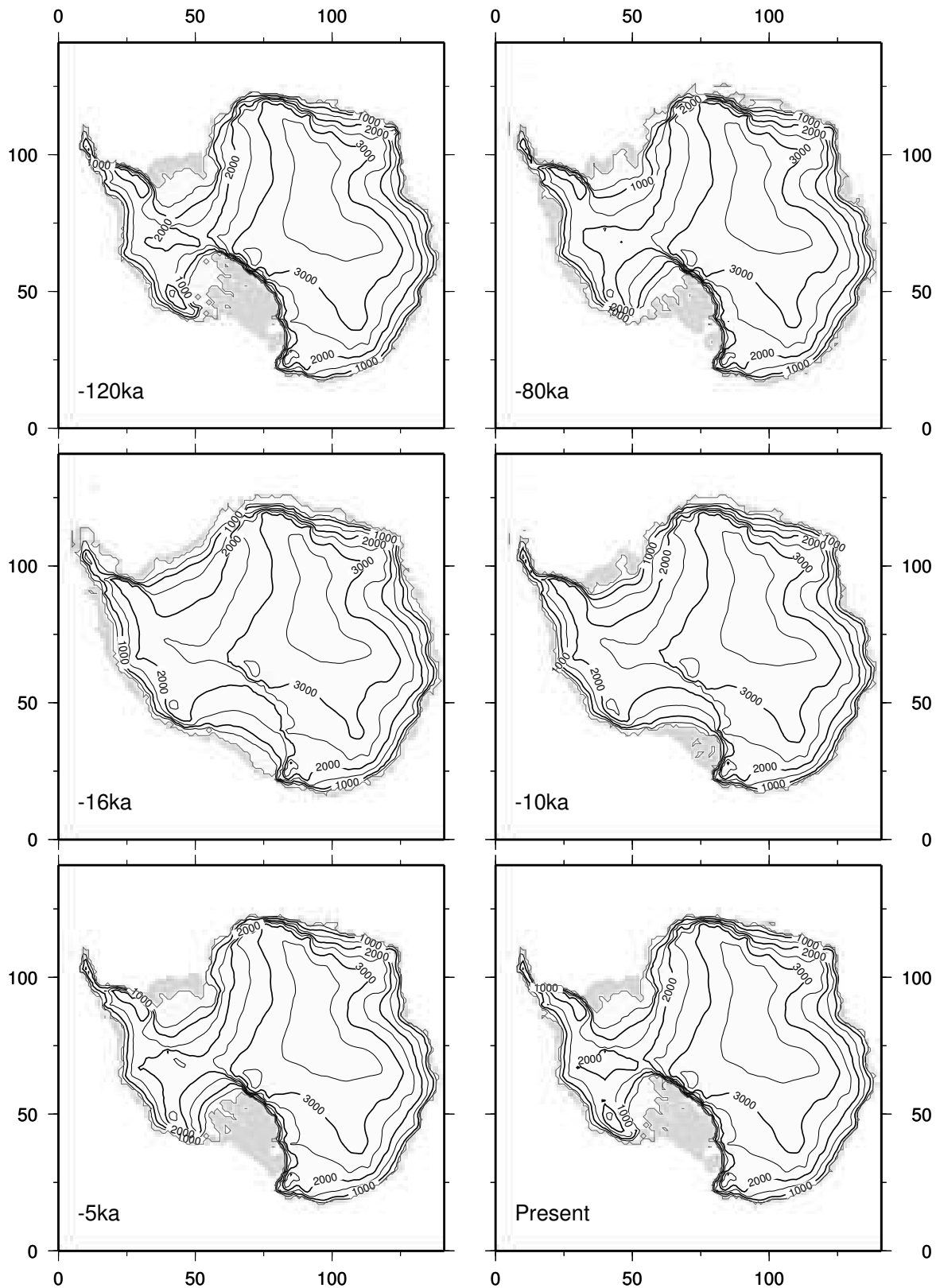


FIG. 4.6 – Altitude de la surface de la calotte de glace Antarctique lors du dernier cycle glaciaire. En gris apparaissent les ice-shelves dont l'épaisseur est supérieure à 250 mètres et en plus clair la glace posée. En haut à gauche, la calotte à l'Eemien (120 ka BP). En haut à droite la calotte à 80 ka BP au début de son englacement. Au milieu à gauche, la calotte lors du dernier maximum glaciaire à 16 ka BP. Au milieu à droite (10 ka BP) et en bas à gauche (5 ka BP), la calotte lors du déglacement qui s'est opéré à l'holocène. En bas à droite, la calotte obtenue pour la période actuelle.



## Altitude de la surface (m)

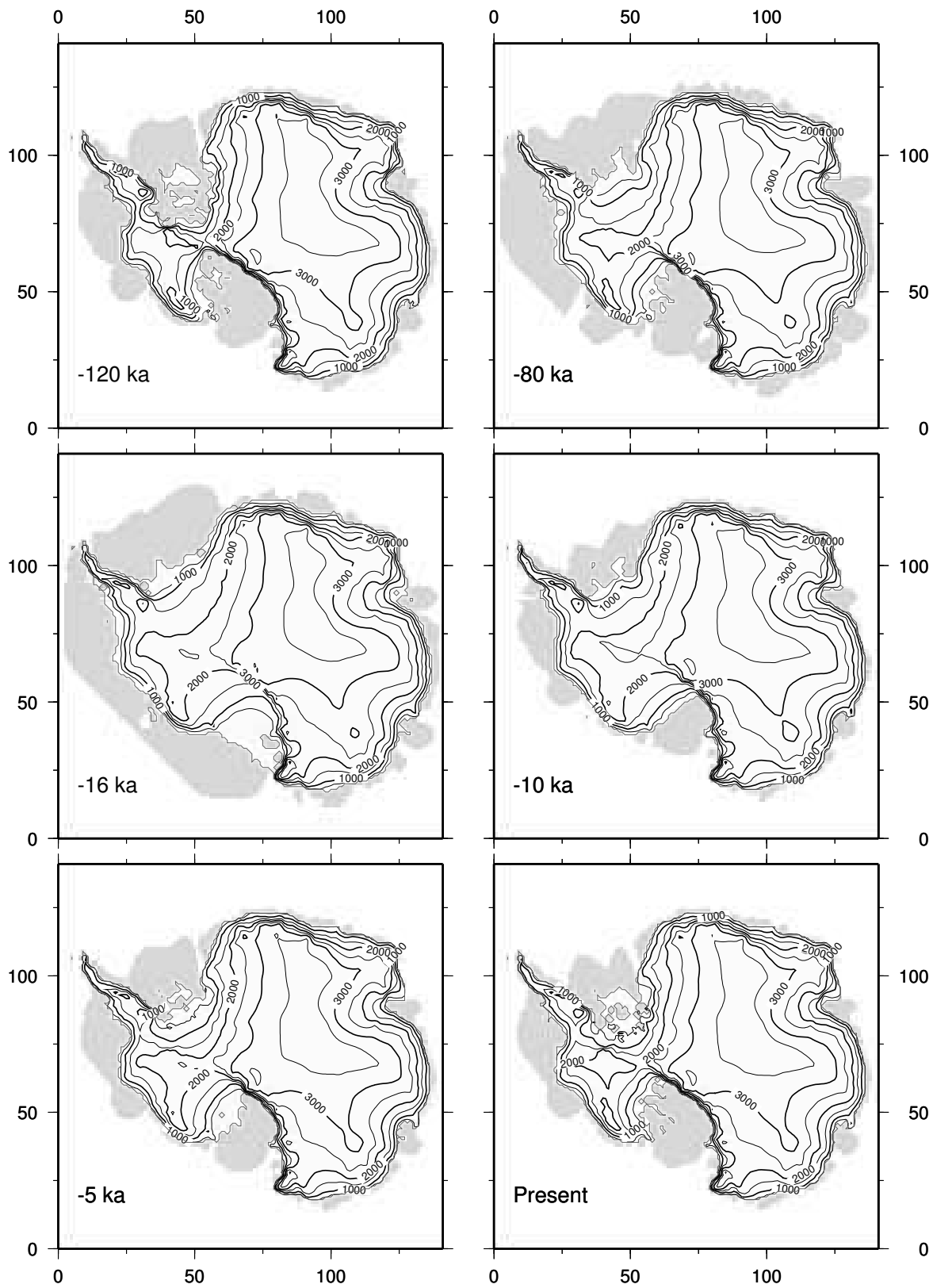


FIG. 4.7 – Résultats obtenus dans Ritz et al. (2001). La calotte de glace est beaucoup plus déglacée que celle que nous obtenons maintenant, particulièrement à l'Emien et au dernier maximum glaciaire.

#### 4.3.3.2 Dernier Maximum Glaciaire

Vers 16 ka BP, la calotte de glace atteint une extension maximale, elle occupe alors presque toute la surface du talus continental (cf. fig. 4.6). A ce stade, la calotte recouvre une surface de  $15,4 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$  et retient  $35,6 \cdot 10^{15} \text{ m}^3$  de glace, ce qui représente une augmentation de 35 % du volume et de 25 % de la surface posée par rapport à la calotte actuelle. Cela correspond à une diminution du niveau de la mer de 15,7 mètres par rapport au niveau actuel et à une baisse de 13,7 mètres par rapport à la calotte de glace modélisée pour le présent. On est donc très proche du résultat de Denton et Hugues (2002) qui obtiennent par une reconstruction à partir des données géologiques une diminution du niveau de la mer de 14 mètres. La plus grande partie de l'avancée de la ligne d'échouage se produit en Antarctique de l'Ouest, dans les mers de Weddell et de Ross, et autour de la péninsule Antarctique. En Antarctique de l'Est, le plus souvent, l'avancée de la ligne d'échouage est au maximum de 50 à 100 km. C'est le cas dans Dronning Maud Land car la calotte y recouvrait déjà au dernier inter-glaciaire (et occupe toujours actuellement) presque tout le plateau continental. Au dernier maximum glaciaire, la surface de la calotte était beaucoup plus élevée en Antarctique de l'Ouest qu'elle ne l'est actuellement. Elle dépassait alors les 2000 mètres d'altitude sur une très grande surface alors qu'actuellement, seules de faibles portions de l'Antarctique de l'Ouest dépassent cette altitude. Par contre, l'altitude au centre de la calotte de l'Antarctique de l'Est était plus faible qu'actuellement, de 50 à 100 mètres. Cela reflète les différences de comportement entre l'Antarctique de l'Ouest et l'Antarctique de l'Est. Le premier est particulièrement influencé par l'avancée de la ligne d'échouage alors que le second est plus influencé par la diminution du taux d'accumulation. La calotte au dernier maximum glaciaire dans Ritz et al. (2001) est nettement différente de celle que nous obtenons ici. La ligne d'échouage est dans les deux cas proche ou au niveau du talus continental, par contre, l'épaisseur de la calotte n'est pas du tout la même. Nous obtenons ici une calotte dont l'épaisseur augmente très vite (les bords sont assez raides) alors que dans Ritz et al. (2001) les bords de la calotte restent plats et peu épais, particulièrement dans la mer de Ross, ce qui conduit à un volume beaucoup moins important ( $32 \cdot 10^{15} \text{ m}^3$  au lieu de  $35,6 \cdot 10^{15} \text{ m}^3$ ).

#### 4.3.3.3 Retrait Holocène

La surface de la calotte diminue rapidement à partir de 15 ka BP alors que le volume ne commence à vraiment diminuer qu'à partir de 11 ka BP. Le début du retrait de la ligne d'échouage coïncide avec la rapide augmentation du niveau de la mer et de la température

(cf. fig. 4.5). Le délai qui sépare le début du retrait de la ligne d'échouage du moment où le volume commence à baisser s'explique par l'augmentation du taux d'accumulation qui accompagne la hausse des températures. Le volume peut ainsi augmenter pendant 4000 ans alors que la ligne d'échouage recule. Comme on l'a vu dans le chapitre 3, le recul de la ligne d'échouage est un phénomène beaucoup plus difficile à obtenir mais aussi beaucoup plus rapide que son avancée. Lorsque la ligne d'échouage recule, et que l'épaisseur de glace diminue, l'effet d'arc-bouttant de l'ice-shelf s'amenuise, ce qui provoque, par des rétroactions positives un emballement de la déglaciation. On peut aussi remarquer que le retrait de la ligne d'échouage ne se fait pas à la même vitesse dans la mer de Ross et dans la mer de Weddell. Vers 5000 ans BP, la ligne d'échouage est déjà à sa position actuelle dans le Ross ice-shelf alors qu'elle est encore trop avancée par rapport à la position réelle pour la période actuelle dans le Ronne-Filchner ice-shelf (cf. fig. 4.6).

Malgré la stabilisation du forçage climatique à partir de 6000 ans BP, le retrait de la ligne d'échouage et la diminution du volume se poursuivent. On a vu au § 3.4.5 que pour une hausse de la température de 10°C et du niveau de la mer de 100 mètres en 20 000 ans, c'est-à-dire une variation des conditions climatiques assez proche de celle enregistrée depuis 20 ka BP, il fallait 30 000 ans à la calotte Antarctique pour se déglacer et être en équilibre avec les conditions actuelles. On peut donc estimer que la calotte est encore loin de l'équilibre avec les conditions actuelles vers 6000 ans BP, ce qui explique que la déglaciation se poursuive jusqu'à maintenant.

La calotte de glace obtenue pour le présent est assez proche de la calotte réelle, particulièrement en Antarctique de l'Est. En Antarctique de l'Ouest, les différences sont plus marquées. La position de la ligne d'échouage est relativement exacte du côté du Ross ice-shelf alors que du côté du Ronne-Filchner, elle est encore beaucoup trop avancée (au niveau de l'île de Berkner). C'est essentiellement cette différence qui explique le volume trop important de la calotte obtenue par rapport au volume réel actuel de l'Antarctique. La surface occupée par les ice-shelves d'épaisseur supérieure à 250 mètres semble assez proche de ce qui est observé.

Le résultat obtenu pour le présent avec l'ancienne paramétrisation de la fusion basale (0,4 m/an sur toute la surface des ice-shelves pour le climat actuel) est présenté sur la figure 4.8. Le recul de la ligne d'échouage est alors trop prononcé dans la mer de Ross, alors que du côté du Ronne-Filchner ice-shelf, son recul n'est toujours pas suffisant. L'épaisseur de glace est aussi modifiée dans le centre de la calotte de l'Antarctique de l'Ouest et devient trop petite par rapport aux observations.

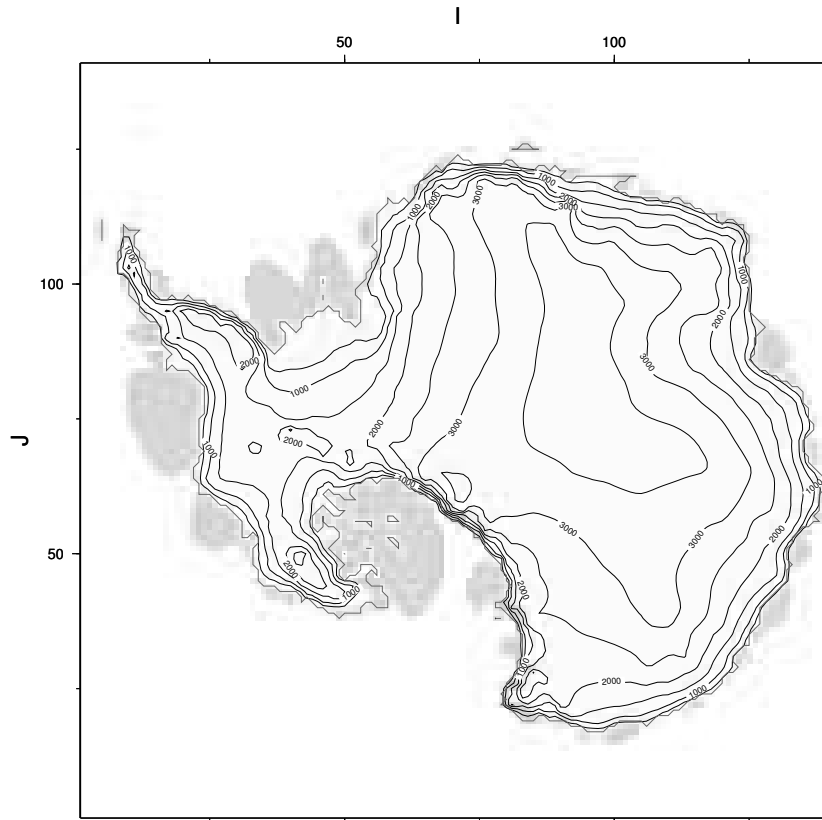


FIG. 4.8 – Altitude de la surface obtenue pour le présent avec l’ancienne paramétrisation de la fusion basale sous les ice-shelves. La ligne d’échouage est trop reculée du côté du Ross ice-shelf et l’épaisseur de glace est trop faible en Antarctique de l’Ouest.

La paramétrisation de la fusion basale adoptée semble donc assez satisfaisante puisqu’elle améliore à la fois la position de la ligne d’échouage et l’épaisseur de glace qui est plus proche des observations dans la partie posée mais aussi dans les ice-shelves. Nous ferons une comparaison plus détaillée des surfaces actuelles observées et modélisées dans le chapitre 6.

#### 4.3.4 Comparaison avec les données géologiques

D’après les évidences géologiques, la calotte de glace Antarctique était proche du talus continental lors du dernier maximum glaciaire (Anderson et al., 2002; Denton et Hugues, 2002) (l’article d’Anderson et al. (2002) sera ici cité à de nombreuses reprises car il fait un bilan des connaissances sur le sujet). Il apparaît aussi, d’après les données géologiques, que le retrait de la glace s’est effectué en Antarctique beaucoup plus tard que dans l’hémisphère nord. Le modèle est donc en accord avec les données de terrain de façon globale, mais nous allons voir plus en détail si les résultats que nous obtenons concordent avec ces données.

Parmi les reconstructions de la calotte de glace Antarctique, l'un des sujets les plus controversés concerne l'extension au dernier maximum glaciaire dans la baie de Ross. Les évidences géophysiques et sédimentaires permettent maintenant de penser que la ligne d'échouage au dernier maximum glaciaire était proche du talus continental dans la mer de Ross (Anderson et al., 2002), ce qui est en accord avec les résultats du modèle à 16 ka BP (cf. fig. 4.9). Les données de terrain montrent que, lors du recul Holocène, la ligne

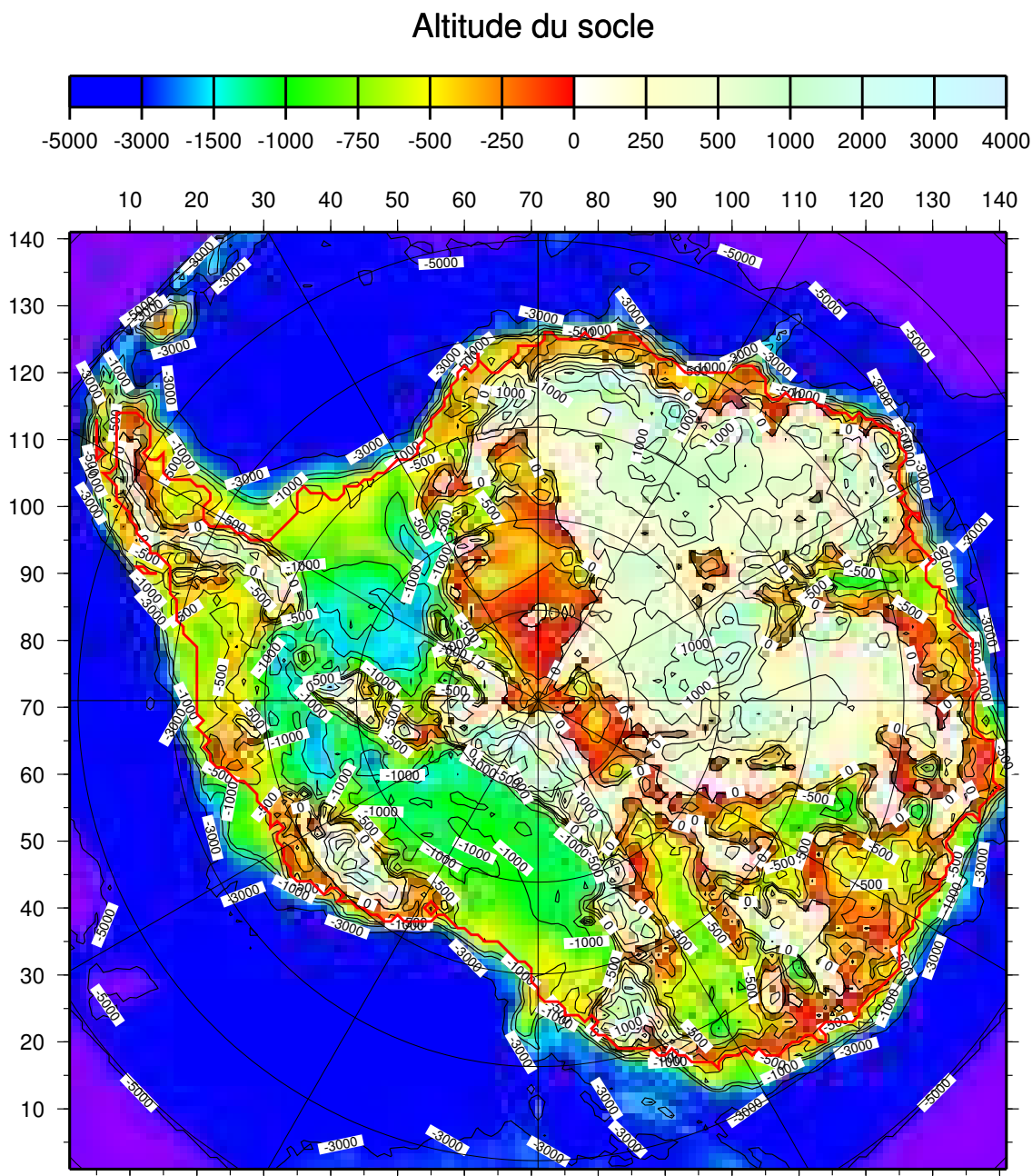


FIG. 4.9 – Altitude du socle et position de la ligne d'échouage (en rouge) au dernier maximum glaciaire d'après le modèle.

d'échouage a atteint l'île de Ross vers 7 ka BP (Ingolfsson et al., 1998) et que le recul s'est effectué de façon linéaire entre le milieu et la fin de l'holocène (Conway et al., 1999). Encore une fois, les résultats du modèle, malgré un recul un peu plus rapide, restent très proche

des données géologiques. La ligne d'échouage est actuellement à 900 km de McMurdo, ce qui représente un recul à une vitesse moyenne de 120 m/an sur 7500 ans. D'après des mesures récentes, le retrait de la ligne d'échouage serait toujours actif. Sur ice-stream C, on a mesuré le mouvement de recul de la ligne d'échouage à une vitesse moyenne de 30 m/an entre 1974 et 1984 (Thomas et al., 1988). D'autre part, la comparaison d'images satellites a permis de montrer que pour ice-stream B, le recul de la ligne d'échouage a été de 14 km en 29 ans, ce qui représente une vitesse moyenne de recul d'environ 450 m/an (Bindschadler et Vornberger, 1998). D'après la courbe d'évolution du volume et de la ligne d'échouage (cf. fig. 4.5), on voit que la calotte de glace ne s'est pas encore stabilisée et que le recul entamé il y a 15 ka BP n'est pas encore terminé. Nos résultats sont donc sur ce point en accord avec les observations.

Les données géologiques sur la position de la ligne d'échouage dans la baie du Ronne-Filchner sont très peu nombreuses. D'après notre modèle, le recul de la ligne d'échouage a été ici beaucoup plus tardif, mais la ligne d'échouage est encore trop avancée pour l'état actuel. C'est clairement un problème de notre modèle et cela rend difficile l'interprétation de ces résultats.

Pour la péninsule Antarctique, du côté de la mer de Weddell, Anderson et al. (2002) placent la ligne d'échouage au niveau de la ligne isobathe -500 m, ce qui est en accord avec nos résultats (cf. fig. 4.9). De l'autre côté de la péninsule, la ligne d'échouage au dernier maximum glaciaire était, d'après les données géologiques, au moins au niveau du milieu du plateau continental, ce qui correspond à nos résultats. Les données sur la chronologie du recul tendent à montrer qu'il a démarré assez tôt dans la partie la plus au nord de la péninsule vers 14-13 ka BP mais qu'il s'est produit beaucoup plus tard, vers 6 ka BP plus au sud. Le modèle reproduit cette chronologie en déglaçant rapidement l'extrémité de la péninsule puis, plus tardivement, les régions situées plus au sud.

D'après Anderson (1999), en Antarctique de l'Est, la ligne d'échouage aurait avancé de 100 à 150 km sur le plateau continental des Wilkes Land et était proche du talus continental dans la région de l'Amery ice-shelf. Par contre, dans d'autres parties de la côte Est Antarctique, la calotte ne semble pas avoir été affectée par cet épisode glaciaire. Ces caractéristiques se retrouvent dans les résultats du modèle, sauf le retrait de la ligne d'échouage dans l'Amery ice-shelf qui n'est pas correctement rendu.

### 4.3.5 Comparaison avec les résultats du modèle de Philippe Huybrechts

Le seul autre modèle à trois dimensions de la calotte de glace Antarctique incluant un modèle d'ice-shelf réaliste, capable de simuler les mouvements de la ligne d'échouage et avec lequel ont été faites des simulations de plusieurs cycles glaciaires-interglaciaires est celui de Philippe Huybrechts. Son modèle est assez proche du nôtre. Il en diffère essentiellement par le traitement des ice-streams. Le modèle de Huybrechts ne tient pas compte de la physique spécifique qui régit l'écoulement rapide des fleuves de glace. Pour compenser cette lacune, il utilise une loi de glissement de Bindshadler mais avec un coefficient multiplicateur  $k$  très grand (cf. § 2.3.6.4) et applique un traitement particulier aux noeuds de la grille qui font la jonction entre la partie posée et la partie flottante. Il tient alors compte des contraintes longitudinales, ce qui lui permet d'intégrer l'extension liée à l'ice-shelf à la ligne d'échouage. Cette simplification est pénalisante en Antarctique de l'Ouest et plus particulièrement dans le bassin de Ross où de nombreux ice-streams sont présents.

Dans un article récent, Huybrechts (2002) a présenté les résultats d'une simulation des quatre derniers cycles glaciaires-interglaciaires pour la calotte de glace Antarctique. Il obtient pour le dernier maximum glaciaire une diminution du niveau de la mer de 23 mètres par rapport au volume actuel mesuré de la calotte, et une diminution de 19,2 mètres par rapport à la calotte obtenue pour le présent, ce qui est un peu plus élevé que ce que nous obtenons ici. La surface posée au dernier maximum glaciaire est assez proche de celle que nous obtenons ( $15,06 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$  contre  $15,4 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$  pour notre modèle), par contre le volume de glace de la calotte qu'il obtient est nettement plus important ( $37,7 \cdot 10^{15} \text{ m}^3$  contre  $35,6 \cdot 10^{15} \text{ m}^3$ , cf. fig. 4.10). L'état de la calotte pour le présent est aussi assez différent de celui que nous obtenons. En Antarctique de l'Est, les résultats sont comparables aux nôtres mais en Antarctique de l'Ouest, la position de la ligne d'échouage est plus reculée, particulièrement du côté du Ronne-Filchner ice-shelf, ce qui reflète mieux les observations que notre modèle. Dans la partie centrale de l'Antarctique de l'Ouest, l'épaisseur de glace reste quand même plus importante que ce que nous obtenons. Les variations de volume de la calotte qu'il obtient sont beaucoup plus marquées et rapides que les nôtres. Par exemple, pour la dernière déglaciation, il obtient une calotte dont le recul de la ligne d'échouage est terminé pour le présent après une brusque diminution du volume de glace en moins de 10 000 ans. Selon notre modèle, le recul de la ligne d'échouage a débuté depuis 16 ka BP et n'est pas encore terminé. Cette différence de comportement vient probablement du fait

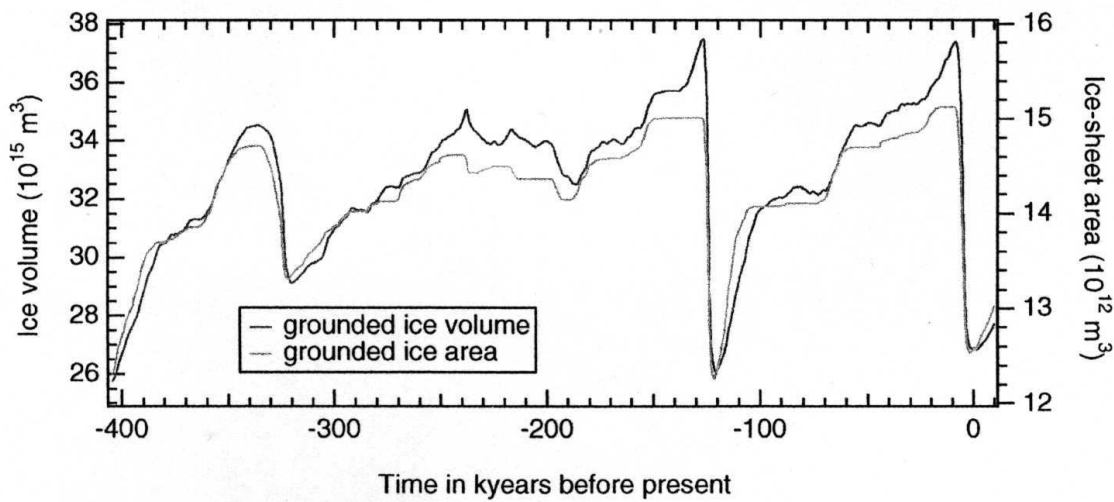


FIG. 4.10 – Evolution du volume de glace posée et de la surface de glace posée de la calotte de glace Antarctique au cours des quatre derniers cycles glaciaires-interglaciaires d’après le modèle de Huybrechts (2002).

que son modèle ne tient pas compte des ice-streams mais utilise seulement le glissement pour simuler des écoulements rapides. Surtout, la différence entre ces deux modèles met en évidence le rôle crucial du traitement de la zone de transition entre calotte et ice-shelves.

## 4.4 Conclusion

Les résultats obtenus avec le modèle permettent de simuler les évolutions de volume et de surface de la calotte de glace Antarctique dans le passé. La calotte de glace obtenue pour la dernière période interglaciaire est légèrement moins grosse que celle obtenue pour le présent, ce qui aurait produit une augmentation de 1,6 m du niveau de la mer. Ce résultat pourrait expliquer en partie le maximum de niveau des mers (+6 m) de 122 ka BP. La calotte obtenue pour le dernier maximum glaciaire correspondrait à une diminution du niveau de la mer d’environ 14 m, ce qui est en accord avec les dernières reconstructions de la calotte de glace contraintes par les données géologiques. Le déglacement tardif de l’Antarctique depuis le dernier maximum glaciaire est lui aussi en accord avec les données géologiques. La comparaison avec les données géologiques permet de valider les résultats du modèle mais elle permet aussi d’identifier les points à améliorer. La difficulté du modèle à faire reculer la ligne d’échouage du côté du Ronne-Filchner ice-shelf n’a pas encore été résolue malgré de nombreuses modifications. Le volume de la calotte obtenu pour le présent est donc un peu supérieur au volume réel. La grille de 40 km utilisée par le modèle est sans doute trop grande pour prendre en compte certaines particularités dans la zone la plus sensible, sur les bords de la calotte. De plus, la grille reste trop grande pour comparer



finement les résultats obtenus avec la géométrie observée.

# Chapitre 5

## Evolution de la calotte de glace Antarctique dans le futur

### 5.1 Introduction

Depuis les cents dernières années, une augmentation de la température moyenne de  $0,3^{\circ}\text{C}$  à  $0,6^{\circ}\text{C}$  a été mesurée. De plus en plus d'indications tendent à montrer que cette augmentation de la température serait due à l'activité humaine (IPCC, 2001). Avec l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère prévue dans les cent ans à venir, le réchauffement climatique devrait être compris entre  $1$  et  $6^{\circ}\text{C}$  d'ici à la fin de ce siècle, avec probablement un réchauffement encore plus prononcé ensuite, si les émissions de gaz à effet de serre ne sont pas réduites (IPCC, 2001). De plus, les calculs par les modèles de circulation atmosphérique indiquent que ce réchauffement devrait être encore plus prononcé dans les régions polaires, d'un facteur deux ou trois par rapport au réchauffement moyen.

Une des conséquences possibles d'un réchauffement climatique est une variation du niveau de la mer. D'ailleurs, une augmentation du niveau moyen de la mer de  $10$  à  $25$  cm depuis les cent dernières années a été mesurée (IPCC, 2001). Sur une échelle de temps allant de la dizaine à la centaine d'années, on pense généralement que ce sont les effets de l'expansion thermique des océans et de la fonte des glaciers qui seront les termes dominants de la réponse du niveau de la mer à une augmentation de la température (Wigley, 1995; De Wolde et al., 1997). Par contre, à plus long terme, la plus grande contribution à la hausse du niveau de la mer pourrait venir des calottes de glace. Il y a un consensus pour estimer que l'Antarctique de l'Est ne fondrait pas, même avec un réchauffement substantiel de l'ordre de  $10^{\circ}\text{C}$  (Huybrechts, 1994). Mais si le Groenland et

l'Antarctique de l'Ouest venaient à fondre complètement, cela augmenterait le niveau de la mer d'environ 12 mètres. Même si une telle fonte n'est pas envisageable dans les prochains siècles, une modification de quelques pour-cents du volume de ces calottes aurait déjà de grosses conséquences sur le niveau des mers.

En Antarctique, la fusion est très faible, voire nulle, c'est pourquoi on s'attend à ce que la calotte de glace grossisse lors d'un réchauffement du climat, grâce à l'augmentation de l'accumulation. A l'opposé, la calotte du Groenland est située dans une région où les températures plus élevées permettent déjà une fusion estivale significative. Une augmentation de la température devrait encore accroître ce taux de fusion et conduire à une diminution du volume de la calotte de glace. D'après le rapport de l'IPCC (2001), les contributions de l'Antarctique et du Groenland aux variations du niveau de la mer pour les prochains siècles devraient se compenser entre elles et être de l'ordre de plus ou moins 10 cm. Mais ces estimations ne prennent pas en compte la réponse dynamique des calottes de glace, ou sont faites à partir d'une calotte de glace en équilibre avec les conditions actuelles. Comme on a déjà pu le voir, les temps de réaction dûs à l'isostasie, au couplage thermomécanique et à l'ensemble des processus impliqués dans le recul de la ligne d'échouage permettent de penser que la calotte de glace Antarctique n'est pas encore en équilibre avec les conditions actuelles.

Nous allons donc étudier dans ce chapitre l'évolution de la calotte de glace Antarctique pour les siècles à venir. L'utilisation du modèle 3D thermomécanique de la calotte de glace Antarctique permet de connaître la réponse dynamique de la calotte à une augmentation de la température et son effet sur les variations du niveau des mers. Pour cela, nous avons débuté les expériences à partir de la calotte obtenue après la simulation de 4 cycles climatiques dont les résultats sont présentés dans le chapitre 4.

Nous avons donc poursuivi l'expérience dans le futur avec plusieurs scénarios climatiques de façon à avoir une idée de l'éventuelle hausse du niveau de la mer que pourrait provoquer le déglacement d'une partie de l'Antarctique.

## **5.2 Hausse de la température de surface**

Dans le futur, l'augmentation des températures devrait être selon les modèles d'atmosphère beaucoup plus forte dans les régions polaires. En Antarctique, pour un doublement de la concentration de  $\text{CO}_2$  dans l'atmosphère par rapport à la concentration actuelle, l'augmentation de température d'ici à 2100 devrait être d'environ  $2^\circ\text{C}$ . Suivant le scénario

moyen (4 x CO<sub>2</sub> actuel), l'augmentation de la température devrait être de 4°C et pour le scénario le plus pessimiste (8 x CO<sub>2</sub> actuel) de 6°C.

Nous avons donc fait trois expériences en augmentant linéairement la température de surface dans notre modèle de 2°C, 4°C et 6°C en 100 ans (cf. fig. 5.1). Pour toutes les expériences présentées dans ce chapitre, nous conservons l'utilisation de la relation 2.33 reliant le taux d'accumulation à la température de surface. L'augmentation de la température va donc être accompagnée d'une augmentation de l'accumulation de 15 % pour 2°C, de 32 % pour 4°C et de 52 % pour 6°C. Actuellement, la fusion est pratiquement inexistante en Antarctique mais si la température augmente, la fusion d'été pourrait apparaître dans les parties les plus basses du continent et ceci est également pris en compte dans le modèle.

Il est aussi important de rappeler que dans notre modèle, la viscosité de la glace dans les ice-shelves est calculée à partir de la température de surface (cf. § 2.3.7.5). Cette simplification conduit à une réaction immédiate de la déformation de la glace des ice-shelves lors d'une modification de la température de surface, alors qu'en réalité, le temps de réponse est d'environ 500 ans. Cependant, nous avons fait des tests avec un déphasage de 500 ans. Ils montrent que cela ne modifie pratiquement pas les résultats obtenus.

Dans les expériences présentées ci-dessous (cf. fig. 5.1 et fig. 5.2), la fusion basale sous les ice-shelves reste constante (0,5 m/an à la ligne d'échouage et 5 m/an au niveau du talus continental) suivant la paramétrisation décrite au § 4.2. Dans un premier temps, nous n'avons pas relié la fusion basale à la température de surface. Nous verrons plus loin l'impact de ce processus séparément.

Les résultats d'une quatrième expérience, où l'on conserve les conditions climatiques actuelles, sont présentés (cf. fig. (a) 5.1) pour évaluer la part de l'évolution future qui est due aux forçages climatiques du passé. On peut ainsi voir que la calotte de glace Antarctique n'est pas encore en équilibre avec les conditions présentes. La surface de glace posée ne diminue pratiquement pas pendant les 5000 ans de l'expérience, par contre, le volume de glace diminue de façon régulière, ce qui mène à une augmentation du niveau de la mer de 77 cm en 5000 ans. Après 5000 ans, la ligne d'échouage a un peu reculé en Antarctique de l'Ouest, particulièrement du côté du Ross ice-shelf (cf. fig. 5.5) mais dans l'ensemble, l'altitude de la surface de la calotte évolue assez peu.

Dans les expériences avec une élévation de la température de surface, l'évolution de la calotte est différente. Dans un premier temps, la contribution de la calotte de glace Antarctique aux variations du niveau des mers est négative, induisant une baisse du niveau des mers (cf. fig. 5.2). Par contre, le volume total de glace de la calotte n'augmente

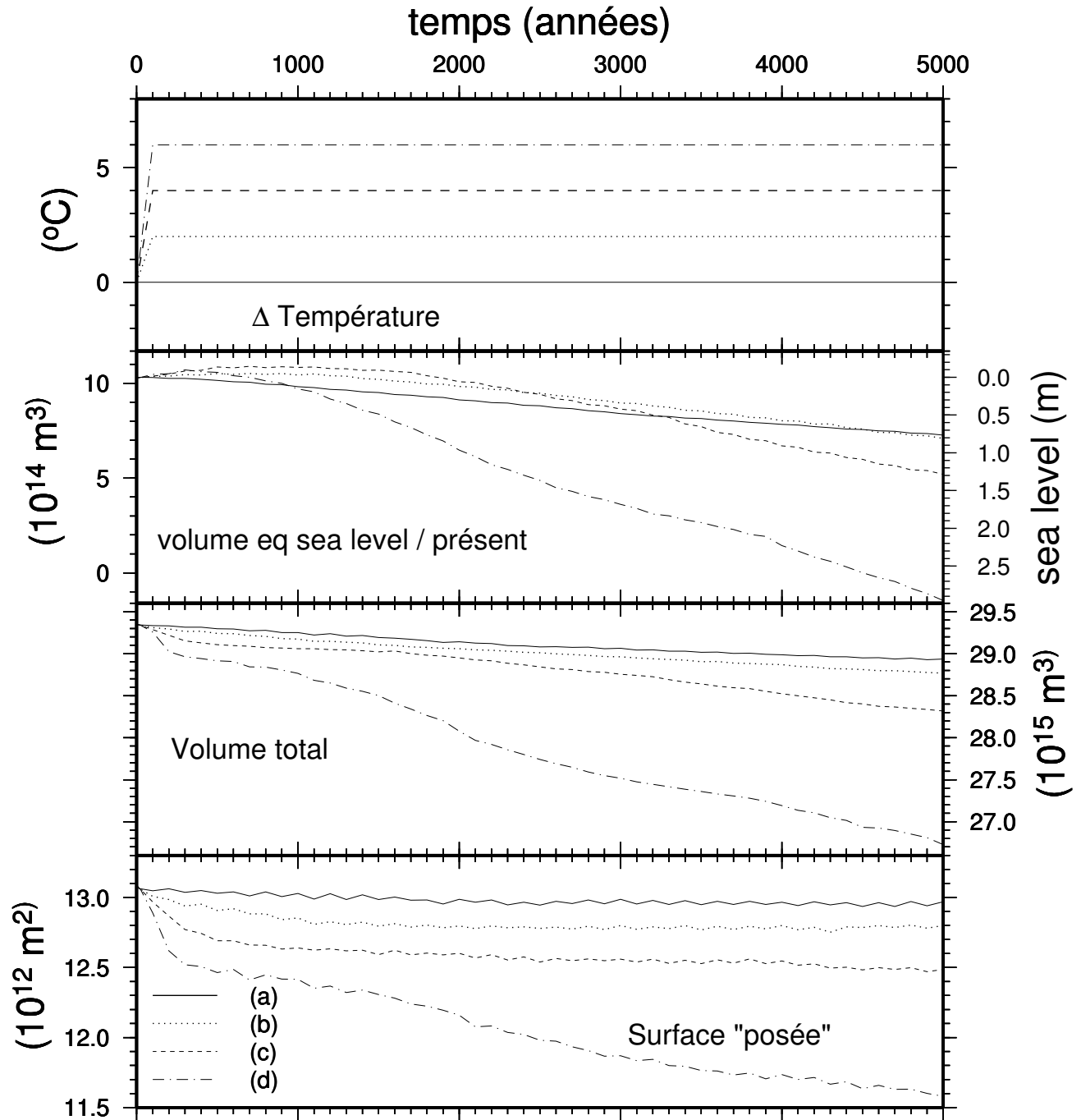


FIG. 5.1 – Evolution de la calotte de glace Antarctique dans le futur : (a) sans changement climatique, (b) avec une hausse de la température de surface de  $2^{\circ}\text{C}$ , (c) avec une hausse de la température de surface de  $4^{\circ}\text{C}$ , (d) avec une hausse de la température de surface de  $6^{\circ}\text{C}$ . Par contre dans toutes ces expériences, la fusion sous les ice-shelves est maintenue constante.

pas. Pour comprendre cet écart entre contribution au niveau des mers et volume total, il faut différencier les régions en fonction de la position de leur socle. Si le socle est au-dessus du niveau des mers, les gains en volumes sont directement traduisibles en baisse du niveau des mers. C'est le cas ici pour l'Antarctique de l'Est qui grossit en raison de l'augmentation d'accumulation. Par contre, si le socle est en-dessous du niveau de la mer, seul le volume de glace situé au-dessus de la hauteur de flottaison contribue au niveau

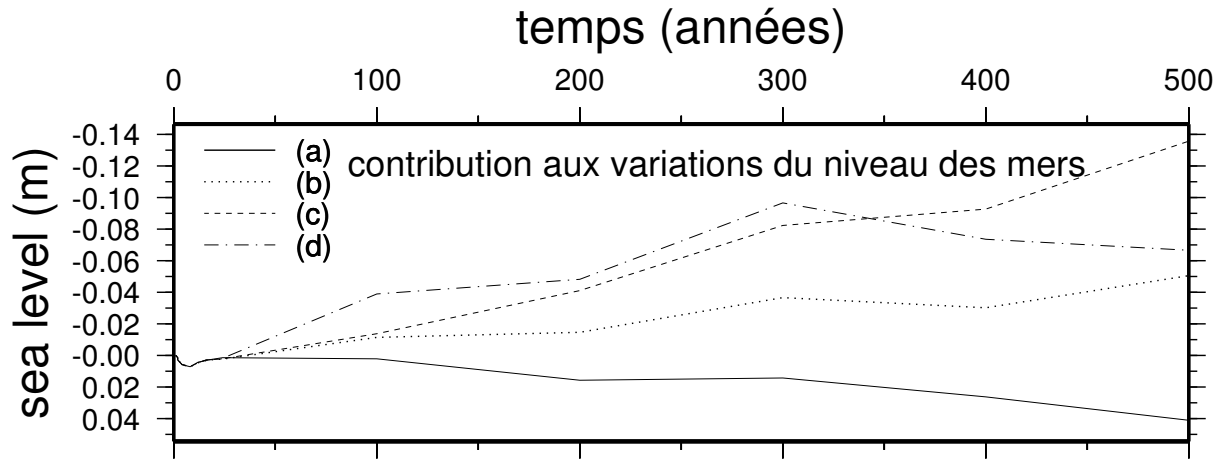


FIG. 5.2 – Contribution de la calotte de glace Antarctique aux variations du niveau de la mer pour les 500 prochaines années suivant plusieurs scénarios climatiques : (a) pas de changement climatique, (b) hausse de la température de surface de  $2^{\circ}\text{C}$ , (c) hausse de la température de surface de  $4^{\circ}\text{C}$ , (d) hausse de la température de surface de  $6^{\circ}\text{C}$ .

des mers. C'est pourquoi les bords de l'Antarctique de l'Ouest ont une contribution très faible. En ce qui concerne le centre de l'Antarctique de l'Ouest actuel, la partie au-dessus de la flottaison ne représente qu'une fraction de l'épaisseur et sa contribution est donc limitée d'autant. Dans le cas qui nous intéresse, la première réaction de la calotte est un grossissement de l'Antarctique de l'Est (qui influence donc le niveau des mers), et du centre de l'Antarctique de l'Ouest (demi-effet). En même temps, il y a une diminution des bords de l'Antarctique de l'Ouest, phénomène qui joue sur le volume total, au point de compenser l'effet l'effet d'accumulation mais qui n'a presque pas d'effet sur le niveau des mers. Le niveau des mers ne porte donc que l'empreinte des changements d'accumulation, du moins dans un premier temps. En effet, si la ligne d'échouage recule de plus en plus, ce sont des régions plus "efficaces pour le niveau des mers" qui vont être mobilisées. C'est ce qui se passe par exemple dans l'expérience avec  $6^{\circ}\text{C}$  de réchauffement.

Pendant la phase de contribution négative (les prochains siècles), c'est avec un réchauffement de  $4^{\circ}\text{C}$ , correspondant au scénario moyen ( $4 \times \text{CO}_2$  actuel), que la diminution du niveau de la mer serait la plus marquée ( $-20$  cm vers 700 ans). En effet, en Antarctique, tant que l'augmentation de température est inférieure à  $5^{\circ}\text{C}$ , le bilan de masse augmente car l'augmentation de l'accumulation compense l'augmentation de l'ablation (Huybrechts et Oerlemans, 1990). Si le réchauffement est plus important, l'augmentation de l'ablation devient prépondérante, particulièrement dans les zones de basse altitude (cf. fig. 5.3 et fig. 5.4). C'est pourquoi dans l'expérience avec une augmentation de la température de  $6^{\circ}\text{C}$ , la diminution du volume total de la calotte est beaucoup plus rapide et la contribution au niveau des mers devient très vite positive.

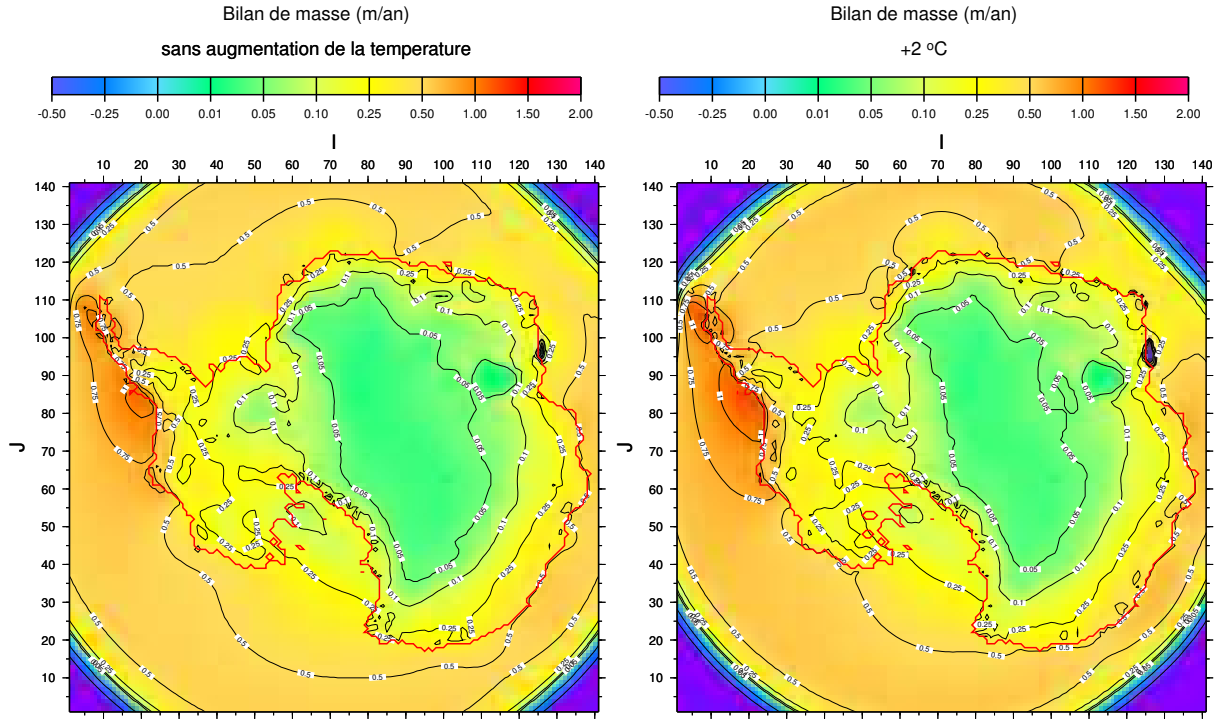


FIG. 5.3 – A gauche, bilan de masse sans augmentation de la température. A droite, bilan de masse avec une augmentation de la température de 2°C. L'augmentation de la température permet d'augmenter le bilan de masse grâce à l'augmentation de l'accumulation.

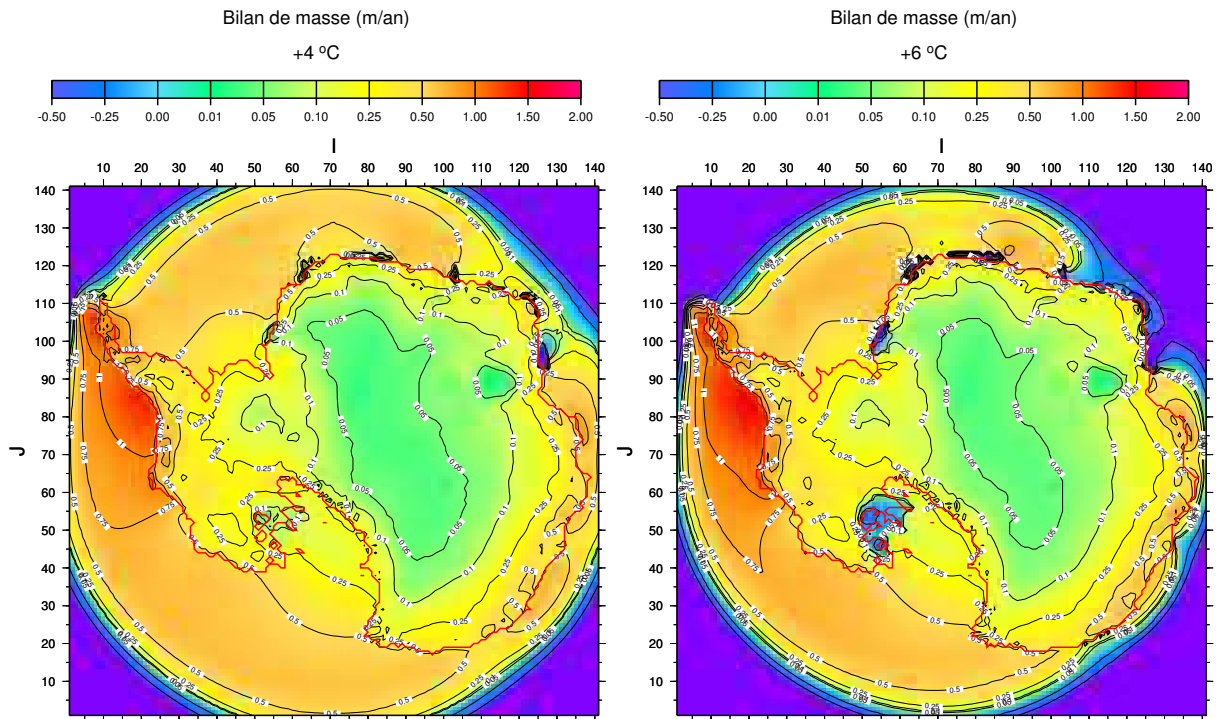


FIG. 5.4 – A gauche, bilan de masse avec une augmentation de la température de 4°C. A droite, bilan de masse avec une augmentation de la température de 6°C. Le bilan de masse diminue et devient même négatif dans certaines zones côtières à partir d'un réchauffement de 6°C alors qu'au centre, il continue d'augmenter.

A la fin de l'expérience, après 5000 ans, les contributions de l'Antarctique aux variations du niveau des mers sont toujours positives quel que soit le scénario. Une augmenta-

# Altitude de la surface (m)

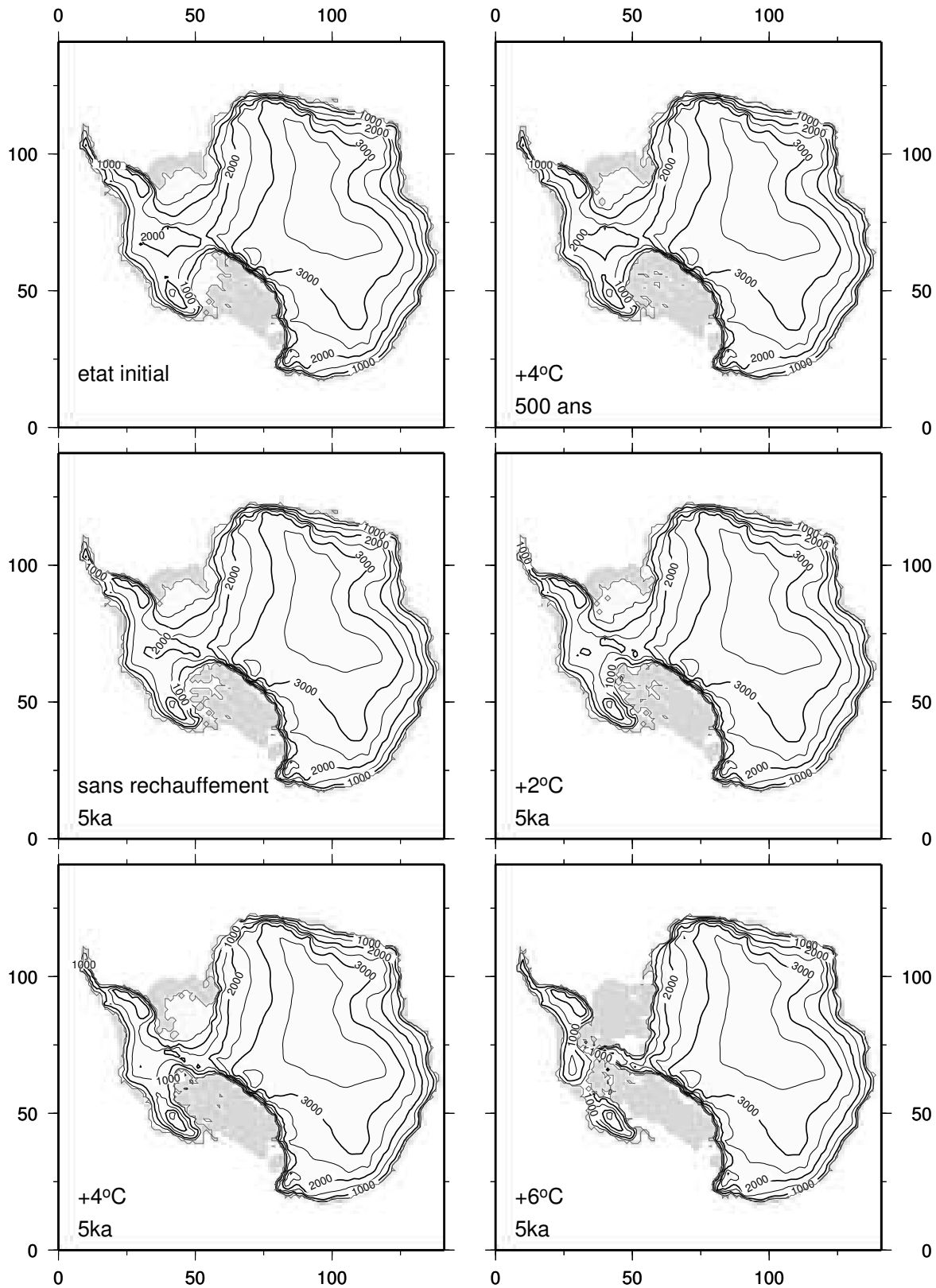


FIG. 5.5 – Surface de la calotte de glace Antarctique dans le futur sans augmentation de la fusion sous les ice-shelves. En haut à gauche, état initial de la calotte pour toutes les expériences. En haut à droite, surface de la calotte après 500 ans avec une température de +2°C. Au milieu à gauche, surface sans réchauffement après 5000 ans. Au milieu à droite, surface après 5000 ans et +2°C. En bas à gauche, surface après 5000 ans et +4°C. En bas à droite, surface après 5000 ans et +6°C.



tion de 2°C de la température conduit, en terme de niveau des mers, au même résultat que si l'on poursuit l'évolution de la calotte avec les conditions climatiques actuelles (+80 cm) mais la forme de la calotte est différente, plus bombée en cas de réchauffement. Par contre, si le réchauffement est plus prononcé, l'impact de l'Antarctique sur le niveau des mers devient très vite beaucoup plus important, puisqu'il est d'environ 1,3 mètres avec une augmentation de la température de 4°C, mais déjà de presque 3 mètres si l'augmentation de la température est de 6°C.

On voit d'ailleurs très bien sur les cartes de la topographie de surface à 5000 ans que pour un réchauffement de 6°C, une grande partie de l'Antarctique de l'Ouest est désintégrée. En Antarctique de l'Est, la géométrie de la calotte n'est pas modifiée, on peut juste noter une légère augmentation de l'épaisseur de glace dans le centre. On retrouve donc dans le cas d'un réchauffement climatique l'opposition entre l'Antarctique de l'Est et l'Antarctique de l'Ouest, déjà observée dans les chapitres précédents pour les transitions glaciaires-interglaciaires.

Huybrechts et DeWolde (1999) ont aussi étudié l'évolution de la calotte de glace Antarctique dans le futur en cas de réchauffement. Il est délicat de comparer leurs résultats aux nôtres car les expériences ne sont pas exactement les mêmes. Cependant, on remarque que d'après leur modèle, la contribution de l'Antarctique à une élévation du niveau de la mer serait plus faible et même négative lorsque le réchauffement est inférieur à 6°C (-32,1 cm, -62,2 cm et +78,6 cm pour des réchauffements respectifs de +3°C, +5,5°C et +8°C après 3000 ans). Mais dans ces trois expériences, la fusion basale est nulle, or les résultats sont très sensibles à ce paramètre, comme nous allons le voir.

### 5.3 Augmentation de la fusion basale

Il est probable qu'en cas de réchauffement climatique, un réchauffement de la température des océans se produise. Il a d'ailleurs déjà été mesuré une élévation de la température de l'océan austral de 0,1 à 0,2 °C (Gille, 2002). Comme on l'a vu, le taux de fusion basale est relié à la température de l'eau de mer en contact avec la glace de l'ice-shelf. On peut donc penser qu'un réchauffement climatique serait accompagné d'une augmentation de la fusion basale. Pour l'instant, les résultats des modèles sur la sensibilité de la fusion basale à un réchauffement de l'océan ne sont pas tous en accord. Certains prédisent un quadruplement de la fusion basale sous l'Amery ice-shelf en Antarctique de l'Est pour un réchauffement de 1°C (Williams et al., 1998). D'autres études montrent qu'une eau

de mer plus chaude réduirait la fusion basale sous le Ronne-Filchner ice-shelf grâce à une diminution de la formation de la glace de mer et à une modification de la circulation thermohaline (Nicholls, 1997). Les mesures de la fusion basale au niveau de la ligne d'échouage effectuées sur 23 glaciers par (Rignot et Jacobs, 2002) montrent, elles, que le taux de fusion est proportionnel à la température de l'eau selon la formule suivante :

$$b_{mshelf} = 10,06\Delta T_{clim} - 0,48 \quad (5.1)$$

Cette relation a été établie à partir de la fusion mesurée au niveau de la ligne d'échouage dans les conditions actuelles. En admettant que cette relation spatiale soit aussi valable dans le temps, on peut estimer qu'une augmentation de la température de l'océan de 0,1°C provoquerait une augmentation d'environ 1 m/an de la fusion basale sous les ice-shelves. Nous avons donc refait les expériences du paragraphe précédent mais en accompagnant l'augmentation de la température de surface d'une augmentation de la fusion basale de 1 m/an. Pour toutes les expériences qui suivent, la fusion basale est donc de 1,5 m/an au niveau de la ligne d'échouage et de 6 m/an au niveau du talus continental. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 5.6.

Comme on pouvait s'y attendre, l'augmentation de la fusion basale sous les ice-shelves a un impact important sur les résultats obtenus. La première expérience montre l'évolution de la calotte de glace dans le cas d'une augmentation de la fusion basale de 1 m/an sans augmentation de la température (cf. fig. (a) 5.6). La diminution du volume et de la surface de glace posée est beaucoup plus rapide que dans la même expérience sans augmentation de la fusion basale (cf. fig. (a) 5.1). Dans cette hypothèse, après 500 ans, la contribution de l'Antarctique à l'augmentation du niveau de la mer serait déjà de 23 cm et après 5000 ans de 2,8 mètres. La carte de la surface de l'Antarctique à la fin de cette expérience (cf. fig. 5.8) montre que la ligne d'échouage a nettement reculé et que l'épaisseur de glace en Antarctique de l'Ouest a nettement diminué.

Lorsque l'on associe l'augmentation de la fusion basale à une augmentation de la température, on retrouve dans un premier temps des résultats assez proches de ceux observés sans augmentation de la fusion (cf. fig. 5.2). L'augmentation de l'accumulation permet pendant les 400 premières années de compenser la diminution du volume de glace liée au fort recul de la ligne d'échouage en Antarctique de l'Ouest par un épaissement de la glace en Antarctique de l'Est. On observe même dans le cas d'un réchauffement de 6°C une très légère diminution du niveau de la mer de l'ordre de 3 cm pendant les trois premières centaines d'années.

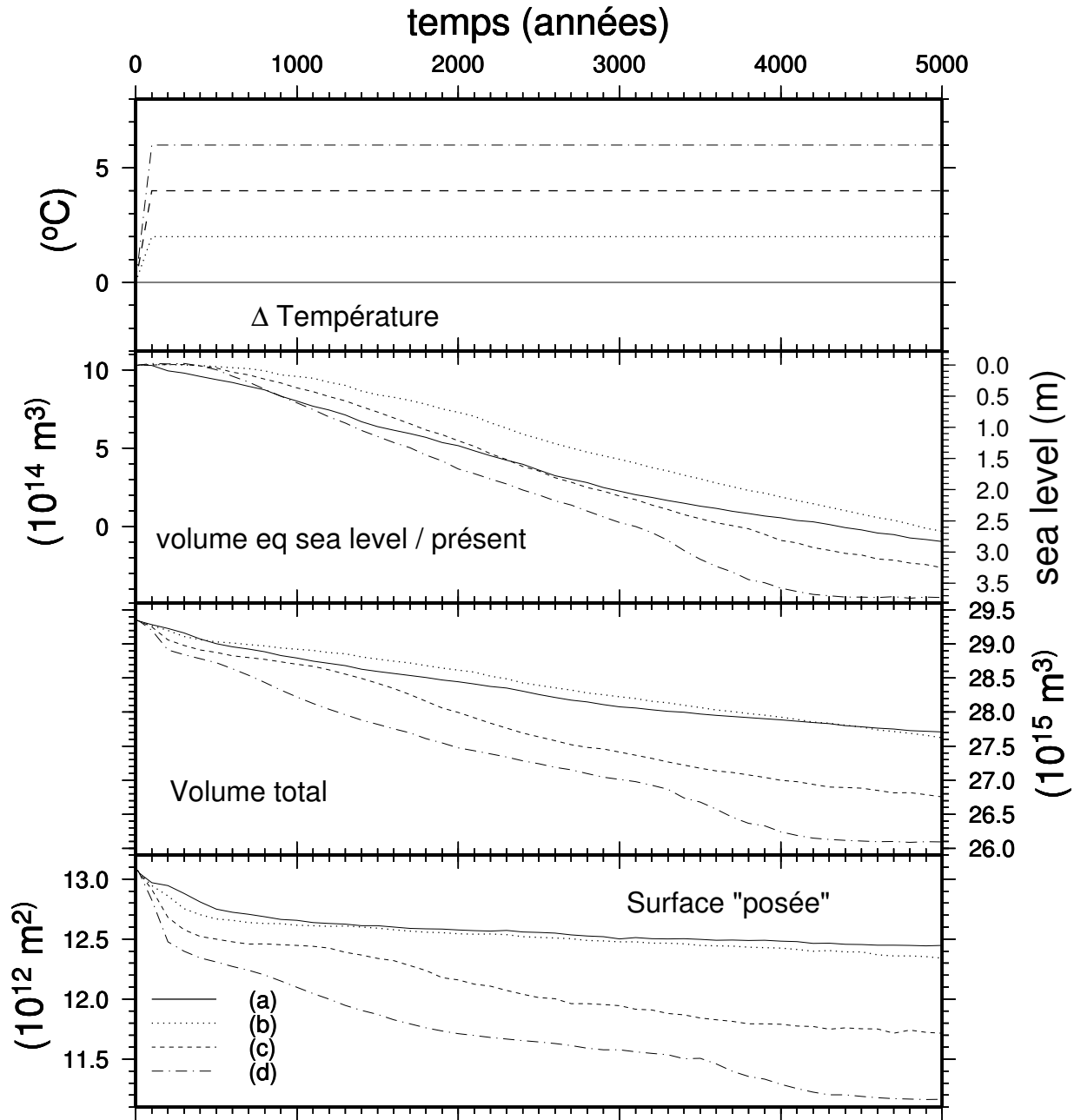


FIG. 5.6 – Evolution de la calotte de glace Antarctique dans le futur avec une augmentation de la fusion basale de 1 m/an. (a) expérience sans augmentation de la température de surface. (b) augmentation de la température de 2°C. (c) augmentation de la température de 4°C. (d) augmentation de la température de 6°C.

Ensuite, l'augmentation de l'accumulation n'est plus suffisante et le niveau de la mer augmente régulièrement. Lorsque l'on compare les expériences sans réchauffement et avec réchauffement de 2°C, les résultats sont différents de ceux obtenus par la même comparaison sans augmentation de la fusion basale. Après 5000 ans, l'effet sur le niveau de la mer est légèrement plus faible (+2,65 m) que s'il n'y avait pas de réchauffement (+2,8 m). Cependant, la contribution est beaucoup plus élevée dans l'absolu que sans fusion basale. Une faible augmentation de la température de surface, par son effet sur l'accumulation, permet donc, pendant une durée de plusieurs milliers d'années, de limiter l'augmentation

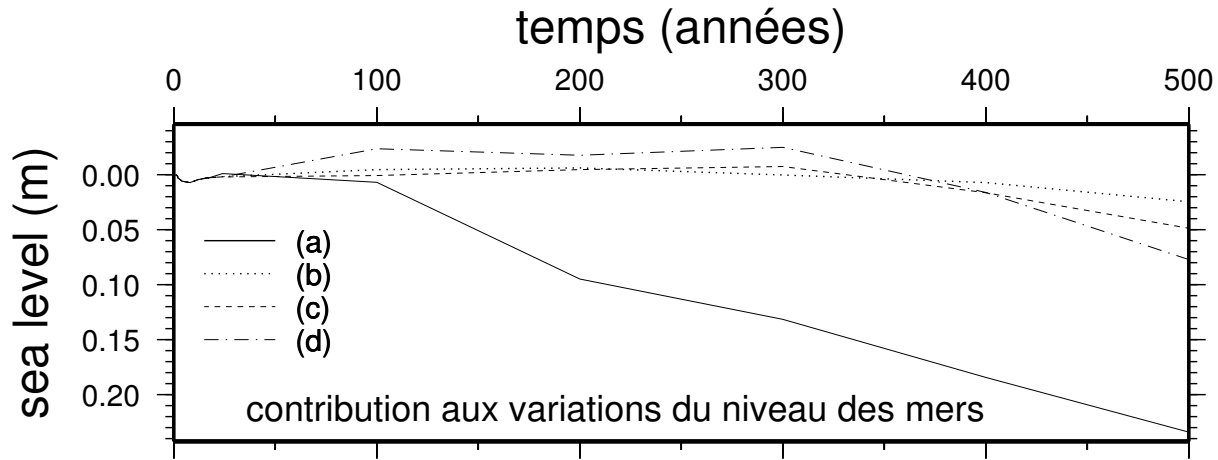


FIG. 5.7 – Contribution de la calotte de glace Antarctique dans les 500 prochaines années avec une augmentation de la fusion basale sous les ice-shelves de 1 m/an. (a) expérience sans augmentation de la température de surface. (b) augmentation de la température de 2°C. (c) augmentation de la température de 4°C. (d) augmentation de la température de 6°C.

du niveau de la mer. Par contre, lorsque le réchauffement est plus prononcé (+4°C ou +6°C), l'augmentation de la température accentue la hausse du niveau des mers. Il est probable que dans le futur, le réchauffement soit accompagné d'une augmentation de la fusion basale, et que cela accentue largement l'effet de la calotte de glace Antarctique sur la hausse du niveau de la mer.

Les résultats obtenus par Huybrechts et DeWolde (1999) montrent eux aussi une grande sensibilité à la fusion basale sous les ice-shelves, puisqu'ils obtiennent avec une augmentation de la température de 5,5°C et des taux de fusion basale de 1, 3, 5 et 10 m/an, une augmentation du niveau de la mer de respectivement 30, 107, 168 et 176 cm après 3000 ans. Nos expériences montrent une contribution plus forte de l'Antarctique à l'élévation du niveau des mers car, contrairement à eux, nous ne tenons pas compte du temps de réponse de l'ice-shelf à un changement de la température de surface.

## 5.4 Conclusion

Les résultats obtenus montrent que pour les prochains siècles, la contribution de la calotte de glace Antarctique aux variations du niveau des mers devrait être très faible ou même négative, c'est-à-dire provoquer une légère baisse du niveau de la mer. Ces résultats sont très différents de ceux obtenus pour la calotte du Groenland (Huybrechts et DeWolde, 1999) dont la fonte pourrait provoquer une augmentation de quelques centimètres du niveau de la mer d'ici 2100. C'est donc, à court terme, l'expansion thermique des océans, la fonte des glaciers et un peu celle du Groenland qui pourraient provoquer une augmentation

# Altitude de la surface (m)

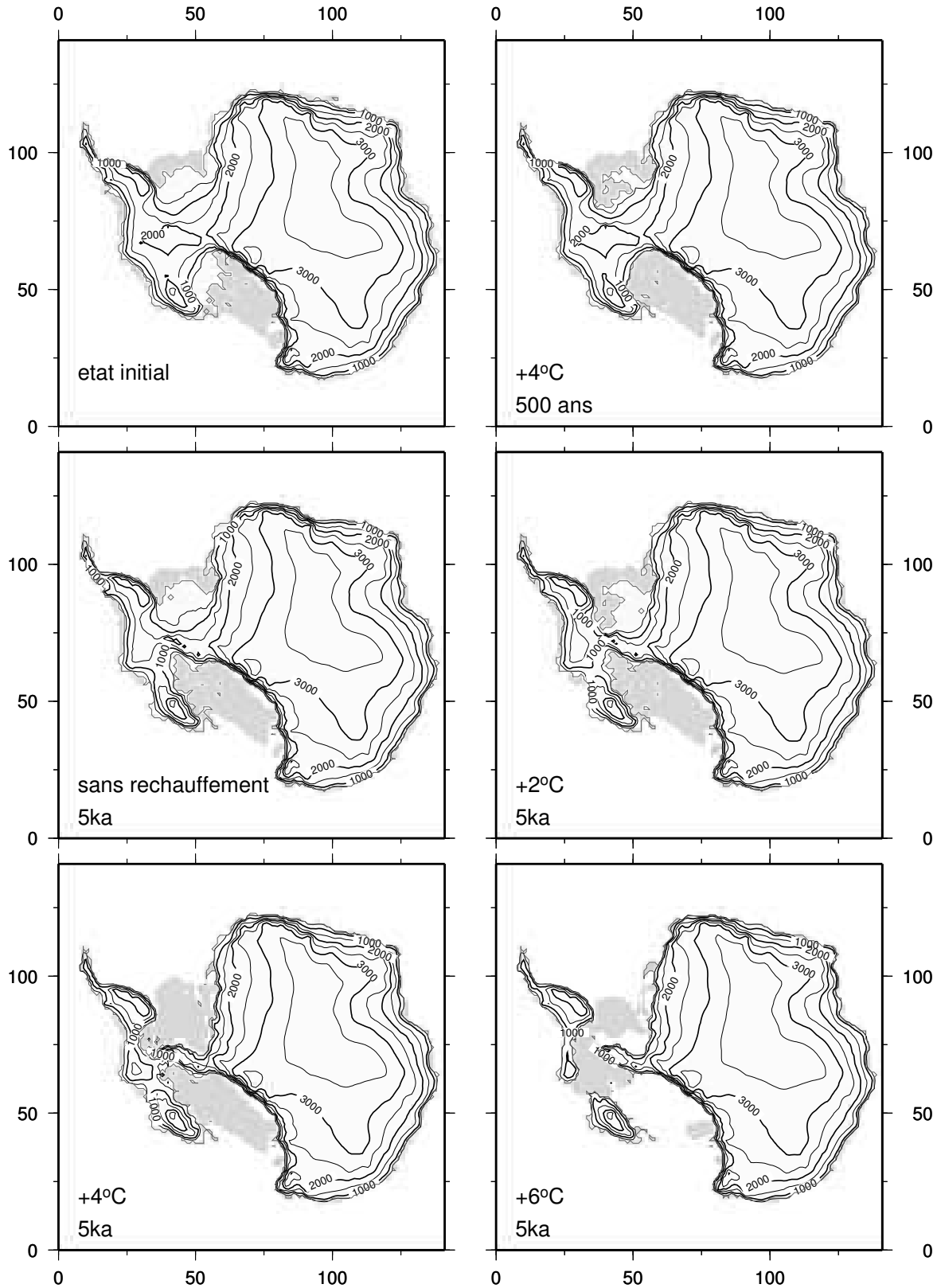


FIG. 5.8 – Surface de la calotte de glace Antarctique pour les expériences avec augmentation de la fusion basale de 1 m/an. En haut à gauche, état initial de la calotte pour toutes les expériences. En haut à droite, surface de la calotte après 500 ans avec une température de +2°C. Au milieu à gauche, surface sans réchauffement après 5000 ans. Au milieu à droite, surface après 5000 ans et +2°C. En bas à gauche, surface après 5000 ans et +4°C. En bas à droite, surface après 5000 ans et +6°C.

sensible du niveau des mers (environ 30 cm d'ici à 2100 pour l'expansion des océans et 10 cm pour la fonte des glaciers). A plus long terme, c'est-à-dire d'ici mille à deux mille ans, le retrait de la ligne d'échouage et la diminution du volume de glace deviennent prépondérants, ce qui conduit à une augmentation du niveau de la mer comprise entre 75 cm et plus de 3 mètres en 5000 ans, suivant le scénario climatique envisagé. On a aussi montré à travers ces expériences qu'une éventuelle augmentation de la fusion basale dans le futur aurait une grande importance en accentuant le déglacement de l'Antarctique de l'Ouest. L'incertitude sur l'évolution de la fusion basale sous les ice-shelves dans le futur est donc très pénalisante pour tenter de prédire l'impact sur le niveau de la mer de la calotte de glace Antarctique.

# Chapitre 6

## Importance de la carte du socle sur les résultats obtenus

Comme nous l'avons vu lors de la description du modèle, il est nécessaire de disposer d'une carte du socle lors de l'initialisation du modèle. A partir de ce socle, le modèle d'isostasie va provoquer des variations d'altitude de celui-ci au cours du temps en fonction de la charge de glace et du niveau de la mer. Mais la topographie du socle initial reste très importante car c'est elle qui va déterminer où se situent les vallées où pourront s'écouler les ice-streams et les chaînes de montagnes qui font obstacle à l'écoulement de la glace. Les ice-streams évacuant une grande partie de la glace de l'Antarctique, leur bonne prise en compte par le modèle est importante pour obtenir une calotte proche de celle observée. Une partie de mon travail de thèse a donc porté sur l'utilisation d'une nouvelle carte de socle qui a été disponible lors de ma deuxième année de thèse. Nous allons donc dans cette partie tout d'abord présenter les deux cartes de socle que nous avons utilisées avec le modèle. Nous présenterons ensuite les résultats du modèle obtenus avec chacun des deux socles.

### 6.1 Cartes de socle utilisées

Pour mesurer l'épaisseur de glace et la profondeur du socle rocheux plusieurs méthodes existent. Le plus souvent, l'épaisseur de glace est déterminée par sondages radio-électriques réalisés à partir d'avions qui quadrillent la surface (Robin et Bailey, 1969). Cette méthode permet d'obtenir à la fois des données d'altitude de la surface de la glace et d'épaisseur de la glace. Le radar émet une impulsion électromagnétique ; on reçoit un premier écho de la surface de la glace et un deuxième écho de la surface du socle rocheux. Connaissant

les temps mis par les deux échos pour revenir au radar ainsi que leur vitesse, on en déduit l'altitude de la surface et du socle, ainsi que l'épaisseur de la couche de glace. La précision est de  $\pm 30$  m (Drewry, 1975). L'épaisseur peut également être mesurée par sondage sismique et gravimétrie. Ces dernières méthodes ont surtout été employées lors de raids. Elles présentent toutes l'inconvénient d'être ponctuelles avec une répartition peu homogène. Ceci est d'autant plus gênant que l'épaisseur de glace est une caractéristique très variable spatialement. Pour avoir une couverture globale et homogène, la télédétection spatiale est l'approche idéale. Depuis une quinzaine d'années, les satellites permettent d'obtenir les données d'altitude de la surface avec une bonne précision et une résolution satisfaisante sauf au delà d'une certaine latitude ( $81,5^\circ$  S pour le satellite ERS-1) où l'orbite des satellites ne permet pas de faire des mesures (Rémy et al., 1999). En ce qui concerne l'épaisseur de glace, il n'y a pour l'instant pas d'instrument spatial capable de la mesurer. Un projet de développer un tel instrument a été proposé (pour l'instant sans succès) à l'Agence Spatiale Européenne. A long terme, on peut espérer qu'un tel projet aboutisse.

Dans ce qui suit, nous avons choisi d'utiliser des jeux de données qui incluent carte du socle, carte d'épaisseur et carte de surface. Il n'y a pas d'obligation a priori. Nous pourrions choisir ce que nous estimons être la meilleure carte de la surface d'une part, et la meilleure carte d'épaisseur d'autre part, pour calculer nous même une carte de socle. Cette approche présente toutefois un inconvénient. Dans les régions montagneuses, de petites différences dans la position des nunataks (sommets rocheux perçant la glace) et des reliefs sous glaciaires suffisent à rendre les cartes de surface et d'épaisseur incompatibles et impropres à l'utilisation comme solution initiale du modèle. Dans les jeux de données que nous utilisons, le travail de correction de ces points a déjà été fait, donc les cartes sont directement utilisables. Toutes les cartes existantes utilisent la projection stéréographique polaire avec une échelle exacte au niveau du parallèle  $71^\circ$  S.

### **6.1.1 Carte de Huybrechts**

La première carte de socle utilisée est celle compilée par Huybrechts et al. (2000). Cette carte a une résolution de 20 km, elle a donc été moyennée afin de pouvoir être utilisée par le modèle en 40 km.

Les données d'altitude de surface utilisées proviennent des mesures faites par le satellite ERS-1. Dans les zones où la pente de surface est forte (près de la côte ou dans les régions montagneuses), les mesures satellitaires ont été remplacées par les mesures



de l'Antarctic Digital Database (Thomson et Cooper, 1993). Au-delà de  $81,5^\circ$  S l'orbite du satellite ne permettant plus les mesures, ce sont les données du Scott Polar Research Institute qui ont été utilisées (Drewry, 1983).

### Altitude du socle (m)

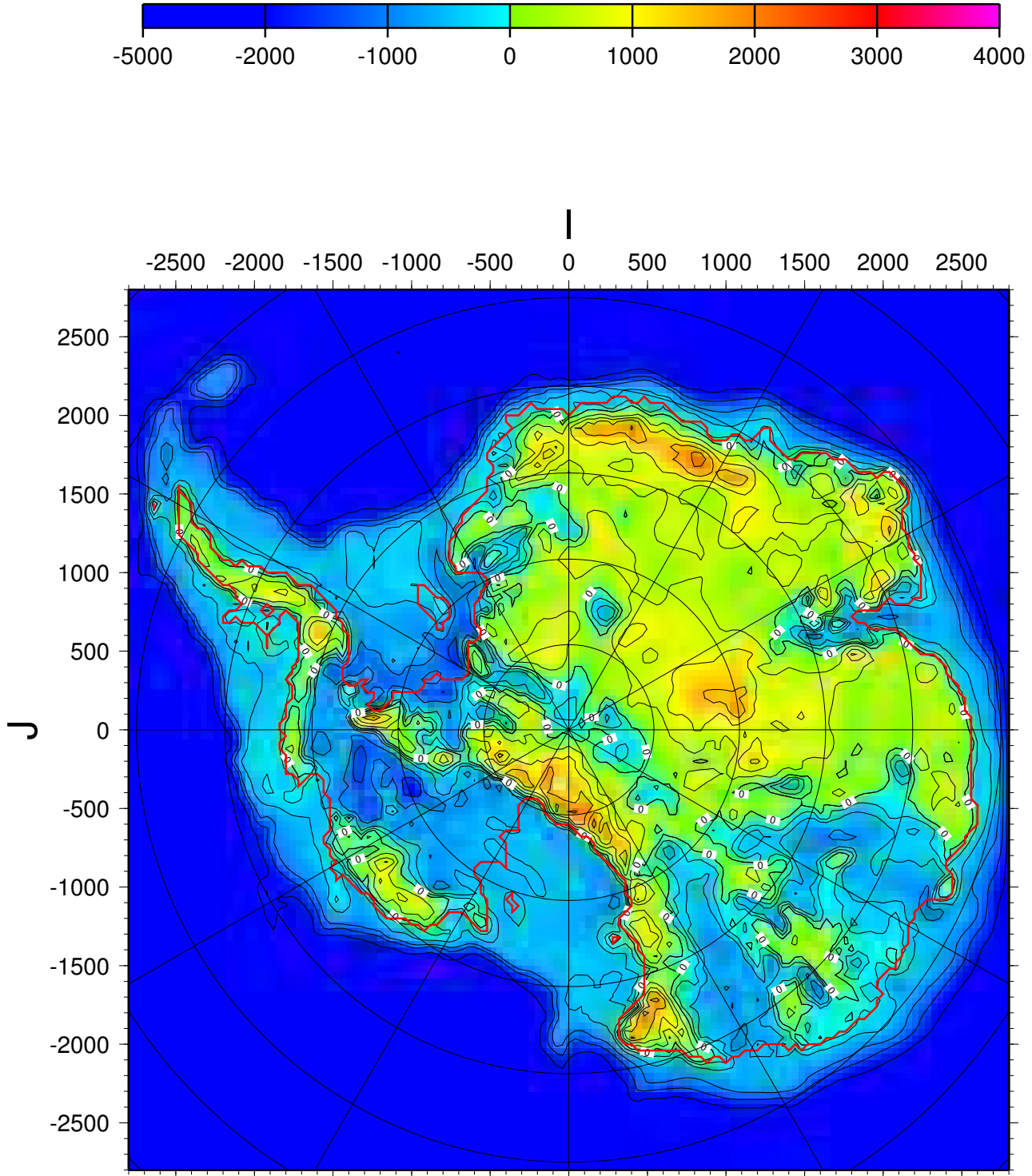


FIG. 6.1 – Topographie du socle compilée par Huybrechts et moyennée suivant la grille 40 km utilisée par le modèle. I et J sont les coordonnées en kilomètres centrées sur le pôle sud.

La carte d'épaisseur de glace a été obtenue en utilisant les données du Scott Polar Research Institute et celles des lignes de radio-sondage électrique aéroporté.

La topographie du socle a été calculée dans les zones où la glace est posée, en faisant la différence entre l'épaisseur de glace et l'altitude de la surface. En dehors de la zone de glace posée, les données utilisées sont celles de Budd et al. (1984), sauf dans la région de Ronne-Filchner où les données proviennent de Vaughan et al. (1994). La carte du socle ainsi obtenue est présentée sur la figure 6.1.

Dans ce jeu de cartes, il y a également une carte d'accumulation basée sur les données de Giovinetto et Bentley (1985) combinées à de nouvelles mesures effectuées sur la péninsule Antarctique.

### 6.1.2 Carte de BEDMAP

BEDMAP est un projet international coordonné au British Antarctic Survey (BAS). Il regroupe de nombreux pays sous l'égide du Scientific Committee on Antarctic Research (SCAR) et de l'European Ice Sheet Modelling Initiative (EISMINT). Ce projet a permis de collecter et de regrouper le maximum de données disponibles afin de cartographier le socle et la surface de l'Antarctique.

Les données d'épaisseur de glace sont pour l'essentiel issues de mesures par radio-sondage auxquelles s'ajoutent quelques données géophysiques. Les zones couvertes par ces données sont représentées sur la figure 6.2.

La bathymétrie utilise des données topographiques du fond marin directement mesurées (Johnson et Smith, 1997; Smith et Doake, 1997) et les mesures du National Geophysical Data Center. Lorsque ces données n'étaient pas suffisantes, elles ont été complétées par d'autres sources comme ETOPO5 (carte de la topographie du monde, y compris la bathymétrie, avec une résolution de 5 min).

Les données d'altitude de surface sont issues des mesures d'altimétrie radar du satellite ERS-1 qui ont permis de cartographier 80 % de la surface de l'Antarctique (Rémy et al., 2000; Bamber et Bindschadler, 1997), complétées par les données de l'Antarctic Digital Database.

Les données sont disponibles avec une résolution de 5 km (cf. fig. 6.4). La carte BEDMAP est plus récente que la carte de Huybrechts, on voit aussi que son relief est beaucoup plus accidenté. Elle a en effet été compilée à partir d'un nombre de points de mesure beaucoup plus important que la carte de Huybrechts.

Notre modèle utilisant une grille de 20 ou 40 km, il a été nécessaire de moyennner

Total Missions: 127  
 Airborne RES: 62  
 Oversnow RES: 20  
 Seismic: 32  
 Gravimetric: 9  
 Ice coring: 4

Note: squares denote seismic stations

**Data Source**

- BAS/Argentine
- Australia
- Belgium
- Chile
- Germany
- Italy
- Japan
- Russia & former Soviet Union
- United Kingdom
- United States
- SPRI/NSF/TUD
- Norwegian/British/Swedish

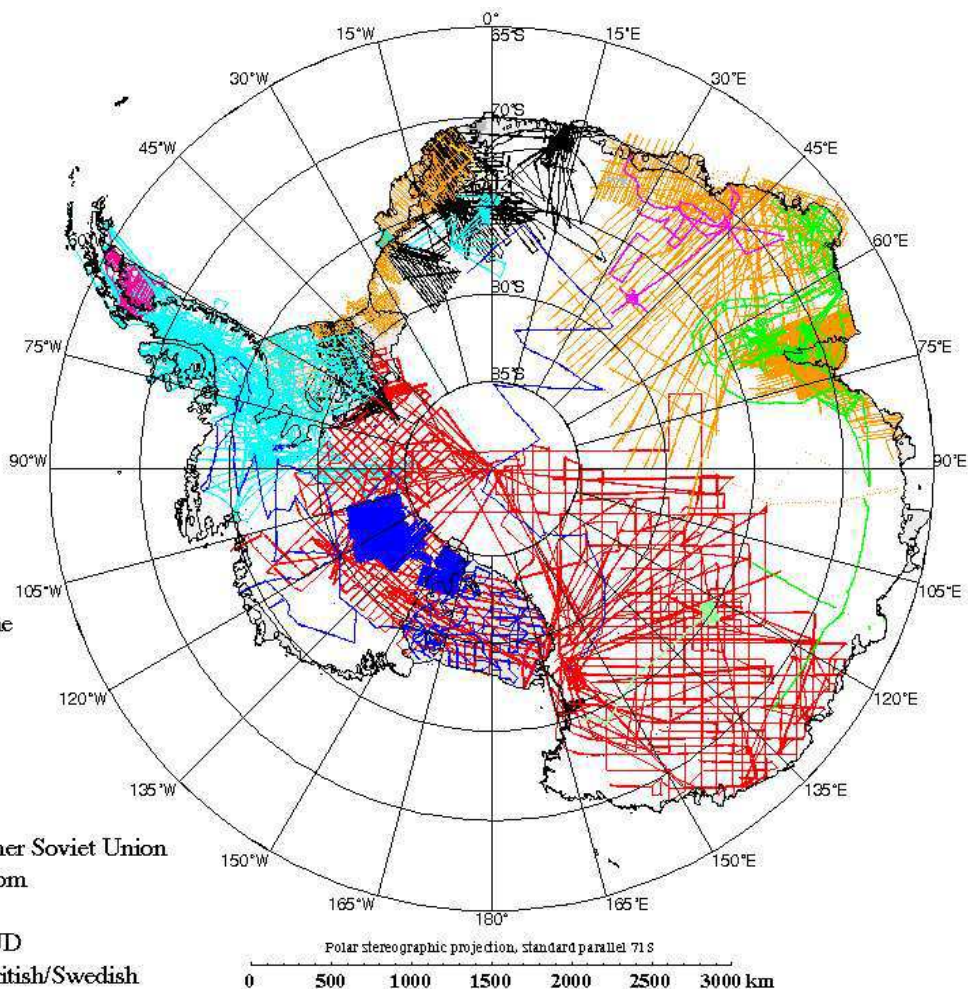


FIG. 6.2 – Couverture des données d'épaisseur de glace utilisées dans la carte BEDMAP.

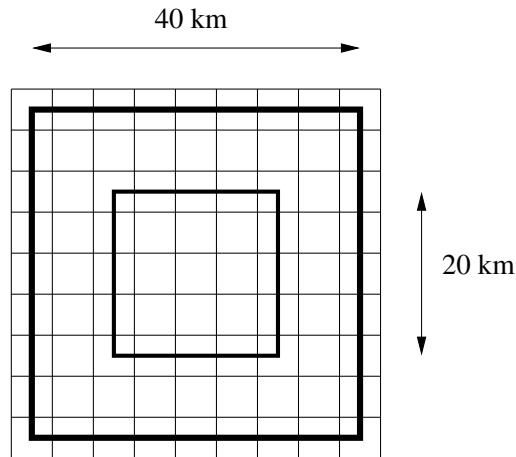


FIG. 6.3 – schéma représentant les trois grilles. En trait fin, la grille de 5 km des données BEDMAP, et en trait plus épais, les grilles du modèle (20 km et 40 km de côté). Les trois grilles sont centrées sur le pôle.

les données pour les avoir suivant les grilles du modèle. Pour cela, pour chaque donnée (surface, socle, épaisseur) nous avons calculé la moyenne de tous les points de la grille 5 km inclus dans une maille de la grille 40 km (ou 20 km). Les points de la grille 5 km situés “à cheval” sur plusieurs mailles de la grille 40 km (ou 20 km) ont été pris en compte dans la

# Altitude du socle (m)

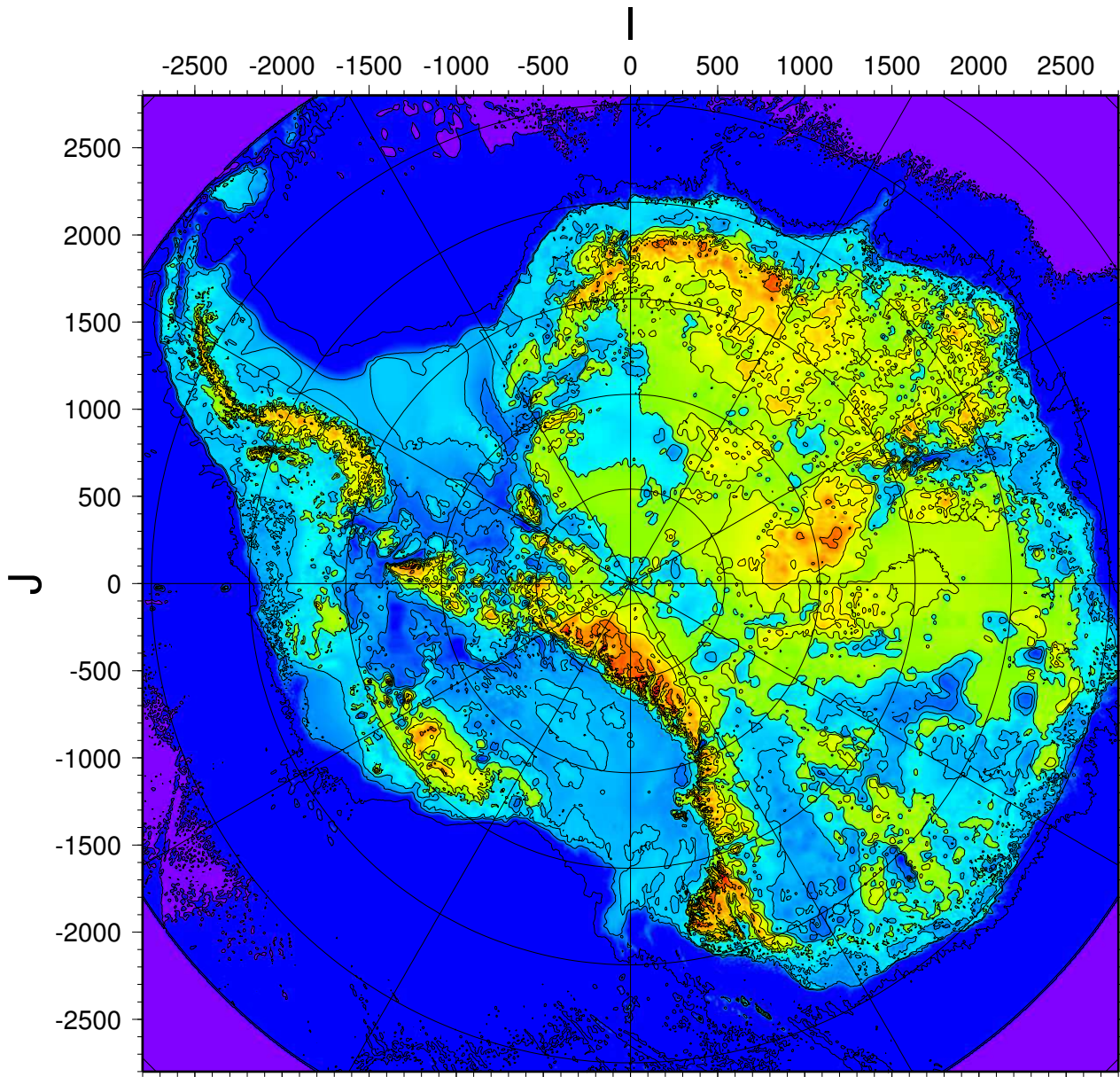


FIG. 6.4 – Topographie du socle BEDMAP, résolution de 5 km.

# Altitude du socle (m)

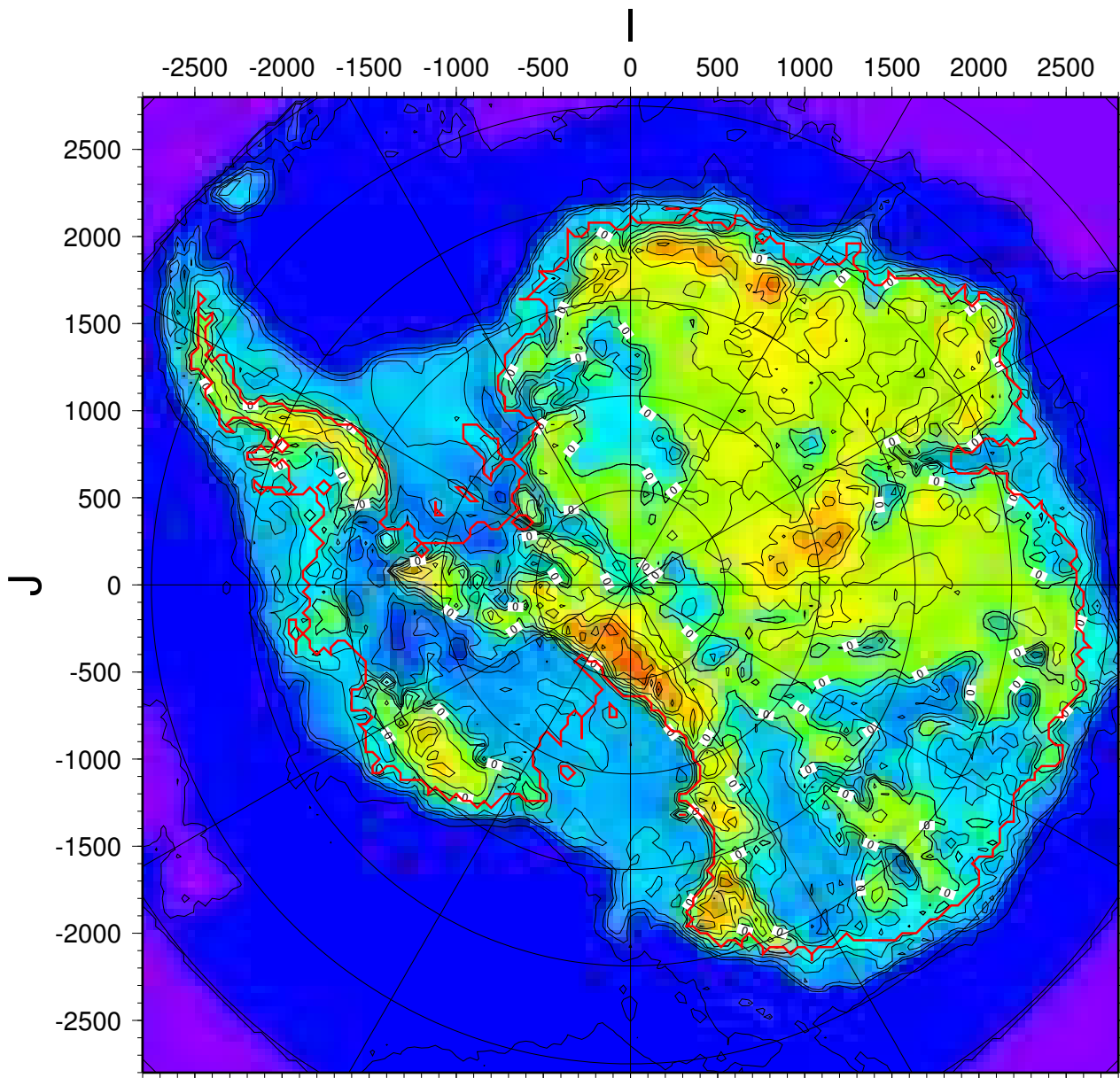


FIG. 6.5 – Topographie du socle BEDMAP en 40 km utilisée par le modèle.

moyenne avec un poids dépendant de leur surface dans chaque maille de la nouvelle grille (cf. fig. 6.3). L'existence de ces points "à cheval" vient du fait que nous voulions garder une grille centrée sur le pôle comme l'est la carte en 5 km. La carte de socle obtenue selon la grille de 40 km du modèle est présentée fig. 6.5.

### 6.1.3 Comparaison des deux cartes de socle

Afin de mieux voir les différences entre les deux cartes de socle, nous avons tracé la carte des différences d'altitude entre le socle BEDMAP et le socle de Huybrechts en 40 km (cf. fig. 6.6). On voit tout de suite que les deux cartes sont très différentes en de nombreux endroits.

Une grande partie du Queen Mary Land (coordonnées sur la carte (2000,-750)) est plus haute de 100 à 500 mètres sur le nouveau socle. En amont de l'Amery ice-shelf (1500,700), les différences sont particulièrement importantes : le socle BEDMAP est ici plus haut de presque 1000 mètres que le socle de Huybrechts. Dans cette partie de l'Antarctique, la topographie du socle est particulièrement tourmentée et les nouvelles mesures utilisées par BEDMAP apportent de nombreuses différences aux données de Huybrechts. Dans Dronning Maud Land, les différences entre les deux cartes sont aussi très marquées. Autour du point (500,1500), une structure montagneuse est présente dans la carte de BEDMAP alors que, par manque de données, la carte de Huybrechts reste très lisse. Dans Marie Byrd Land (-1200,-700), le socle de BEDMAP est encore une fois plus haut que le socle de Huybrechts. Le relief du socle est ici aussi beaucoup plus accentué dans la carte de BEDMAP. Dans la péninsule Antarctique, les différences sont très marquées. Les hauts sommets sont mieux pris en compte et en de nombreux endroits (-1500,800), le socle de BEDMAP est 1000 mètres plus haut que le socle de Huybrechts. Le socle de la côte ouest de la péninsule Antarctique, jusqu'à la baie de Pine Island, est par contre beaucoup plus profond dans la carte BEDMAP.

Sous les ice-shelves de Ross, de Ronne-Filchner et dans les parties posées proche de la ligne d'échouage de la glace, les différences d'altitude sont moins importantes (entre +500 m et -500 m) mais c'est ici que l'altitude du socle est la plus sensible pour le modèle. Une faible différence d'altitude peut alors provoquer le passage de la position "flottant" à la position "posée" ou inversement.

D'une manière générale, on remarque donc que le socle de BEDMAP apporte, avec un nombre de données utilisées beaucoup plus important, une carte dans l'ensemble beaucoup plus tourmentée. Les structures du socle y sont beaucoup plus marquées que dans la carte

## Socle BEDMAP - Socle Huybrechts (m)

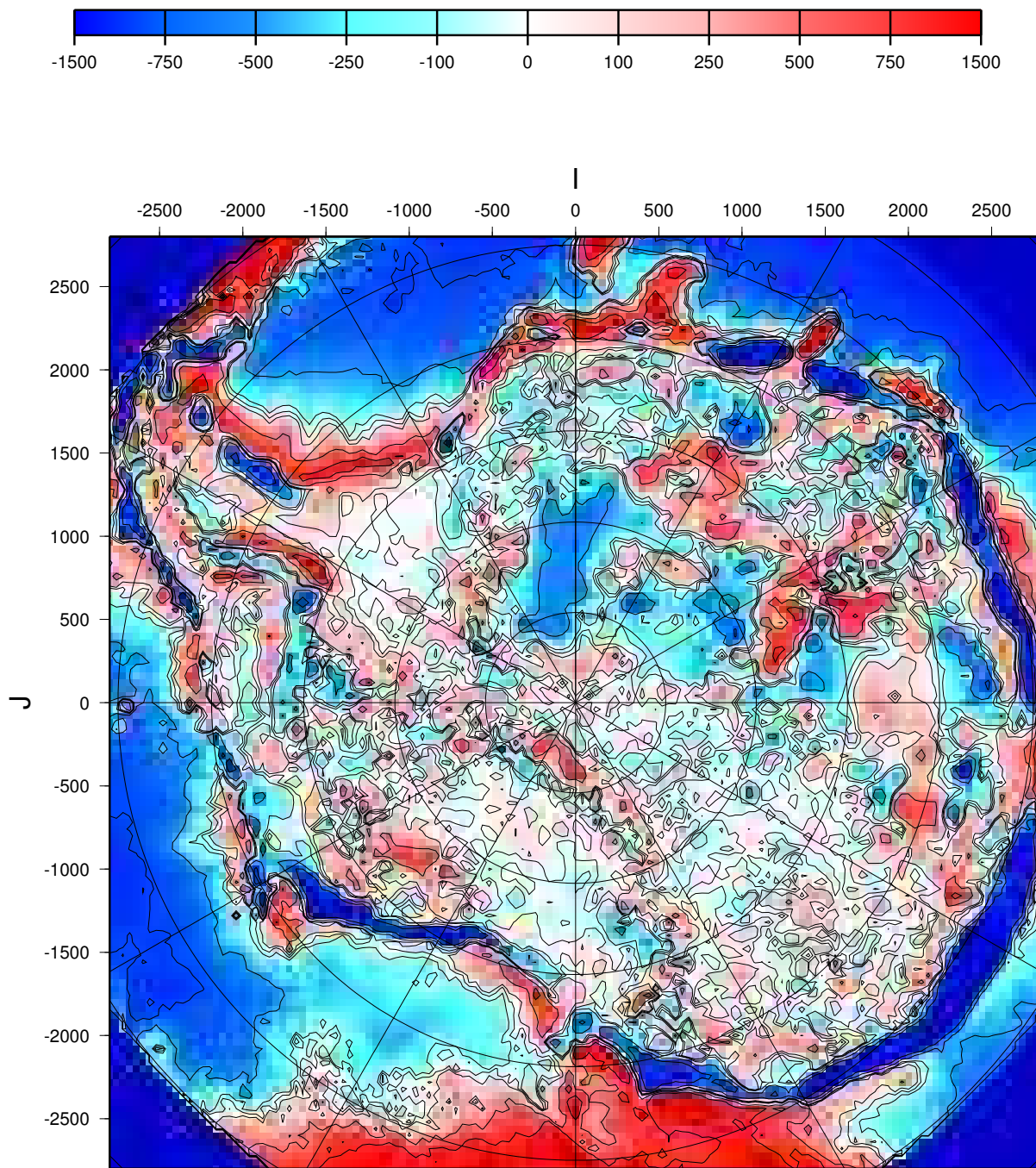


FIG. 6.6 – Différences d'altitude entre le socle BEDMAP et le socle de Huybrechts. Une différence positive signifie que le socle de BEDMAP est plus haut que le socle de Huybrechts. On peut remarquer un ruban presque continu tout autour du continent avec des différences très importantes (alternativement positives et négatives) entre les deux cartes. Nous pensons que ces différences proviennent des méthodes utilisées par les auteurs respectifs pour “coller” les cartes de bathymétrie aux cartes continentales.

de Huybrechts. Il faut tout de même souligner que malgré tout le travail de compilation des données fait dans le cadre de BEDMAP, il reste des parties de l'Antarctique où la topographie du socle est encore très mal connue. Les données utilisées sont beaucoup plus nombreuses qu'auparavant mais ne couvrent pas de façon uniforme toute la surface de l'Antarctique (cf. fig. 6.2).

On voit bien sur la carte du socle en 5 km (cf. fig. 6.4) que dans certaines zones (autour des points de coordonnées (1500,0) et (0,900) par exemple) que la carte est très lisse. Dans ces régions, on ne dispose pas de mesures (cf. fig. 6.2), c'est pourquoi l'altitude du socle y est presque constante. Par contre, il est amusant de remarquer que dans cette région là, le socle de BEDMAP est 500 m plus bas que celui de Huybrechts, alors que de toute façon, il n'y a pas de données.

## 6.2 Résultats obtenus avec les deux socles

### 6.2.1 Méthodologie

Lorsque l'on commence une simulation à partir des fichiers de surface et de socle mesurés, la température de la glace est en tout point égale à 0. Il faut donc faire "tourner" le modèle pendant une longue durée pour que les températures dans la glace soient en accord avec le forçage de température appliqué en surface.

Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus, en utilisant deux socles différents (Huybrechts et BEDMAP), nous avons, dans chaque cas, initialisé le modèle avec les cartes de socle et de surface respectives, puis, comme au chapitre 4, fait une simulation en utilisant le forçage de température des quatre derniers cycles climatiques déduit de l'étude des carottes de glace du forage de Vostok (Petit et al., 1999). Les températures dans la glace ont ainsi largement le temps de s'équilibrer. De plus, les résultats sont de cette manière a priori plus satisfaisants que lorsque l'on fait une simulation avec des conditions climatiques constantes, puisqu'ils tiennent ainsi compte des variations climatiques dans le passé.

Lors de ces deux expériences, les paramètres du modèle sont exactement les mêmes qu'au chapitre 4, c'est-à-dire choisis de façon à obtenir une calotte de glace qui soit, pour la période actuelle, la plus proche possible de la topographie mesurée.



## 6.2.2 Résultats avec la carte de Huybrechts

Lorsque l'on compare la carte obtenue avec le modèle (cf. fig. 6.7) à la carte de la surface mesurée (cf. fig. 6.8), on retrouve bien une carte semblable en première approximation. Les dômes sont correctement représentés, particulièrement en Antarctique de l'Est. Par contre, les zones périphériques sont beaucoup moins proches de la réalité.

En Antarctique de l'Ouest, la ligne d'échouage de la glace (en rouge sur la carte) est relativement bien placée du côté de l'ice-shelf de Ross mais du côté du Ronne-Filchner, elle est beaucoup trop avancée (au niveau de l'île de Berkner). La ligne des 1000 mètres est par contre correctement placée. La baie de Pine Island est aussi mal représentée : la glace y est beaucoup trop épaisse.

En Antarctique de l'Est, l'épaisseur de glace est assez proche des données mesurées (voir la ligne des 1000 et 3000 mètres). L'Amery ice-shelf est par contre assez mal représenté. On observe une échancrure dans la côte mais celle-ci est trop large et ne pénètre pas assez dans l'intérieur de la calotte.

Les résultats dans la partie centrale de la calotte proche des dômes sont donc assez satisfaisants avec la carte de Huybrechts. Par contre, de nombreuses baies au niveau de la côte ne sont pas correctement retranscrites par le modèle. Sur ce dernier point, la résolution de 40 km est également en cause car elle ne permet pas de bien prendre en compte les fines structures.

## 6.2.3 Résultats avec la carte BEDMAP

La carte obtenue, en utilisant les données BEDMAP, semble à première vue assez proche de celle obtenue avec la carte de socle de Huybrechts. En Antarctique de l'Ouest, la calotte de glace est dans l'ensemble trop large et trop épaisse (cf. fig. 6.9). La baie de Pine Island n'est toujours pas bien représentée. La position de la ligne d'échouage est très proche de celle obtenue avec la carte de Huybrechts (trop avancée côté Ronne et correctement placée côté Ross). En Antarctique de l'Est, la carte est plutôt meilleure que celle obtenue avec le socle de Huybrechts. La ligne des 3000 mètres est plus proche des mesures, particulièrement autour du point (1500,-1000). Par contre l'Amery Ice Shelf n'est pas du tout pris en compte.

Les problèmes pour faire reculer la ligne d'échouage dans le Ronne-Filchner ice-shelf existaient avec le socle de Huybrechts et persistent avec le nouveau socle. Ces difficultés viennent probablement de l'altitude moyenne du plateau continental, plus élevé que dans

# Altitude de la surface (m)

(socle Huybrechts)

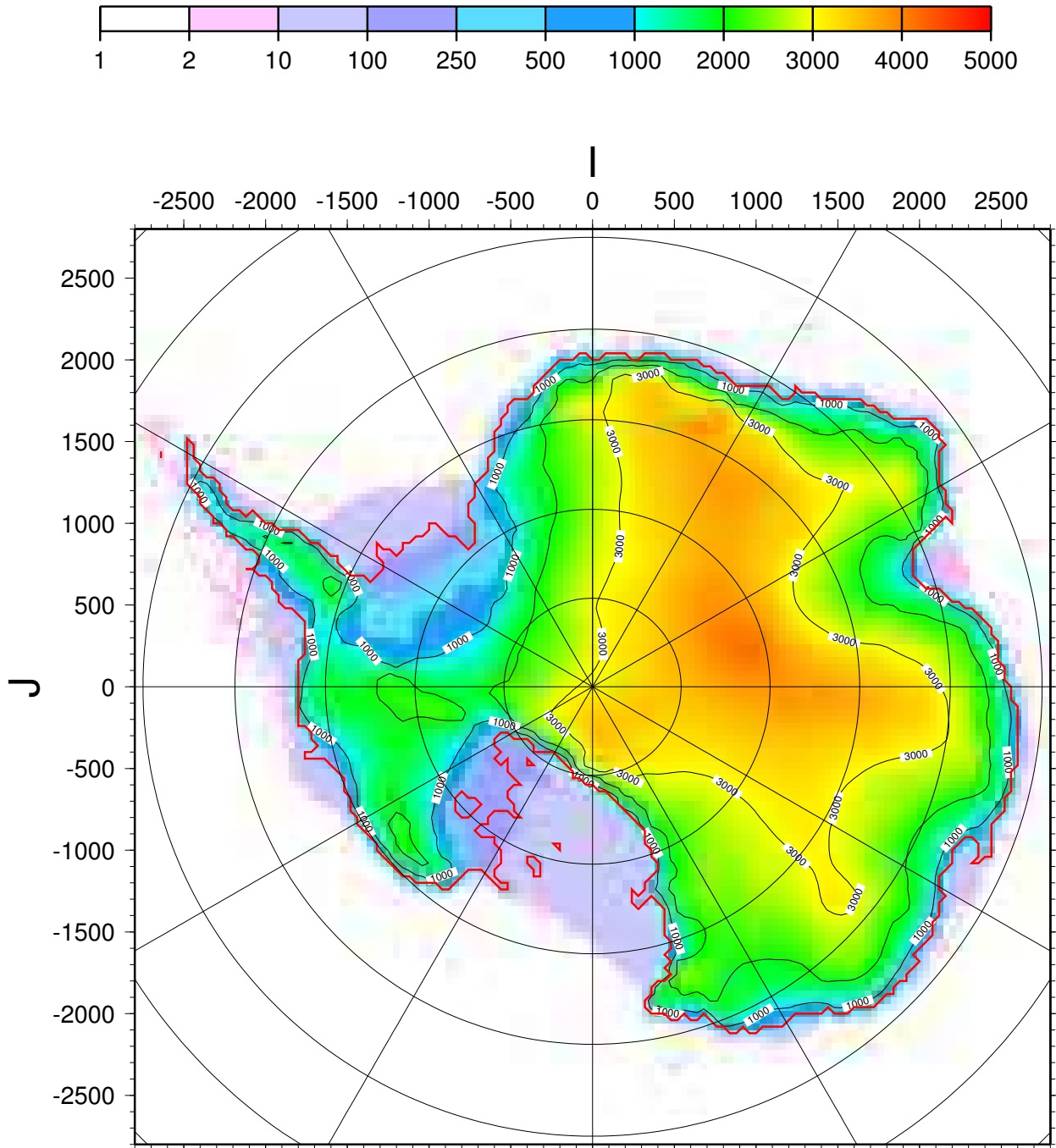


FIG. 6.7 – Surface de l'Antarctique obtenue avec le modèle après quatre cycles glaciaires-interglaciaires et en utilisant le socle de Huybrechts.

# Altitude de la surface (m)

carte BEDMAP

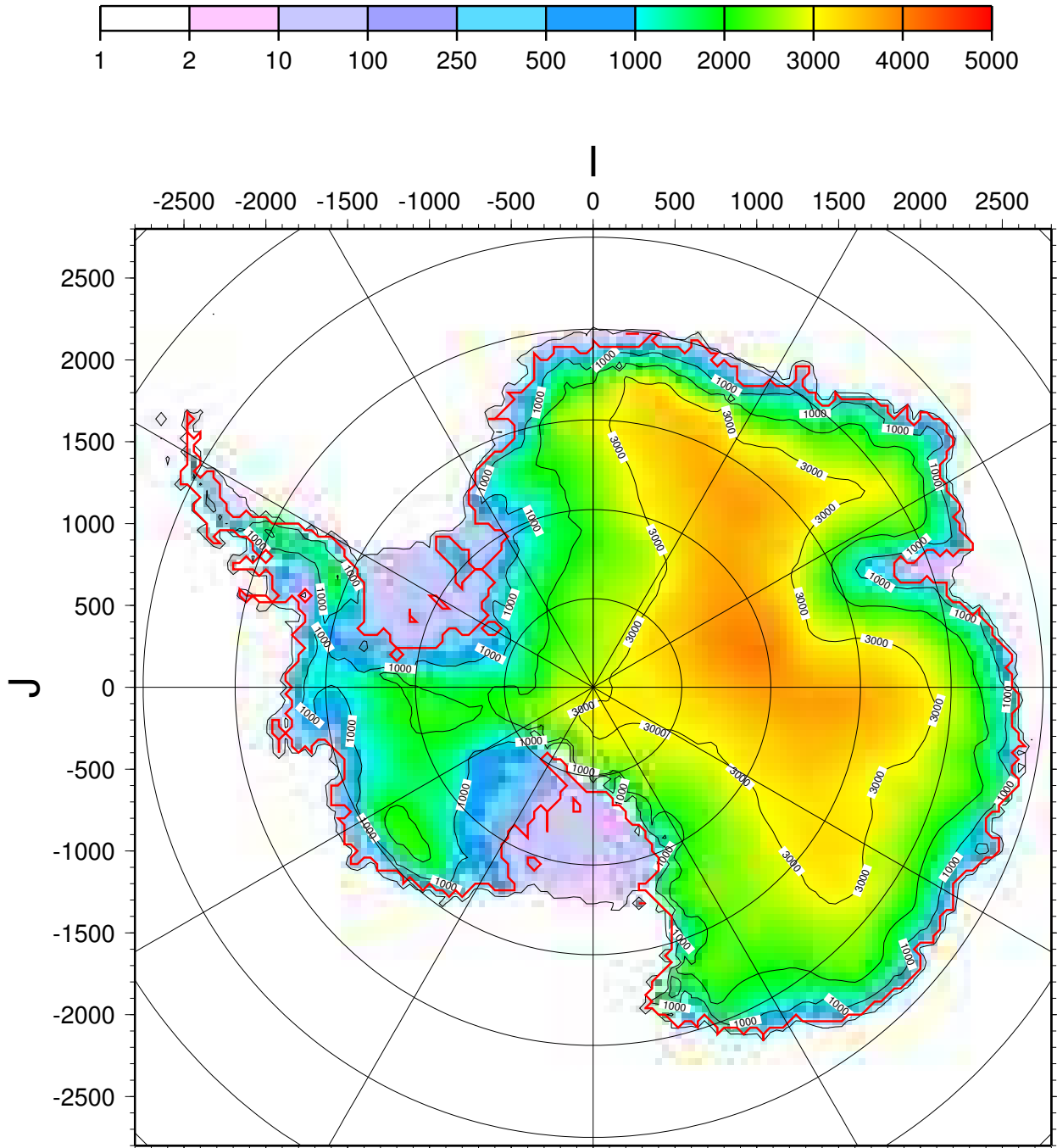


FIG. 6.8 – Surface de l'Antarctique mesurée (données BEDMAP) en 40 km.

# Altitude de la surface (m)

(socle BEDMAP)

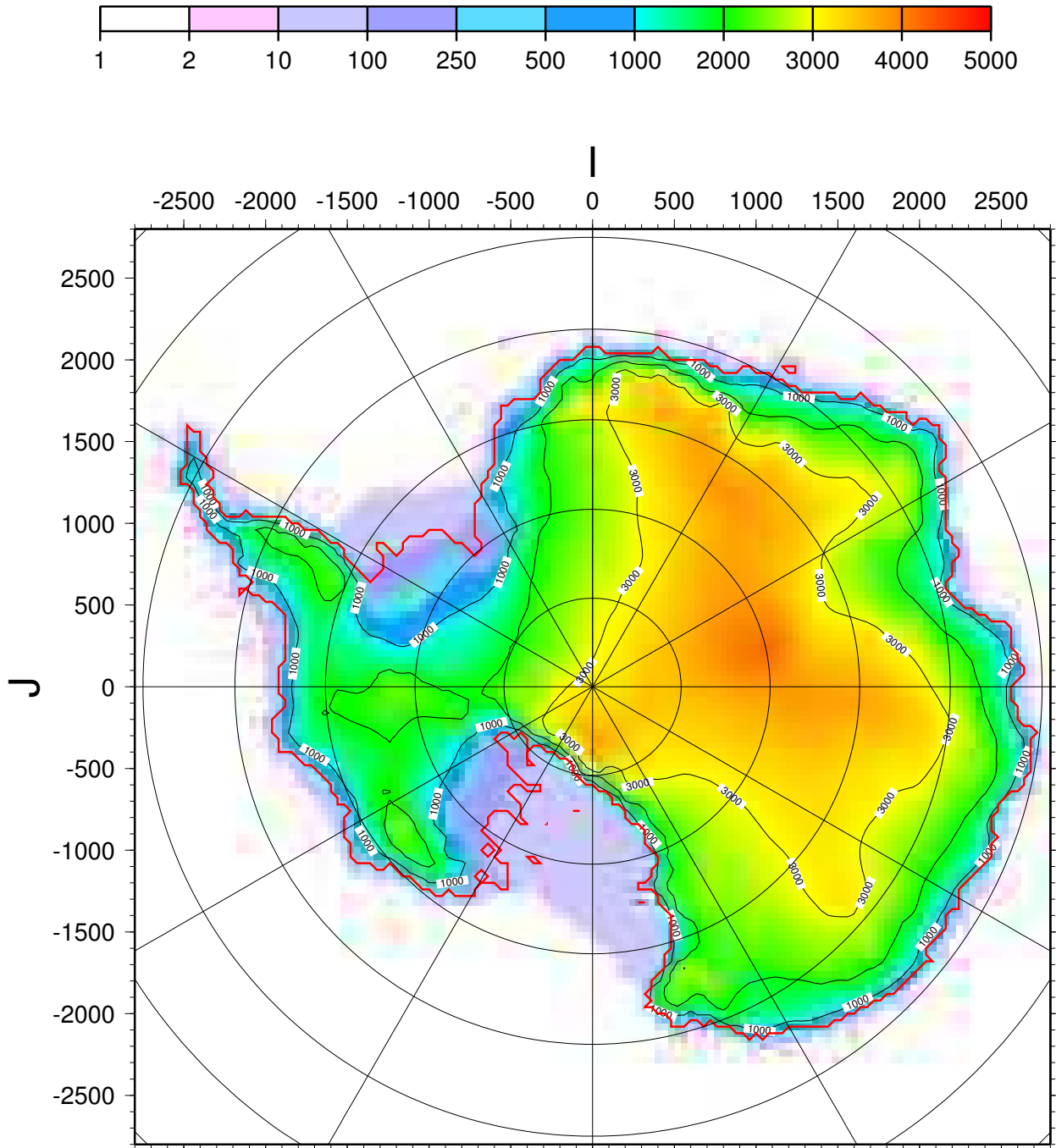


FIG. 6.9 – Carte de la surface de l'Antarctique calculée par le modèle après quatre cycles climatiques en utilisant le socle BEDMAP.

le Ross-ice-shelf, pour lequel on ne rencontre pas de difficultés lors d'un déglacement. Une fusion basale plus élevée dans la réalité sous le Ronne-Filchner ice-shelf, fusion supplémentaire dont on ne tient pas compte dans le modèle pourrait aussi expliquer les difficultés rencontrées pour simuler le recul de la ligne d'échouage dans cette région. L'amplitude plus importante des marées, qui conduit à des courants marins plus forts dans la mer de Weddell, pourrait être l'explication d'une telle différence.

Les difficultés (supplémentaires par rapport à l'expérience précédente) que l'on rencontre à retranscrire les baies et les petits ice-shelves avec le modèle viennent sans doute des nombreuses zones moins profondes dans la partie marine du socle BEDMAP par rapport à celui de Huybrechts. Cette différence entre les deux socles vient probablement du passage des données de bathymétrie aux données de topographie du socle. Le raccord entre les deux types de données n'a probablement pas été réalisé de la meilleure façon.

En ce qui concerne les vitesses d'écoulement, sur la figure 6.10, on remarque que dans la région des grands ice-streams A à E qui s'écoulent vers le Ross ice-shelf, elles sont de l'ordre de 200 à 500 m/an, donc du même ordre de grandeur que les vitesses mesurées. Par contre, dans le modèle, les vitesses sont relativement homogènes alors que dans la réalité, les vitesses sont très élevées dans les ice-streams et beaucoup plus lentes en dehors (quelques dizaines de mètres par an). Le modèle n'est donc pas capable de reconstituer les ice-streams individuellement. Nous verrons dans le chapitre 7 si ce point est amélioré avec une meilleure résolution.

## 6.2.4 Comparaison des résultats

### 6.2.4.1 Surface

Pour essayer d'interpréter ces résultats nous allons analyser les différences région par région.

Lorsque l'on compare les résultats obtenus avec le socle BEDMAP et avec le socle de Huybrechts, on constate qu'en moyenne la surface obtenue est plus haute avec le socle BEDMAP (cf. fig. 6.11). On remarque aussi que les différences d'altitude de surface sont beaucoup plus lisses et pas forcément situées aux mêmes endroits que les différences de topographie du socle.

En Antarctique de l'Est, autour des points (250,1000) et (2250,100), la surface modélisée avec le socle BEDMAP est plus basse que celle obtenue avec le socle de Huybrechts. Si l'on observe la carte des différences entre les deux socles (cf. fig. 6.6), on remarque que

# VITESSE de la glace (m/an)

(socle BEDMAP)

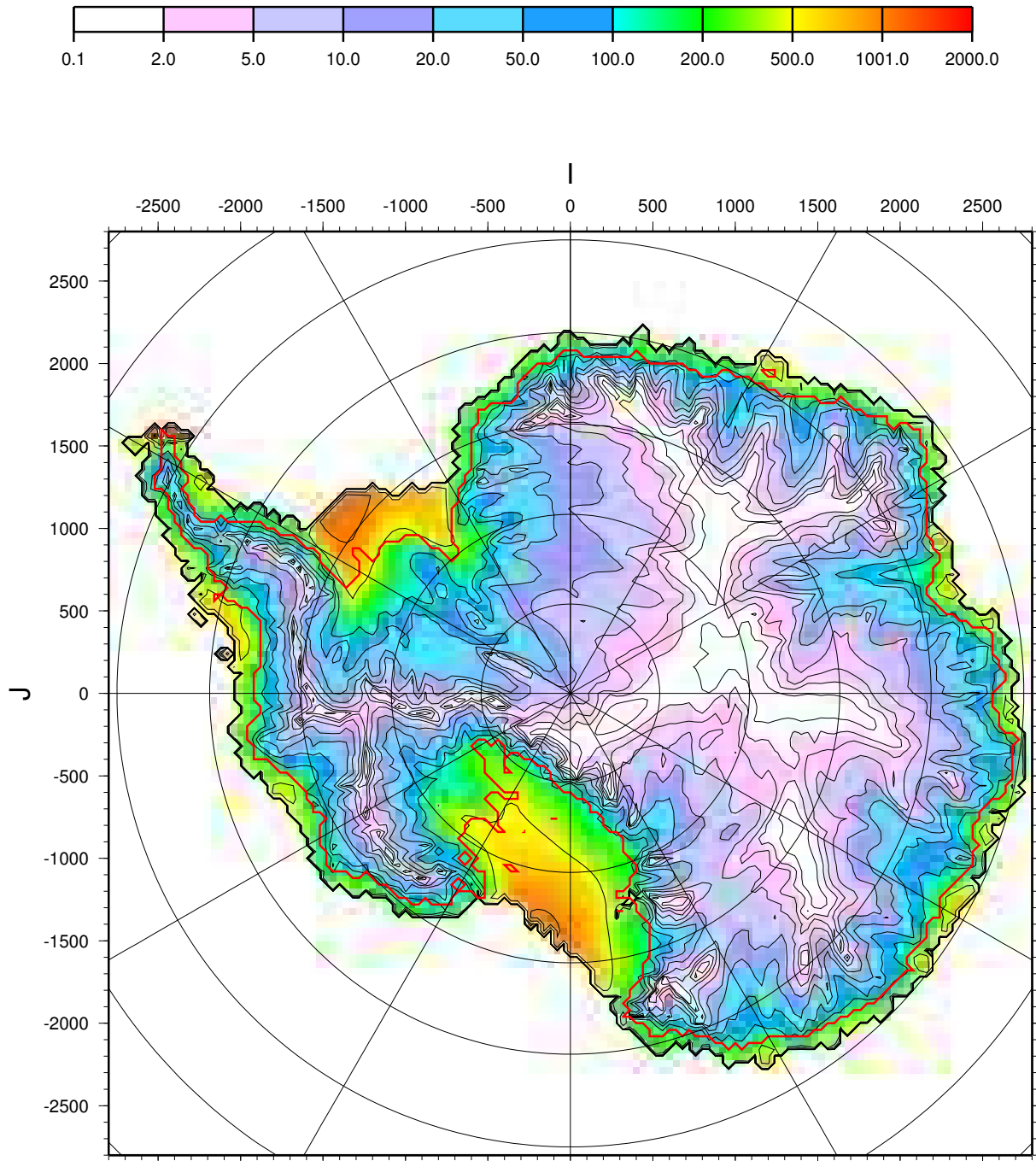


FIG. 6.10 – Vitesses d'écoulement de la glace calculées par le modèle pour le présent après une simulation de quatre cycles glaciaires-interglaciaires. La vitesse est très lente sur les dômes, dans le centre de la calotte (quelques mètres par an) et elle augmente en se rapprochant des bords où elle est de plusieurs centaines de mètres par an.

dans ces zones, le socle BEDMAP est également plus bas d'une façon importante.

## Différence d'altitude entre les surfaces simulées (m)

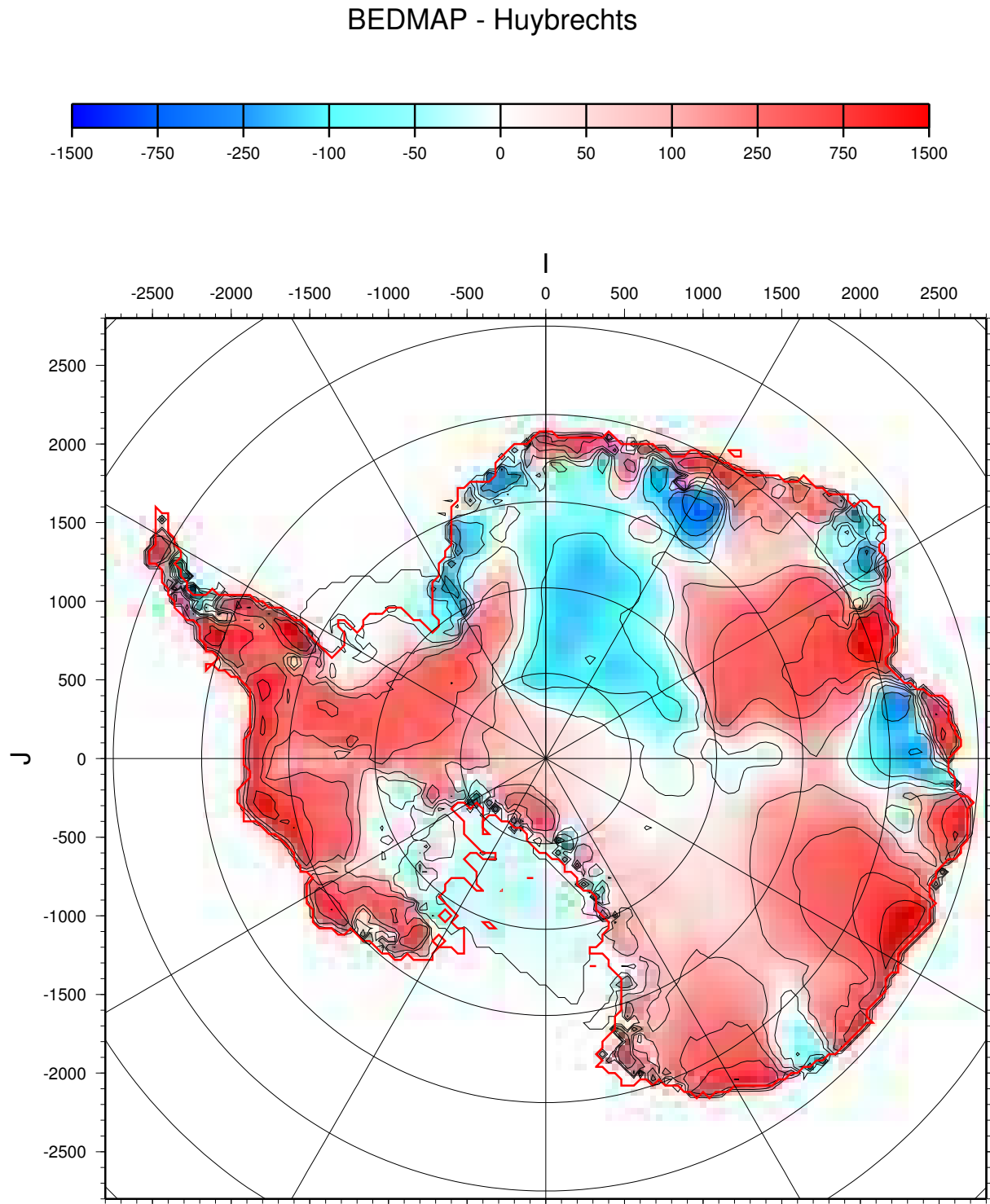


FIG. 6.11 – Différence entre la surface obtenue pour l'actuel avec le socle BEDMAP et le socle de Huybrechts. Une différence positive indique que la surface obtenue avec le socle BEDMAP est plus haute que la surface obtenue avec le socle de Huybrechts. La presque totalité de l'Antarctique de l'Ouest est plus haute avec le socle BEDMAP. En Antarctique de l'Est, les zones plus hautes du socle BEDMAP situées sur les bords limitent l'écoulement et provoquent un épaissement de la calotte en amont.

A l'inverse, lorsque la surface obtenue avec le socle BEDMAP est nettement plus haute que la surface obtenue avec le socle de Huybrechts (sur la carte autour des points (2000,700), (2500,-500), (2000,-1200) et (1200,-2000)), ces zones côtières correspondent systématiquement à des régions où le socle BEDMAP est plus haut que le socle de Huybrechts. On remarque par ailleurs qu'une différence dans une zone côtière a une influence sur une très grande distance vers l'amont.

Par ailleurs, le socle de BEDMAP, plus tourmenté, conduit au niveau des chaînes de montagne à une température basale beaucoup plus faible (cf. fig. 6.12). La température basale est donc en moyenne légèrement plus basse qu'avec le socle de Huybrechts, particulièrement en Antarctique de l'Ouest. Or, une température basale faible ralentit l'écoulement de la glace.

Il semble donc y avoir deux raisons à l'origine d'une surface plus haute avec le socle BEDMAP :

- la topographie plus tourmentée du socle qui, via les températures basales, provoque un ralentissement de l'écoulement.
- les zones où le socle est plus haut, situées sur les bords qui forment une barrière et provoquent un épaissement de la glace en amont.

C'est ce dernier effet qui semble prédominant.

#### **6.2.4.2 Taux de variation d'épaisseur pour l'actuel**

Sur les figures 6.13 et 6.14 où est tracée la variation de l'épaisseur de glace pour l'actuel, on constate tout d'abord que la carte n'est pas du tout uniforme. Sur une bonne partie de l'Antarctique de l'Est, l'épaisseur de glace a plutôt tendance à augmenter faiblement (quelques millimètres par an), grâce à l'augmentation de l'accumulation depuis le dernier maximum glaciaire. En Antarctique de l'Ouest, la tendance globale est à l'amincissement, en réaction au recul de la ligne d'échouage, mais le détail est beaucoup plus contrasté, et dépend fortement de la carte de socle utilisée. Avec le socle de Huybrechts, la diminution de l'épaisseur de glace en Antarctique de l'Ouest est beaucoup plus rapide qu'avec le socle BEDMAP, cela confirme qu'un socle plus tourmenté avec des sommets plus marqués, surtout lorsqu'ils sont situés sur les bords, limite l'écoulement de la glace.

Les cartes de variation de l'épaisseur de glace montrent que certains glaciers émissaires sont en train de gonfler et d'autres de s'amincir. Ce phénomène peut être mis en relation avec des observations récentes montrant que les ice-streams de Ross ont actuellement un bilan positif (Joughin et Tulaczyk, 2002), alors que le glacier de Pine Island a, lui, un bilan



# DIFFERENCE DE TEMPERATURE BASALE (deg)

## socle BEDMAP - socle Huybrechts

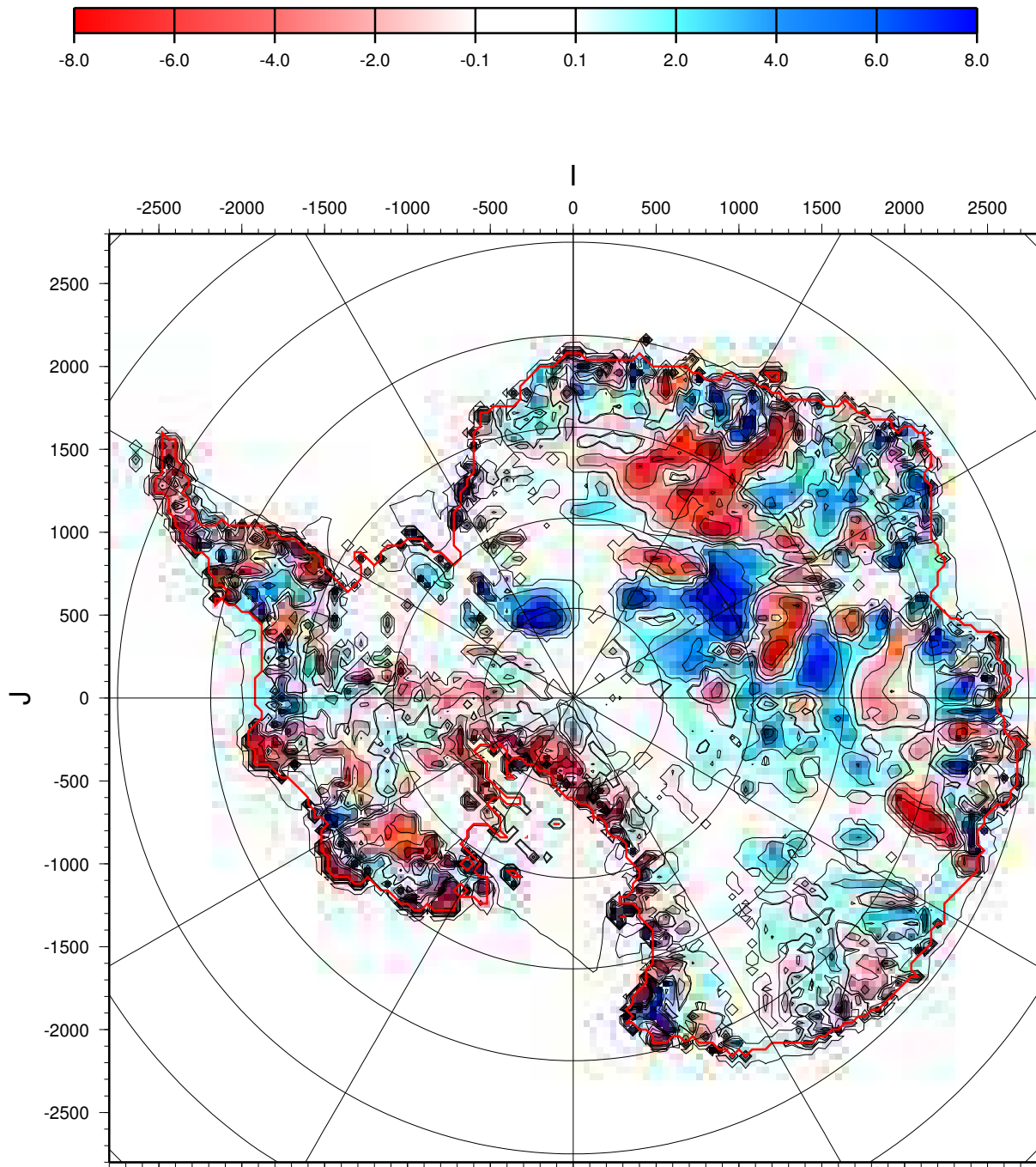


FIG. 6.12 – Différence entre la température basale obtenue avec le socle BEDMAP et avec le socle de Huybrechts. Les parties en blanc correspondent aux zones où la température basale est la température de fusion dans les deux cas. L'échelle de couleur a été inversée par rapport aux autres différences (rouge pour une différence de température négative) afin de faciliter la comparaison avec la carte des différences de socle. Les zones beaucoup plus froides avec le socle BEDMAP sont les zones de montagnes dont le relief est plus accentué qu'avec le socle de Huybrechts.

# Variation de l'épaisseur de glace (m/an)

(socle BEDMAP)

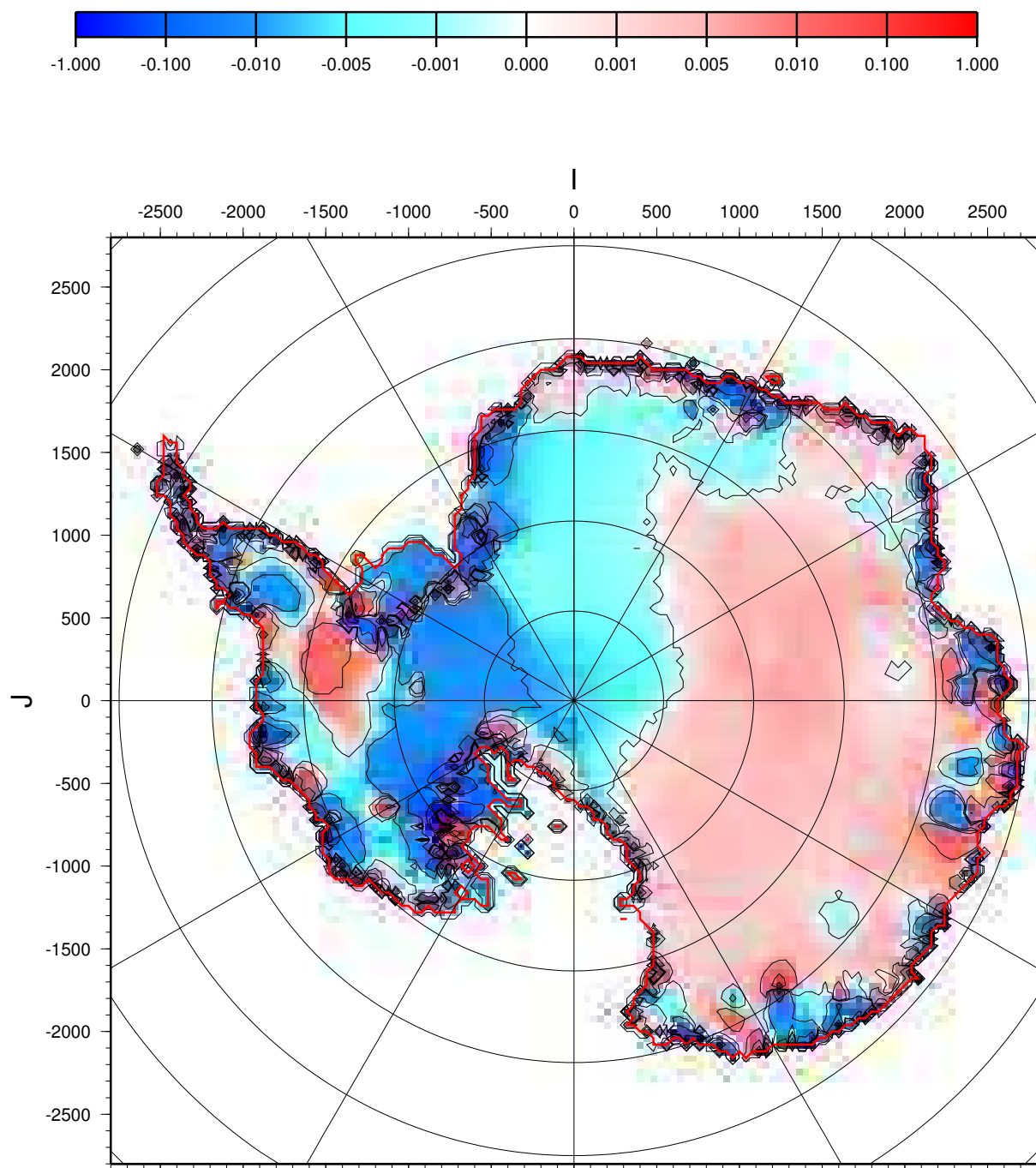


FIG. 6.13 – Variation de l'épaisseur de glace simulée pour l'actuel avec le socle BEDMAP. On constate qu'en moyenne l'épaisseur de glace a tendance à augmenter très légèrement en Antarctique de l'Est (quelques millimètres par an) alors qu'en Antarctique de l'Ouest, l'épaisseur de glace diminue de quelques centimètres par an.

# Variation de l'épaisseur de glace (m/an)

(socle Huybrechts)

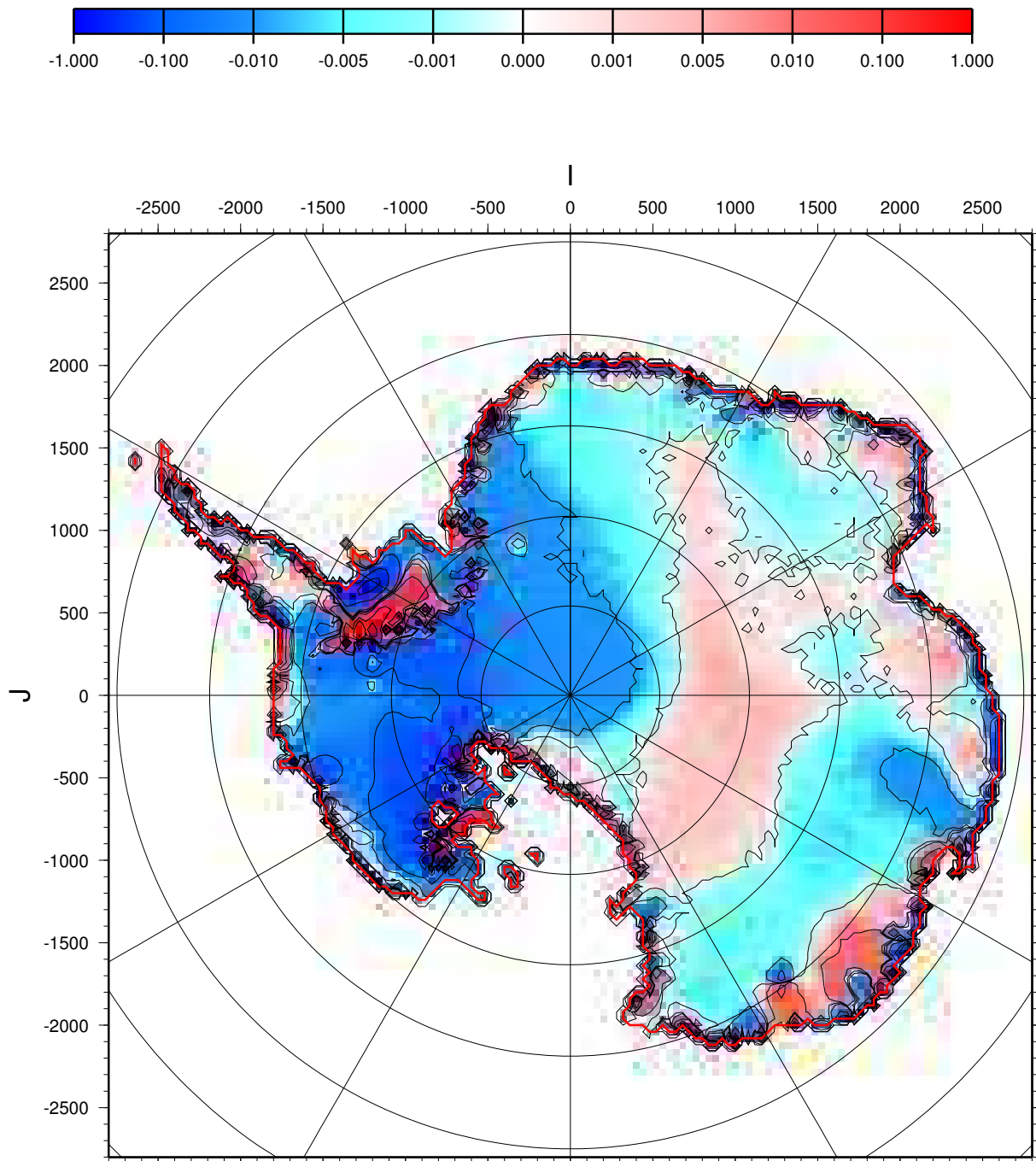


FIG. 6.14 – Variation de l'épaisseur de glace simulée pour l'actuel avec le socle de Huybrechts. Comme avec le socle BEDMAP,  $\frac{\partial H}{\partial t}$  est très proche de zéro en Antarctique de l'Est. Par contre, en Antarctique de l'Ouest, l'épaisseur de glace diminue plus rapidement.

négatif (Shepherd et al., 2001). Ceci signifie que des mesures ponctuelles de variation de l'épaisseur de glace ne sont pas forcément significatives de l'évolution de l'ensemble de la calotte.

## 6.3 Conclusion

Les données BEDMAP, grâce à l'énorme travail de collecte des données qui a été effectué sont beaucoup plus complètes que les cartes de Philippe Huybrechts, c'est pourquoi cette carte nous parait la meilleure à utiliser. De plus, la précision des données BEDMAP sera particulièrement appréciable dans le cas de l'utilisation du modèle avec une résolution de 20 km. Cependant, la carte du socle de BEDMAP présente certains défauts. Pour ce qui nous concerne, le problème du raccord bathymétrie-carte continentale est le plus pénalisant et il faudrait sans doute refaire cette partie du traitement de données. L'influence qu'a la carte du socle sur le résultat final montre qu'il est essentiel de continuer les efforts vers une meilleure carte. Pour l'instant, il est impossible de valider le modèle convenablement car on ne sait pas si les désaccords entre la surface observée et modélisée sont dûs à un processus manquant (ou mal simulé), ou à un manque de données du socle.

# Chapitre 7

## Premiers résultats du modèle en 20 km

### 7.1 Pourquoi passer à une résolution de 20 km ?

Le modèle Antarctique avec sa résolution de 40 km permet, grâce à sa rapidité (il faut une heure de calcul sur une station de travail DEC-Alpha (DS20) pour simuler 10 000 ans) de simuler l'évolution de la calotte de glace Antarctique sur de longues périodes. La rapidité des calculs permet aussi de faire de nombreux tests de sensibilité. Par contre, la résolution de 40 km est pénalisante car elle ne permet pas de bien prendre en compte la topographie du socle. De nombreux ice-streams, par exemple, ne peuvent pas être simulés avec une telle résolution car ils sont plus petits qu'une seule maille du modèle. Les structures fines du socle, dorénavant disponibles avec une résolution de 5 km, sont moyennées de façon à obtenir un fichier compatible avec la grille 40 km. Cela permet de conserver les grandes structures mais les vallées étroites, par exemple, ne sont plus correctement représentées.

Comme les données étaient disponibles, pour essayer d'améliorer la prise en compte des fines structures et de mieux représenter les ice-streams, nous avons donc décidé de diminuer la taille de la maille du modèle de 40 à 20 km. On espère ainsi mieux simuler certaines zones de l'Antarctique, notamment les régions côtières comme la baie de Pine Island mais aussi les grands ice-shelves de Ross et de Ronne-Filchner.

## 7.2 Modifications apportées au modèle lors du passage de 40 à 20 km

Le passage du modèle a tout d’abord nécessité de ré-échantillonner tous les fichiers d’initialisation du modèle suivant la nouvelle grille. Cette grille est, comme en 40 km, une grille cartésienne suivant une projection polaire stéréographique. Nous avons utilisé les données de socle, de surface et d’épaisseur de glace de BEDMAP (disponibles en 5 km et moyennées suivant notre grille de 20 km). Pour l’accumulation, nous avons utilisé les données de Huybrechts (déjà utilisées en 40 km et disponibles en 20 km).

La deuxième modification concerne le calcul des vitesses dans l’ice-shelf. La résolution de l’équation des vitesses dans les ice-shelves et dans les ice-streams (eq. 2.23) est découpée en quatre domaines (cf. § 2.3.7.7). Nous avons donc modifié les bornes des quatre domaines de façon à couvrir la grille de 20 km. Les nouvelles coordonnées des sous-domaines sont les suivantes :

- sous-domaine du Ross-ice-shelf : coordonnées des mailles du domaine pour la grille 20 km : (1-180, 1-130)
- sous-domaine de l’Antarctique de l’Est (170-281, 1-130)
- sous-domaine du Ronne-Filchner ice-shelf (1-180, 120-281)
- sous-domaine de l’Amery ice-shelf (170-281, 120-281).

La dernière modification importante concerne le pas de temps du modèle. Comme cela a été vu lors de la description du modèle, il existe deux pas de temps dans le modèle : le “petit” pas de temps, utilisé pour la résolution de l’équation de conservation de la masse et le “grand” pas de temps, DTT, suivant lequel sont résolues toutes les autres équations du modèle. Le “petit” pas de temps est variable, il dépend des vitesses d’écoulement maximum de la glace rencontrées sur la grille et son calcul dépendait déjà de la taille de la maille. Cette partie n’a donc pas été modifiée. Le “grand” pas de temps est choisi par l’utilisateur et reste fixe tout au long d’une simulation. Pour estimer le pas de temps nécessaire, on peut le choisir de telle sorte qu’une particule de glace ne parcoure pas plus que la distance d’une maille de la grille en un pas de temps. Pour des vitesses de l’ordre de 1 km/an, cela donne un DTT maximum égal à 20 ans. Cependant, il est apparu que cette contrainte était loin d’être suffisante. Nous avons fait des essais en utilisant plusieurs DTT afin de voir à partir de quelle valeur les résultats du modèle ne sont plus dépendants de ce pas de temps. En effet, lorsque le pas de temps DTT est trop grand, les résultats du modèle sont modifiés à cause d’oscillations de la vitesse au niveau de la ligne d’échouage. Les

points sont alternativement posés puis flottants, ce qui, au bout de très peu de temps, modifie les résultats du modèle d'une façon systématique (cela favorise le recul de la ligne d'échouage). Après analyse des résultats, nous avons choisi un DTT égal à 5 ans pour la maille de 20 km (il est de 20 ans pour la maille de 40 km).

### 7.3 Temps de calcul

Le passage de la maille du modèle de 40 à 20 km présente l'inconvénient de beaucoup augmenter le temps de calcul. Alors qu'en 40 km, une heure de calcul suffit pour simuler 10 000 ans d'évolution de la calotte de glace, en 20 km il faut trois heures pour simuler seulement 1000 ans! Le modèle en 20 km est donc 30 fois plus lent qu'en 40 km.<sup>1</sup> Une telle vitesse de calcul est vite pénalisante lorsqu'il s'agit de modéliser un cycle climatique (deux semaines de calcul pour simuler 130 000 ans). Dans son état actuel, le modèle en 20 km ne pourra donc être utilisé (avec les moyens informatiques dont nous disposons) que pour des simulations de déglaciation depuis le dernier maximum glaciaire ou pour de courtes expériences dans le futur (des optimisations sont envisagées pour améliorer ce point).

### 7.4 Définition de l'expérience

Les résultats présentés ici sont parmi les premiers obtenus avec le modèle en 20 km. Le temps que nécessite chaque simulation n'a pas permis d'affiner les différents paramètres du modèle. Nous présenterons donc les résultats obtenus en utilisant les mêmes paramètres que ceux du modèle 40 km dans l'expérience du chapitre 4, avec cependant quelques nuances.

Comme les calculs sont beaucoup plus longs qu'en 40 km, nous avons obtenu ces résultats en débutant la simulation à partir du dernier interglaciaire vers 120 ka BP. La calotte initiale (dont le volume est plus grand que celui de la calotte observée) a été obtenue après une simulation en état stationnaire avec les conditions climatiques actuelles (cf. fig. 7.1). Cela veut dire que les températures sont moins bien équilibrées que dans l'expérience

---

<sup>1</sup>La très grande augmentation du temps de calcul vient d'une part, du nombre de noeuds de la grille 20 km qui est quatre fois plus grand qu'avec la grille 40 km et d'autre part, de la diminution par quatre du pas de temps, que ce soit DTT mais aussi le petit pas de temps à cause de la non linéarité de l'équation de conservation de la masse. Cela nous conduit à un facteur 16. Le surplus est dû au fait que les matrices de l'équation des vitesses dans les ice-shelves sont plus grosses et prennent proportionnellement plus de temps. La résolution du système linéaire occupe respectivement 35 % et 55 % du temps de calcul total en 40 et 20 km.

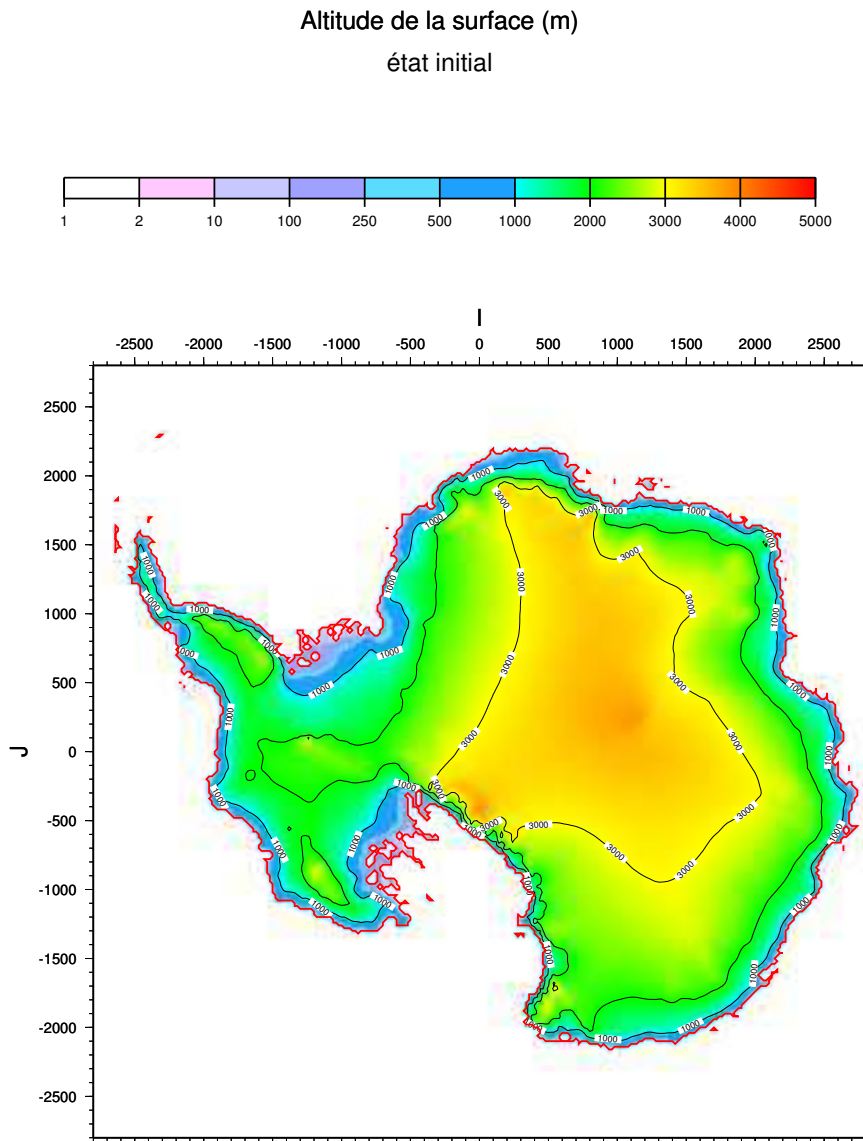


FIG. 7.1 – Surface de la calotte de glace au début de la simulation. Cette calotte, déjà plus grosse que la calotte mesurée a été obtenue au terme d’une simulation en état stationnaire avec les conditions climatiques actuelles.

Pour la fusion basale sous les ice-shelves, nous avons utilisé la paramétrisation présentée au § 4.2. Cependant, la valeur du taux de fusion basale sous les ice-shelves au niveau de la ligne d’échouage a juste été augmentée (1 m/an en 20 km au lieu de 0,5 m/an en 40 km) afin de tenir compte du fait que les mailles couvrent une surface quatre fois plus petite. Nous n’avons pas utilisé une fusion quatre fois plus forte comme le rapport de surface pourrait le laisser penser, car la surface de la “grounding zone”, où cette fusion est appliquée, est située le long de la ligne d’échouage et l’effet de résolution ne joue que dans une seule dimension.

Tous les autres paramètres du modèle sont les mêmes que pour les simulations en 40 km présentées dans la partie 4.



## 7.5 Résultats

### 7.5.1 Variations temporelles

Les résultats obtenus depuis le dernier maximum glaciaire sont présentés sur les figures 7.2 et 7.3.

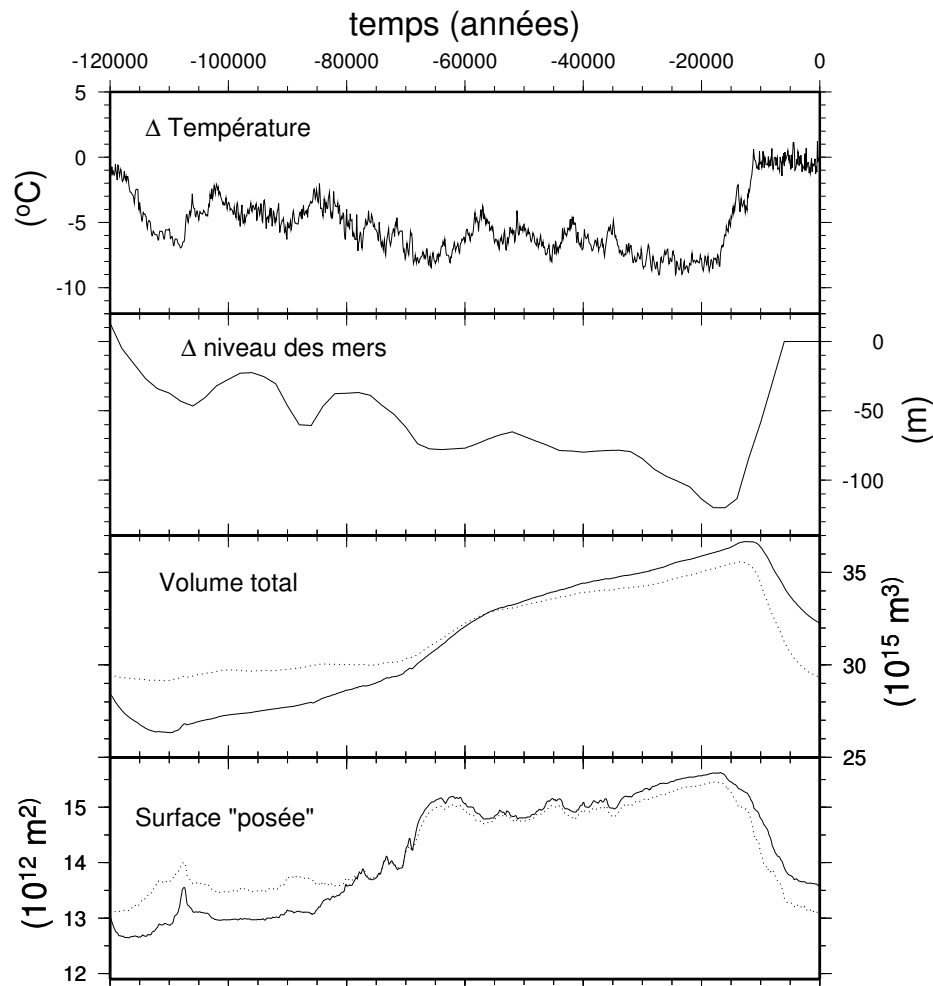


FIG. 7.2 – Evolution de la calotte de glace depuis -120 000 ans obtenue avec le modèle 20 km. Pour rappel, l'évolution obtenue avec le modèle en 40 km (expérience présentée au chapitre 4) est tracée en pointillés.

Au début de l'expérience, la calotte de glace n'est pas en équilibre, c'est pourquoi sa surface posée et son volume diminuent rapidement. A partir de 113 ka BP, la surface de glace posée se met à augmenter à cause du forçage climatique (entrée en glaciation) et le volume fait de même à partir de 110 ka BP. La surface posée et le volume total de la calotte ont ensuite une évolution et des valeurs proches de ce que nous obtenons avec le modèle en 40 km. Au dernier maximum glaciaire, la calotte est plus volumineuse et légèrement plus étendue qu'en 40 km. Ceci est confirmé par la carte de la surface à 16 000 ans BP (cf. fig. 4.6). La ligne des 2000 mètres d'altitude est très avancée, particulièrement du côté

du Ronne-Filchner ice-shelf. Les positions de la ligne d'échouage sont par contre assez similaires, c'est-à-dire proches du talus continental. On peut juste noter sa plus grande avancée au niveau de la péninsule Antarctique, surtout du côté de la mer de Weddell.

La surface posée et le volume commencent à diminuer respectivement vers 16 ka BP et 11 ka BP c'est-à-dire au même moment qu'en 40 km, par contre, l'amplitude du retrait est moindre en 20 km. Ainsi, à 7 ka BP en 20 km, la position de la ligne d'échouage de la glace est proche de ce qui est obtenu à 10 ka BP avec une résolution de 40 km. Entre 16 ka BP et 10 ka BP, la ligne d'échouage du côté du Ronne-Filchner ice-shelf ne semble pas avoir reculé, et du côté du Ross ice-shelf le recul est très faible. Ensuite, les différences deviennent plus marquées. La calotte de glace de l'Antarctique de l'Ouest reste très épaisse en 20 km alors que son volume diminue rapidement en 40 km. La ligne d'échouage de la glace pour le présent est donc trop avancée, particulièrement du côté du Ronne-Filchner ice-shelf. En Antarctique de l'Est, les différences sont moins importantes mais la calotte de glace reste plus épaisse que celle obtenue en 40 km, ce qui est mis en évidence par la grande surface située au-dessus de 3500 m.

Même si les paramètres du modèle sont les mêmes en 20 et 40 km, il faut noter que les deux simulations ne sont pas complètement équivalentes à cause de la situation initiale.. En 40 km, la simulation se fait sur quatre cycles glaciaires-interglaciaires alors qu'en 20 km, la simulation débute à -120 ka à partir d'une calotte déjà trop grosse. Cependant, on constate qu'avec une résolution de 20 km, cette tendance à être plus épaisse qu'en 40 km s'accroît au cours du temps. Cet épaississement ne peut venir que d'une modification de l'écoulement puisque la paramétrisation de l'accumulation est la même dans les deux cas.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 6, le changement de la carte du socle peut entraîner des modifications relativement importantes des résultats obtenus avec le modèle. Ici, nous avons conservé la même base de donnée mais la résolution a été multipliée par deux. La carte du socle en 20 km présente donc un relief beaucoup plus rugueux que la carte en 40 km. Comme les zones où l'écoulement est très rapide peuvent être de deux types : les glaciers de vallées dont la position est déterminée par la topographie du socle et les fleuves de glace dont la présence n'est pas contrôlée par la topographie (ice-stream A à E par exemple), nous allons étudier comment ont évolué les vitesses dans chacun de ces deux cas.

# Altitude de la surface (m)

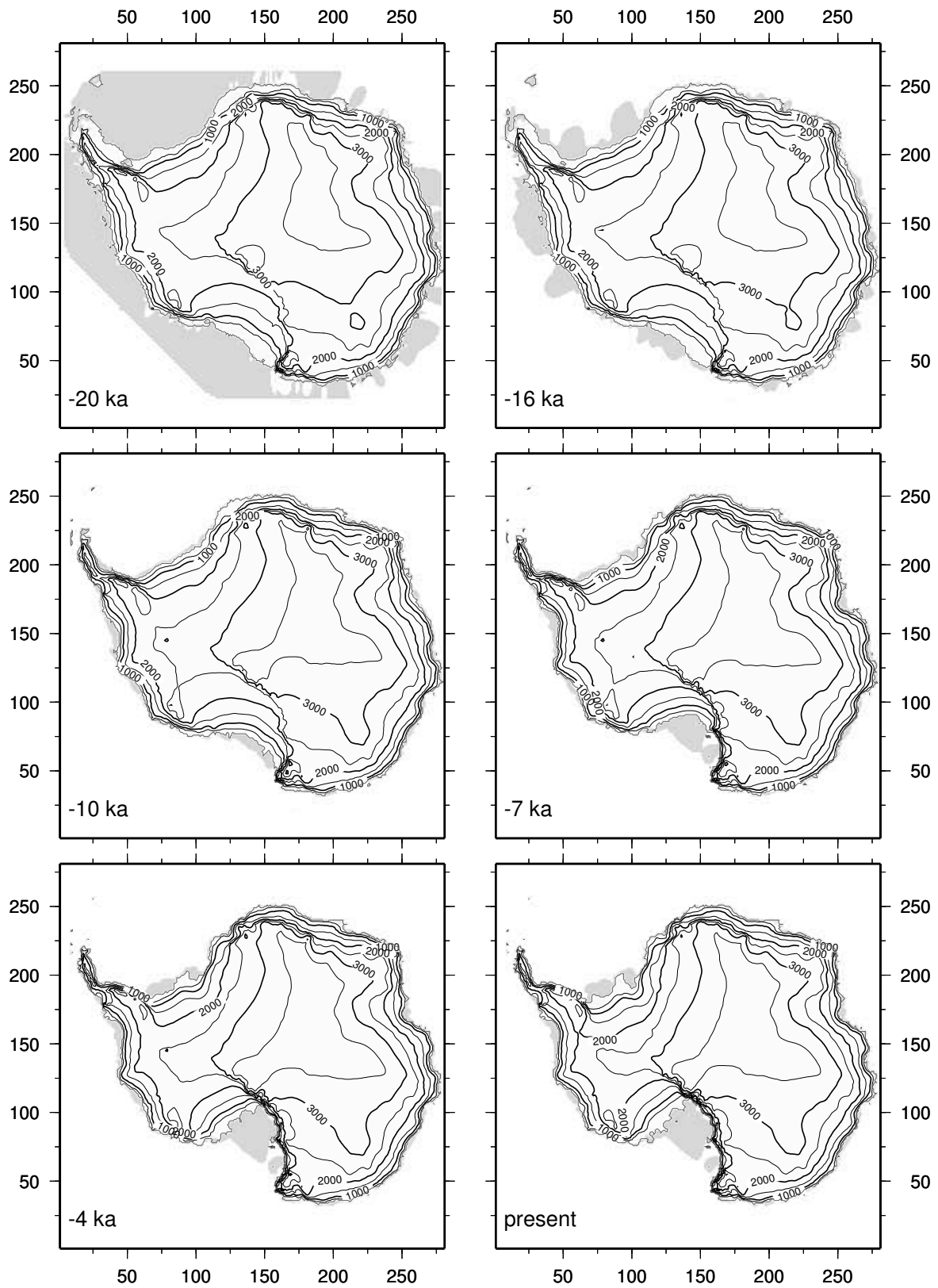


FIG. 7.3 – Altitude de la surface de la calotte Antarctique obtenue avec le modèle 20 km à -20 ka, -16 ka, -10 ka, -7 ka, -4 ka et pour le présent. La calotte de glace obtenue pour le dernier maximum glaciaire, vers 16 ka BP est un peu plus épaisse sur les bords que celle obtenue en 40 km. Pour l'actuel, la calotte reste trop épaisse, surtout en Antarctique de l'Ouest.

### 7.5.2 Vitesse d'écoulement dans les glaciers de vallées

Sur la figure 7.4 (extrait de la carte Radarsat de l'Antarctique) on peut visualiser une bonne partie de la chaîne transantarctique et observer les différents glaciers, le plus visible étant le glacier Byrd.

Nous avons tracé les cartes des vitesses obtenues avec le modèle en 20 et 40 km dans la région du glacier Byrd qui se jette dans le Ross ice-shelf. A cet endroit, la chaîne transantarctique fait obstacle à l'écoulement, qui est de ce fait concentré dans de grandes vallées glaciaires. Les vitesses modélisées avec la grille de 20 km montrent effectivement des régions rapides, où les vitesses dépassent largement 200 m/an sur une largeur de seulement 20 à 60 km, alors que la vitesse n'est que de l'ordre de 20 m/an sur la maille voisine (cf. fig. 7.5).

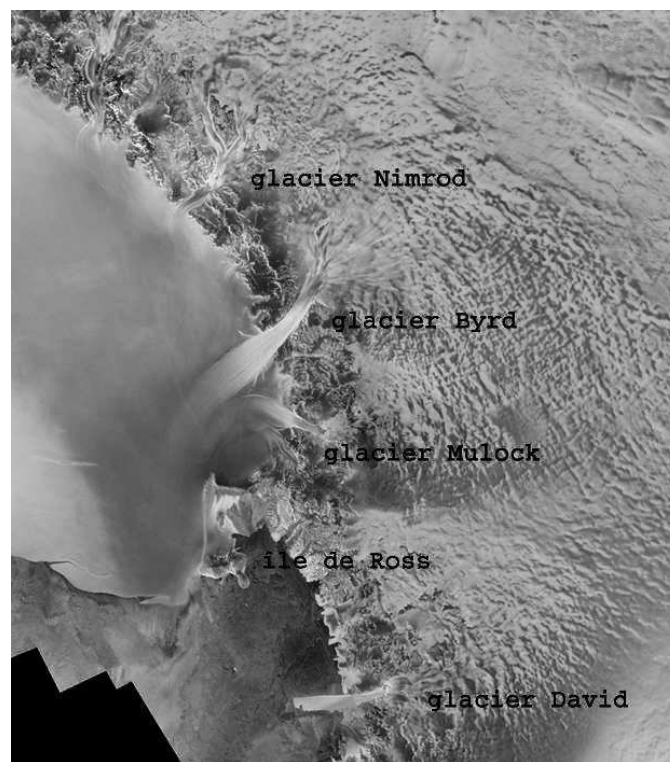


FIG. 7.4 – Image de la calotte de glace dans la région du glacier Byrd obtenue par le satellite RADARSAT. Les glaciers avec un écoulement rapide passent par les vallées étroites qui transpercent par endroit la chaîne Transantarctique.

Ces zones, où l'écoulement est très rapide, correspondent à des vallées dans le socle. Le modèle y retranscrit donc bien les écoulements rapides, essentiellement grâce à la pression effective qui y est plus faible et les profondeurs plus grandes. La comparaison avec la carte des vitesses obtenue en 40 km met bien en évidence les progrès réalisés grâce à la grille de 20 km (cf. fig. 7.6). En 40 km, le champ de vitesse est qualitativement comparable mais la plus faible résolution ne permet pas d'obtenir des vitesses aussi rapides qu'en 20 km,

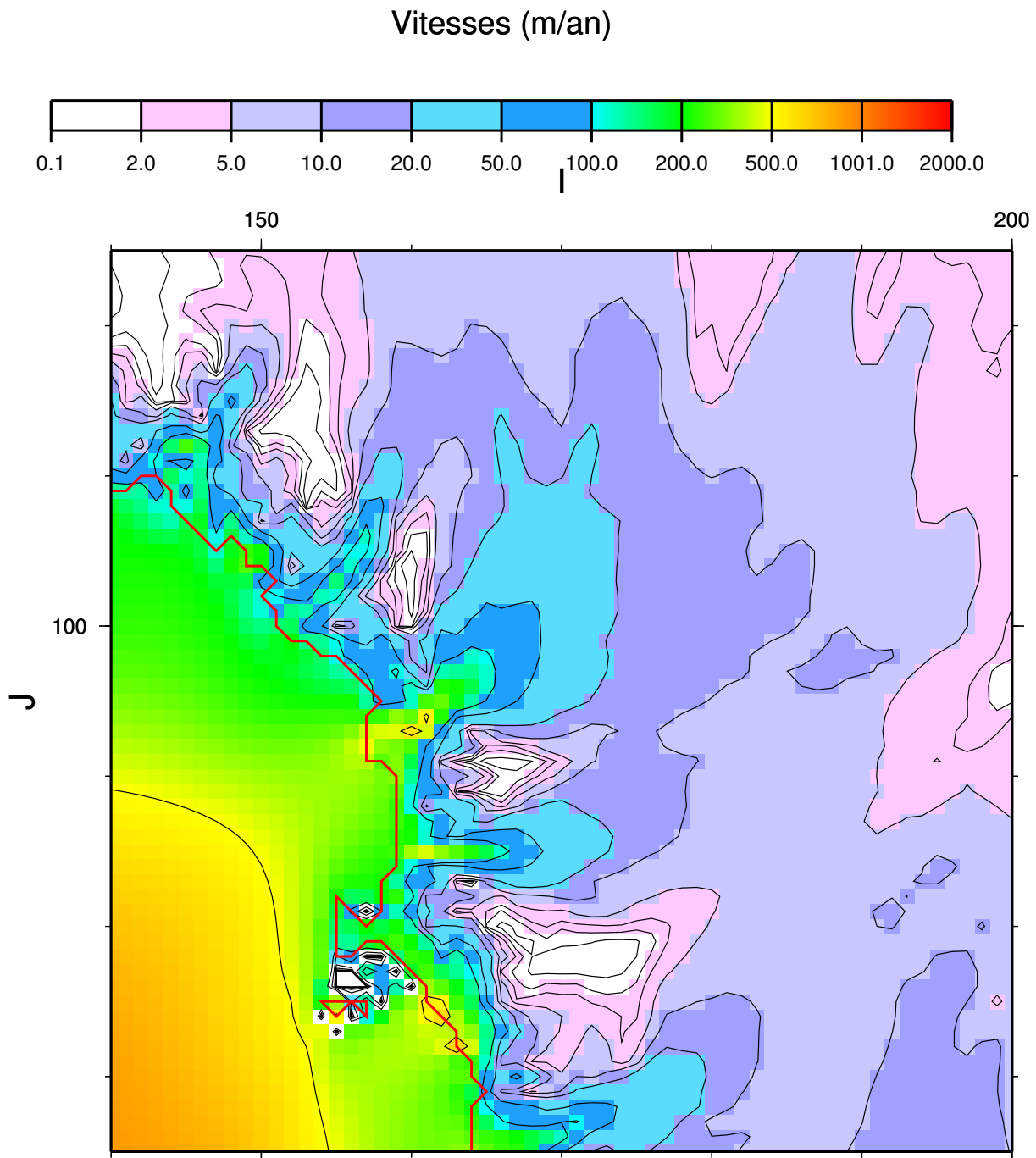


FIG. 7.5 – Vitesses de la glace calculées par le modèle 20 km à la fin de la simulation, pour la période actuelle au niveau de la chaîne Transantarctique, dans la région du glacier Byrd. La ligne rouge représente la ligne d'échouage. L'échelle correspond aux coordonnées des mailles de la grille. On voit très bien les fleuves de glace où la vitesse d'écoulement est très élevée, qui sont canalisés dans les vallées entre les hauts sommets de la chaîne Transantarctique.

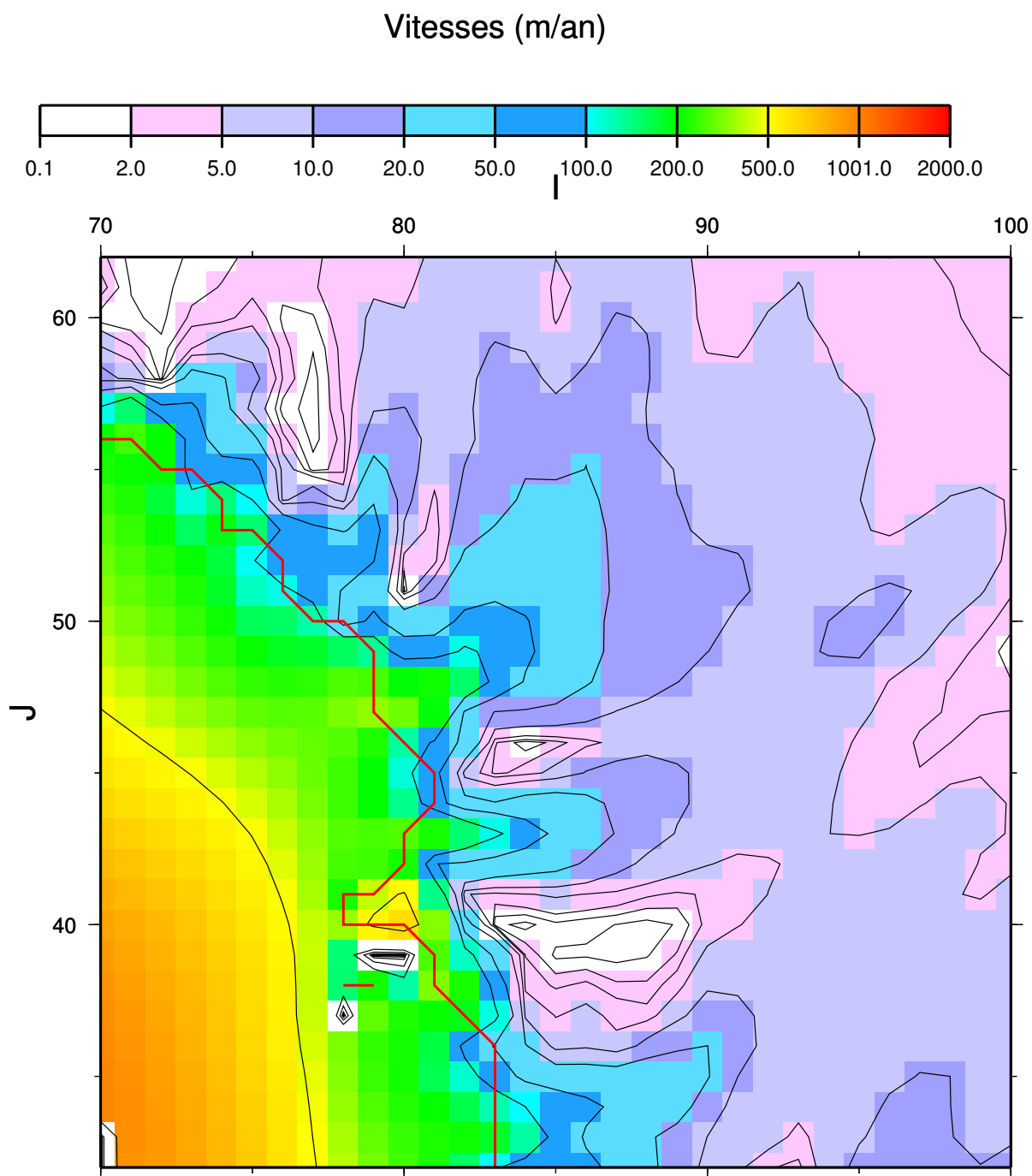


FIG. 7.6 – Vitesses de la glace calculées par le modèle 40 km dans la région du glacier Byrd pour l'actuel. On retrouve les glaciers situés dans les vallées observés sur la figure 7.5, mais la plus faible résolution ne permet pas d'avoir des écoulements aussi rapides.

et lorsque la vallée est étroite, comme c'est le cas pour le glacier Nimrod, les différences s'accroissent. Les vitesses d'écoulement sont bien plus différenciées en 20 km, et tiennent compte beaucoup plus finement du relief. L'augmentation de la résolution a donc permis ici d'améliorer les résultats obtenus.

### 7.5.3 Vitesse d'écoulement dans les fleuves de glace

Dans la région des grands fleuves de glace du côté Antarctique de l'Ouest (Siple Coast), on ne peut pas identifier de zones où l'écoulement est nettement plus rapide qu'ailleurs (cf. fig. 7.7). L'écoulement est plus différencié en amont grâce au relief, par contre, au niveau de la ligne d'échouage, c'est beaucoup moins net. De plus, lorsque l'on compare les vitesses obtenues en 20 km et en 40 km (cf. fig. 7.8), on constate qu'elles sont bien plus élevées avec la plus faible résolution.

On peut en partie attribuer cette différence à la position de la ligne d'échouage, plus reculée en 40 km, mais cela vient probablement surtout du frottement basal  $\tau_b$  sous les ice-streams. Le coefficient  $\nu^2$  de la loi de frottement (eq. 2.26) a dans cette expérience la même valeur que dans l'expérience en 40 km, or, il est fort probable que cette calibration ne soit plus adaptée en 20 km. Ce résultat n'est pas complètement inattendu. En effet, dans l'équilibre des forces pour une colonne de glace d'un ice-stream, les forces de traction (venant de l'ice-shelf) et de gravité (dues à la pente de surface) sont compensées par le frottement basal et latéral. Ce dernier est pris en compte dans la résolution de l'équation diagnostique (eq. 2.23) mais va dépendre de la résolution (sa forme est discrétisée en fonction de  $\frac{\Delta U}{\Delta x}$ ). Pour une même différence de vitesse entre l'ice-stream et le bord ( $\Delta U$ ) ce frottement va être d'autant plus grand que le pas d'espace ( $\Delta x$ ) est petit, jusqu'à ce que la maille soit effectivement de la taille de la zone de transition entre glace lente et glace rapide (5-10 km). Pour compenser cet effet numérique, la calibration du frottement basal doit être modifiée vers des valeurs plus basses du frottement.

En fait, les fleuves de glace, dont la présence n'est pas ou peu contrôlée par la topographie du socle, sont beaucoup plus difficiles à simuler. En effet, la position de ces ice-streams semble essentiellement contrôlée par la présence de sédiment gorgé d'eau à l'interface socle-glace. Or, dans le modèle, en l'absence d'autres critères physiques à notre disposition, la présence des fleuves de glace ne dépend que de la valeur de la pression effective.

L'augmentation de la résolution permet donc d'améliorer la prise en compte des glaciers de vallées, mais n'améliore pas la retranscription des ice-streams dont l'existence est





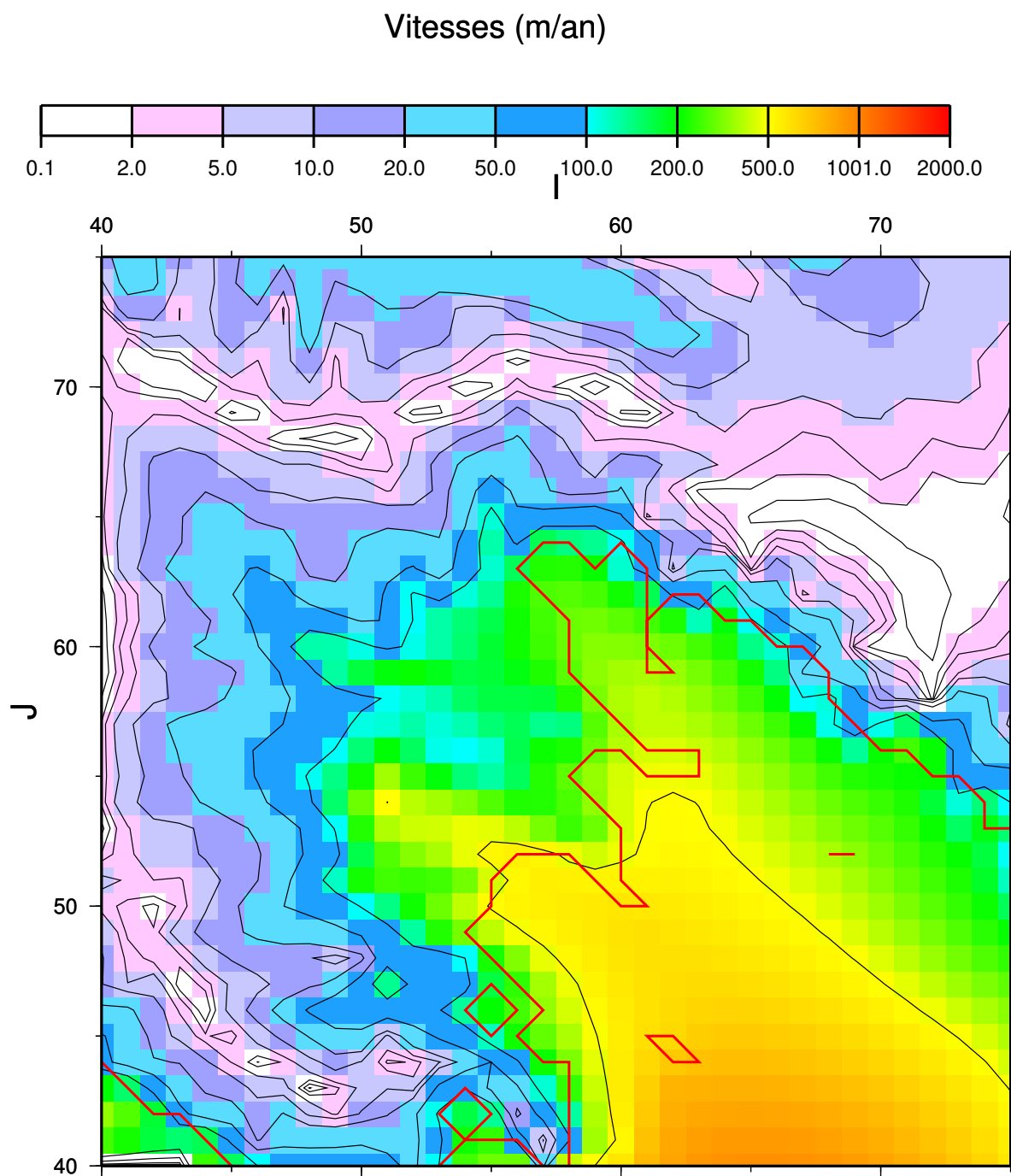


FIG. 7.8 – Vitesses de la glace calculées par le modèle 40 km dans la région des ice-streams de Siple Coast. Les vitesses dans les ice-streams sont plus élevées en 40 km qu'en 20 km.

uniquement liée à la présence de sédiments à la base. Il faudrait pour cela disposer de critères physiques dans le modèle permettant de discriminer les zones où sont présents les sédiments des autres parties de la calotte.

## 7.6 Conclusion

Une meilleure calibration du modèle en 20 km permettra sans doute de considérablement améliorer les résultats. Des expériences préliminaires ont par exemple permis en modifiant le coefficient du frottement basal sous les ice-streams d'accélérer l'écoulement dans l'Amery ice-shelf et de se rapprocher grandement de la topographie mesurée. Mais il est très délicat de trouver le jeu de paramètres idéal. De plus, le temps exigé par chaque simulation ne permet pas de faire autant d'expériences que l'on souhaiterait. Le modèle en 20 km est donc très prometteur mais il faudra encore un peu de temps pour affiner sa mise au point.

Deux solutions sont envisagées pour résoudre le problème de prise en compte des ice-streams : d'une part, l'intégration dans le modèle 3D d'un modèle d'ice-stream (2D vertical) qui inclut le traitement des sédiments sous glaciaire en collaboration avec Slawek Tulaczyk et Marion Bougamont (université de Santa Cruz), d'autre part, le passage du modèle en multi-grille, ce qui permettrait d'augmenter encore la résolution mais localement.

# Chapitre 8

## Conclusions et perspectives

### 8.1 Conclusions

Une partie de ce travail de thèse a été consacrée à l'amélioration du modèle 3D d'évolution de la calotte de glace Antarctique en ajoutant ou modifiant la prise en compte de plusieurs mécanismes physiques. Parmi ceux-ci, la loi de déformation polynomiale a été introduite, de façon à mieux tenir compte de la déformation dans les zones où les contraintes sont très faibles. La loi de frottement sous les ice-streams a aussi été modifiée, elle est maintenant de type MacAyeal, en supposant que la viscosité du sédiment dépend de la pression effective. Cela a permis d'éliminer les problèmes liés à la direction dans laquelle est appliqué le frottement que nous rencontrions avec la loi de frottement solide de Lliboutry. Dans l'équation de la chaleur, nous tenons dorénavant compte des déformations et contraintes longitudinales qui ne sont plus négligeables dans le cas des écoulements rapides rencontrés dans les ice-streams. En ce qui concerne les mécanismes physiques, le rôle de la fusion basale sous les ice-shelves s'étant révélé très important, nous avons aussi amélioré sa paramétrisation, afin de nous rapprocher des valeurs mesurées. Le modèle a aussi été modifié de façon à pouvoir fonctionner avec une résolution de 20 km, ce qui permet de mieux tenir compte des structures fines de la topographie du socle. Enfin, la modularité du programme a été améliorée, en recodant une grande partie du modèle en fortran 90 et de nouveaux outils graphiques d'analyse des résultats (coupes de la calotte) ont été mis au point.

Parmi les résultats les plus importants, on peut tout d'abord confirmer que le volume total de glace en Antarctique est essentiellement gouverné par la position de la ligne d'échouage, par contre, les mouvements de celle-ci ne sont pas uniquement dépendants du niveau des mers. Nous avons aussi montré qu'il existe une grande asymétrie entre la

glaciation et la déglaciation, à la fois en ce qui concerne la durée du phénomène et le temps de réaction (long dans le cas de la glaciation et rapide dans le cas de la déglaciation).

Le rôle important de la fusion basale sous les ice-shelves, dans l'évolution de la calotte de glace Antarctique a été mis en évidence lors de cette thèse à plusieurs reprises. Les expériences de sensibilité ont ainsi montré que les deux paramètres les plus importants pour provoquer une glaciation ou une déglaciation sont le niveau des mers et le taux de fusion basale. Dans le cas de la glaciation, les effets de chacun de ces processus semblent s'ajouter, alors que dans le cas d'une déglaciation, beaucoup plus difficile à démarrer, la synergie des deux processus semble indispensable. Dans le chapitre 4, nous avons vu, à travers la simulation des quatre derniers cycles glaciaires-interglaciaires, que la nouvelle paramétrisation de la fusion basale a permis d'améliorer les résultats du modèle à la fois dans le passé mais aussi pour le présent. Dans le chapitre 5, c'est l'importance de la fusion basale sur l'évolution future de la calotte qui a été mise en évidence.

Les expériences menées avec des cartes de socle différentes ont, elles, mis en évidence le rôle de la topographie du socle et de sa résolution. La carte du socle a une influence directe sur les résultats obtenus, particulièrement sur les bords où un socle plus haut limite l'évacuation de la glace et provoque un épaissement de la calotte. Le confinement des ice-shelves, lié lui aussi à la topographie de l'Antarctique avec ses deux grandes baies (mer de Ross et de Weddell), joue un grand rôle dans la difficulté de déglacement de l'Antarctique et accentue le rôle de la fusion basale. En effet, celle-ci, en diminuant l'épaisseur de glace d'un ice-shelf confiné, contribue à l'accélération de l'écoulement et au recul de la ligne d'échouage.

En ce qui concerne les résultats obtenus en 20 km, nous pouvons remarquer, suite au changement de grille, que l'on observe une meilleure prise en compte des fleuves de glace, particulièrement ceux dont la position est déterminée par la topographie du socle. Dans la région des ice-streams de Siple Coast, leur prise en compte n'est pas encore optimale mais pourra sans doute être améliorée en modifiant le coefficient  $\nu^2$  de la loi de frottement sous les ice-streams.

Pour l'état actuel, d'après les résultats obtenus après l'évolution sur les quatre derniers cycles glaciaires-interglaciaires, la calotte n'est pas encore à l'équilibre avec les conditions climatiques actuelles. Le recul de la ligne d'échouage, en Antarctique de l'Ouest n'est toujours pas terminé, mais celui-ci n'est pas uniforme. On peut même trouver des fleuves de glace en train d'épaissir. Dans le futur, si un réchauffement se produit, ce recul devrait s'accélérer, et serait encore accentué si ce réchauffement était accompagné d'une

augmentation de la fusion basale sous les ice-shelves.

Même si les résultats actuels sont relativement satisfaisants, les problèmes liés à la carte du socle encore imprécise dans certaines régions et les nombreuses incertitudes sur la fusion basale, empêchent une validation rigoureuse du modèle.

## 8.2 Perspectives

Un modèle de ce type est toujours en perpétuelle évolution. Parmi les améliorations qui pourraient être apportées dans ce modèle, on peut citer la loi de déformation dans les ice-streams. On pourrait également tenir compte des propriétés du sédiment comme c'est le cas dans le modèle de Bougamont et al. (2002) et de l'hydrologie sous-glaciaire. L'augmentation de la résolution, dans certaines régions, à l'aide d'une méthode multigrille pourrait elle aussi permettre d'améliorer les résultats.

Dans le futur, une nouvelle génération de modèle tenant compte de l'approximation de la couche mince à un ordre supérieur sera nécessaire pour utiliser des grilles plus petites, car une grille de 20 km est théoriquement la limite de validité de l'ordre zéro. Cela pourra aussi permettre d'utiliser une solution unifiée pour les différents types d'écoulement. Aucune théorie n'est pour l'instant publiée mais des travaux en cours dans divers groupes semblent prometteurs.

Par ailleurs, les calottes polaires ne peuvent plus rester isolées. Elles font partie du système climatique et la modélisation doit maintenant être faite en couplant les diverses composantes : glace-atmosphère-océan. Pour cela, des instantanés du climat peuvent servir à développer des paramétrisations plus réalistes, par exemple pour évaluer les changements de précipitation lorsqu'un ice-shelf se pose et devient plus raide, ou, comme nous avons commencé à le faire, pour la fusion basale. On pourrait aussi coupler le modèle de calotte avec un modèle de climat pouvant être intégré sur des dizaines de milliers d'années (ce travail est en cours avec le modèle CLIMBER). Le modèle Antarctique pourrait aussi être appliqué aux calottes de l'hémisphère nord, maintenant que la comparaison avec les données a permis d'évaluer la confiance que l'on peut avoir dans les simulations.

Au stade où nous en sommes, les progrès devraient venir également des données (à développer dans le cadre de collaborations). Nous avons vu l'intérêt d'avoir une meilleure carte du socle en entrée du modèle. D'autre part, la surface de la calotte étant une surface libre, la comparaison entre l'altitude modélisée et observée (ou son taux de variation) devrait permettre de valider le modèle (à condition de savoir corriger des incertitudes

liées à la mauvaise connaissance du socle). Un autre moyen de valider le modèle est de comparer les isochrones modélisés avec les couches internes dans les échos radars. Enfin, les vitesses pourraient être comparées à ce qui est obtenu par interférométrie. Inversement, le modèle peut servir à évaluer la représentativité des observations ou même à indiquer où il est le plus pertinent d'observer.

# Bibliographie

- R. B. Alley. Water-pressure coupling of sliding and bed deformation, i, water system. *Journal of Glaciology*, 35(119) :108–118, 1989.
- S. Anandakrishnan et R. B. Alley. Tidal forcing of basal seismicity of ice stream c, west antarctica, observed far inland. *Journal of Geophysical Research*, 102(B7) :10183–15196, 1997.
- J. B. Anderson. *Antarctic Marine Geology*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- J.B. Anderson, S.S. Shipp, A.L. Lowe, J. Smith Wellner, et A. B. Mosola. The antarctic ice sheet during the last glacial maximum and its subsequent retreat history : a review. *Quaternary Science Reviews*, 21 :49–70, 2002.
- J. L. Bamber et R. A. Bindschadler. An improved elevation dataset for climate and ice-sheet modelling : validation with satellite imagery. *Annals of Glaciology*, 25 :438–444, 1997.
- F. Bassinot, L. D. Labeyrie, E. Vincent, X. Quidelleur, N. J. Shackelton, et Y Lancelot. The astronomical theory of climate and the age of the brunhes-matuyama magnetic reversal. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 126 :91–108, 1994.
- A. Beckmann et H. Goosse. A parameterization of ice shelf-ocean interaction for climate models. *To be submitted to Ocean Modeling*, 2002.
- A. Beckmann et R. Timmermann. Circumpolar influences on the weddell sea : Indication of an antarctic circumpolar coastal wave. *Journal of Climate*, 14 :3785–3792, 2001.
- R. Bindschadler. The importance of pressurized subglacial water in separation and sliding at the glacier bed. *Journal of Glaciology*, 29(101) :3–19, 1983.
- R. Bindschadler et P. Vornberger. Changes in the west antarctic ice sheet since 1963 from declassified satellite photography. *Science*, 279 :689–692, 1998.

- D. D. Blankenship, C. R. Bentley, S. T. Rooney, et R. B. Alley. Seismic measurements reveal a saturated porous layer beneath an active antarctic ice stream. *Nature*, 322 : 54–57, 1986.
- H. Blatter. Velocity and stress fields in grounded glaciers : a simple algorithm for including deviatoric stress gradients. *Journal of Glaciology*, 41(138) :333–344, 1995.
- M. Bougamont, S. Tulaczyk, et I. Joughin. Response of subglacial sediments to basal freeze-on : II. application in numerical modeling of the recent stoppage of ice stream c, west antarctica. *Annals of Glaciology*, sous presse, 2002.
- G. S. Boulton et R. C. A. Hindmarsh. Sediment deformation beneath glaciers : Rheology and geological consequences. *Journal of Geophysical Research*, 92 :9059–9082, 1987.
- W.F. Budd, D. Janssen, et I. N. Smith. A three-dimensional time-dependent model of the west antarctic ice sheet. *Annals of Glaciology*, 5 :29–36, 1984.
- S. Charbit, C. Ritz, et G. Ramstein. Simulations of northern hemisphere ice-sheet retreat : sensitivity to physical mechanisms involved during the last deglaciation. *Quaternary Science Reviews*, 21 :243–265, 2002.
- J. Colinge et H. Blatter. Stress and velocity fields in glaciers : part I. finite-difference schemes for higher-order glaciers models. *Journal of Glaciology*, 44(148) :448–456, 1998.
- H. Conway, B. L. Hall, G. H. Denton, A. M. Gades, et E. D. Waddington. Past and future grounding-line retreat of the west Antarctic ice sheet. *Science*, 286 :280–283, 1999.
- D. Dahl-Jensen. Steady thermomechanical flow along two-dimensional flow lines in large grounded ice sheets. *Journal of Geophysical Research*, 94(B8) :10355–10362, 1989.
- D. Dahl-Jensen et N. S. Gundestrup. *The physical basis of ice sheet modelling*. IAHS, 1987.
- J. R. De Wolde, P. Huybrechts, J. Oerlemans, et R. S. W. van de Wal. Projections of global mean sea level rise calculated with a 2d energy-balance climate model and dynamic ice sheet models. *Tellus*, 49A :486–502, 1997.
- G. H. Denton et T. J. Hughes. *The last great ice sheets*. John Wiley and Sons, New York, 1981.



- G. H. Denton et T. J. Huges. Reconstructing the antarctic ice sheet at the last glacial maximum. *Quaternary Science Reviews*, 21 :193–202, 2002.
- D. J. Drewry. Terrain units in eastern antarctica. *Nature*, 256 :194–195, 1975.
- D. J. Drewry. *Antarctica : glaciological and geophysical folio*. Cambridge. University of Cambridge. Scott Polar Research Institute, 1983.
- J. C. Duplessy, L. Labeyrie, et C. Waelbroeck. Constraints on the ocean oxygen isotopic enrichment between the last glacial maximum and the holocene : Paleoceanographic implications. *Quaternary Science Reviews*, 21 :315–330, 2002.
- P. Duval. Mécanisme de déformation plastique de la glace polycristalline. *La Houille Blanche*, 6/7 :499–503, 1984.
- H. Engelhardt, N. Humphrey, B. Kamb, et M. Fahnestock. Physical conditions at the base of a fast flowing antarctic ice stream. *Science*, 248 :57–59, 1990.
- Adeline Fabre. *Modélisation 3D de l'écoulement des calottes glaciaires. Application à la calotte du Groenland et aux calottes de l'hémisphère nord au dernier maximum glaciaire*. PhD thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble I), 1997.
- J. L. Fastook et M. Prentice. A finite-element model of antarctica : Sensitivity test for meteorological mass-balance relationship. *Journal of Glaciology*, 40(134) :167–175, 1994.
- J. P. F. Fortuin. *The surface mass balance and temperature of Antarctica*. PhD thesis, Utrecht Inst of Technol, 1992.
- S. T. Gille. Warming of the southern ocean since the 1950s. *Science*, 295 :1275–1277, 2002.
- M. B. Giovinetto et C. R. Bentley. Surface balance in ice drainage systems of antarctica. *Antarctic Journal of the United States*, 20(4) :6–13, 1985.
- K. Grosfeld et R. Gerdes. Circulation beneath the filchner ice shelf, antarctica, and its sensitivity to changes in the oceanic environment : A case-study. *Annals of Glaciology*, 27 :99–104, 1998.
- R. C. A. Hindmarsh et E. Le Meur. Dynamical processes involved in the retreat of marine ice sheets. *Journal of Glaciology*, 47(157) :271–282, 2001.

- T. Hughes. Is the west antarctic ice sheet disintegrating? *Journal of Geophysical Research*, 78 :7884–7910, 1973.
- C. L. Hulbe et D. R. MacAyeal. A new numerical model of coupled inland ice sheet, ice stream, and ice shelf flow and its application to the west antarctic ice sheet. *Journal of Geophysical Research*, 104 :25349–25366, 1999.
- K. Hutter. *Theoretical glaciology*. D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1983.
- K. Hutter. Thermo-mechanically coupled ice-sheet response - cold, polythermal, temperate. *Journal of Glaciology*, 39(131) :65–86, 1993.
- P. Huybrechts. A 3-D model for the Antarctic ice-sheet : a sensitivity study on the glacial-interglacial contrast. *Climate Dynamics*, 5 :79–92, 1990a.
- P. Huybrechts. The antarctic ice sheet during the last glacial-interglacial cycle : A three-dimensional experiment. *Annals of Glaciology*, 14 :115–119, 1990b.
- P. Huybrechts. Glaciological modelling of the late cenozoic east antarctic ice sheet : Stability or dynamism? *Geografiska Annaler*, 75A(4) :221–238, 1993.
- P. Huybrechts. Formation and disintegration of the antarctic ice sheet. *Annals of Glaciology*, 20 :336–340, 1994.
- P. Huybrechts. Sea-level changes at the lgm from ice-dynamic reconstructions of the greenland and antarctic ice sheets during the glacial cycles. *Quaternary Science Reviews*, 21 :203–231, 2002.
- P. Huybrechts, A. Abe-Ouchi, I. Marsiat, F. Pattyn, T. Payne, C. Ritz, et V. Rommelaere. *Report of the Third EISMINT Workshop on Model Intercomparison*. European Science Foundation (Strasbourg), 1998.
- P. Huybrechts et J. DeWolde. The dynamic response of the greenland and antarctic ice sheets to multiple-century climatic warming. *Journal of Climate*, 12(8) :2169–2188, 1999.
- P. Huybrechts et J. Oerlemans. Response of the antarctic ice sheet to future greenhouse warming. *Climate Dynamics*, 5 :93–102, 1990.
- P. Huybrechts, D. Steinhage, F. Wilhems, et J. Bamber. Balance velocities and measured properties of the antarctic ice sheet from a new compilation of gridded data for modeling. *Annals of Glaciology*, 30 :52–60, 2000.

- O. Ingolfsson, C. Hjort, P. A. Berkman, S. Bjork, E. A. Colhoun, I. D. Goodwin, B. L. Hall, K. Hirakawa, M. Melles, P. Moller, et M. L. Prentice. Antarctic glacial history since the last glacial maximum : an overview of the record on land. *Antarctic Science*, 10(3) :326–344, 1998.
- IPCC. *IPCC Third Assessment Report - Climate Change 2001*. 2001.
- S. Jacobs, H. Hellmer, et A. Jenkins. Antarctic ice sheet melting in the southeast pacific. *Geophysical Research Letters*, 23(9) :957–960, 1996.
- A. Jenkins. A one-dimensional model of ice shelf-ocean interaction. *Journal of Geophysical Research*, 96(C11) :20671–20677, 1991.
- A. Jenkins et A. Bombosch. Modeling the effects of frazil ice crystals on the dynamics and thermodynamics of ice shelf water plumes. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C4) :6967–6981, 1995.
- D. Janssen. A three-dimensional polar ice sheet model. *Journal of Glaciology*, 18(80) : 373–389, 1977.
- M. R. Johnson et A. M. Smith. Seabed topography under the southern and western ronne ice shelf, derived from seismic surveys. *Antarctic Science*, 9(2) :201–208, 1997.
- I. Joughin et S. Tulaczyk. Positive mass balance of ross ice streams, west antarctica. *Science*, 295 :476–480, 2002.
- G. Krinner et C. Genthon. Gcm simulations of the last glacial maximum surface climate of greenland and antarctica. *Climate Dynamics*, 14 :741–758, 1998.
- H. Le Gac. *Contribution à la détermination des lois de comportement de la glace polycristalline (anélasticité et plasticité)*. PhD thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble I), 1980.
- E. Le Meur. *Spécificité de l'isostasie en contexte glaciaire. Présentation et application d'un modèle de réponse terrestre*. PhD thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble I), 1996.
- E. Le Meur et R. C. A. Hindmarsh. Coupled marine-ice-sheet/earth dynamics using a dynamically consistent ice-sheet model and a self-gravitating viscous earth model. *Journal of Glaciology*, 47(157) :258–270, 2001.

- E. Le Meur et P. Huybrechts. A comparison of different ways of dealing with isostasy : Examples from modelling the antarctique ice sheet during the last glacial cycle. *Annals of Glaciology*, 23 :309–317, 1996.
- P. L. Lions. *Proceedings of the First International Symposium on Domain Decomposition Methods for Partial Differential Equations*. SIAM, Philadelphia, Penn., 1989.
- V. Y. Lipenkov, A. N. Salamatin, et P. Duval. Bubbly-ice densification in ice sheets : li. applications. *Journal of Glaciology*, 43(145) :397–407, 1997.
- L. Lliboutry. *Very Slow Flow of Solids : Basics of Modeling in Geodynamics and Glaciology*. Martinus Nijhoff, Zoetermeer, Netherlands, 1987.
- L. Lliboutry et P. Duval. Various isotopic and anisotropic oces found in glaciers and polar ice caps and their corresponding rheologies. *Ann. Geophysicae*, 3(2) :207–224, 1985.
- D. R. MacAyeal. Thermohaline circulation below the ross ice shelf : a consequence of tidally induced vertical mixing and basal melting. *Journal of Geophysical Research*, 89 :597–606, 1984.
- D. R. MacAyeal. Large-scale ice flow over a viscous basal sediment : theory and application to ice stream B, Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, 94(B4) :4071–4087, 1989.
- D. R. MacAyeal, V. Rommelaere, P. Huybrechts, C. L. Hulbe, J. Determann, et C. Ritz. An ice-shelf model test based on the ross ice shelf. *Annals of Glaciology*, 23 :46–51, 1996.
- A. Mangeney. *Modélisation de l'écoulement de la glace dans les calottes polaires : prise en compte d'une loi de comportement anisotrope*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 1996.
- N. F. McIntyre. The dynamics of ice-sheets and climate. *Journal of Glaciology*, 31 : 99–107, 1985.
- L. W. Morland. Thermo-mechanical balances of ice sheet flow. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 29 :237–266, 1984.
- L. W. Morland. *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*. Kluwer Acad, 1987.
- K. W. Nicholls. Predicted reduction in basal melt rates of an antarctic ice shelf in a warmer climate. *Nature*, 388 :460–462, 1997.

- W. S. B. Paterson. *The physics of glaciers*. Pergamon, Oxford, 3rd edition, 1994.
- F. Pattyn. Ice-sheet modelling at different spatial resolutions : focus on the grounding zone. *Annals of Glaciology*, 31 :211–216, 1990.
- A. J. Payne. Limit cycles in the basal thermal regime of ice sheets. *Journal of Geophysical Research*, 100 :4249–4263, 1995.
- A. J. Payne. A thermomechanical model of ice flow in west antarctica. *Climate Dynamics*, 15 :115–125, 1999.
- J. R. Petit, J. Jouzel, D. Raynaud, N. I. Barkov, J. M. Barnola, I. Basile, M. Bender, J. Chappellaz, J. Davis, G. Delaygue, M. Delmotte, V. M. Kotlyakov, M. Legrand, V. M. Lipenkov, C. Lorius, L. Pépin, C. Ritz, E. Saltzman, et M. Sitevenard. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the vostok ice core, antarctica. *Nature*, 399 :429–436, 1999.
- P. Pimienta. *Etude du comportement mécanique des glaces polycristallines aux faibles contraintes; applications aux glaces des calottes polaires*. PhD thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble 1), 1987.
- G.M. Raisbeck, F. Yiou, D. Bourles, C. Lorius, J. Jouzel, et N.I. Barkov. Evidence for two intervals of enhanced  $^{10}\text{Be}$  deposition in antarctic ice during the last glaciation period. *Nature*, 326 :62–64, 1987.
- G.M. Raisbeck, F. Yiou, M. Fruneau, J.M. Loiseaux, M. Lieuvin, J.C. Ravel, et C. Lorius. Cosmogenic  $^{10}\text{Be}$  concentrations in antarctic ice during the past 30000 years. *Nature*, 292 :825–826, 1981.
- N. Reeh. Parameterization of melt rate and surface temperature on the greenland ice sheet. *Polarforschung*, 59 :113–128, 1991.
- E. Rignot et S. Jacobs. Rapid bottom melting widespread near antarctic ice sheet grounding lines. *Science*, 296 :2020–2023, 2002.
- C. Ritz. *Un modèle thermo-mécanique d'évolution pour le bassin glaciaire antarctique vostok-glacier byrd : sensibilité aux valeurs des paramètres mal connus*. PhD thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble 1), 1992.

- C. Ritz, A. Fabre, et A. Letreguilly. Sensitivity of a Greenland ice sheet model to ice flow and ablation parameters : consequences for the evolution through the last climatic cycle. *Climate Dynamics*, 13 :11–24, 1997.
- C. Ritz, V. Rommelaere, et C. Dumas. Modeling the evolution of antarctic ice sheet over the last 420,000 years : Implications for altitude changes in the vostok region. *Journal of Geophysical Research*, 106(D23) :31943–31964, 2001.
- G. Robin. Ice cores and climatic change. *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. B*, 280 : 143–168, 1977.
- G. de G. and S. Evans Robin et J.T. Bailey. Interpretation of radio echo sounding in polar ice sheets. *Phil. Trans. of the Royal Soc. London, Ser. A*, 265 :437–505, 1969.
- V. Rommelaere. *Trois problèmes inverses en glaciologie*. PhD thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble I), 1997.
- V. Rommelaere et D. R. MacAyeal. Large-scale rheology of the Ross ice shelf, Antarctica, computed by a control method. *Annals of Glaciology*, 24 :43–48, 1997.
- V. Rommelaere et C. Ritz. A thermomechanical model of ice-shelf flow. *Annals of Glaciology*, 23 :13–20, 1996.
- F. Rémy, P. Shaeffer, et B. Legresy. Ice flow physical processes derived from ers-1 high-resolution map of antarctica and greenland ice-sheet. *Geophysical International Journal*, 139 :645–656, 1999.
- F. Rémy, L. Testut, et B. Legrésy. Topographie des calottes polaires par altimétrie satellite. *C. R. Acad. Sci.*, 330 :457–467, 2000.
- F. Saito. *Development of a three dimensional ice sheet model for numerical studies of Antarctic and Greenland ice sheet*. PhD thesis, University of Tokyo, 2001.
- Marjorie Schmeltz. *Etude de la dynamique et la mecanique des glaciers en combinant l'interferometrie radar et les modeles numeriques*. PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2002.
- J. G. Sclater, C. Jaupart, et D. Galson. The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the earth. *Rev Geophys Space Phys*, 18 :289–311, 1980.

- A. Shepherd, D. J. Wingham, J. A. D. Mansley, et H. F. J. Corr. Inland thinning of pine island glacier, west antarctica. *Science*, 291 :862–864, 2001.
- M. J. Siegert et J.A. Dowdeswell. Topographic control on the dynamics of the svalbard-barents sea ice sheet. *Global Planet Change*, 12 :27–39, 1996.
- A. M. Smith et C. S. M. Doake. Seabed depths at the mouth of rutford ice stream, antarctica. *Annals of Glaciology*, 20 :353–356, 1997.
- L. Testut. *Apport de la topographie à l'étude des calottes polaires*. PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2000.
- R. H. Thomas et D. R. MacAyeal. Derived characteristics of the ross ice shelf, antarctica. *Journal of Glaciology*, 28(100) :397–412, 1982.
- R.H. Thomas, S.N. Stephenson, R.A. Bindschadler, S. Shabtaie, et C. R. Bentley. Thinning and grounding-line retreat on ross ice shelf, antarctica. *Annals of Glaciology*, 11 (8) :165–172, 1988.
- J. W. Thomson et A. P. R. Cooper. The scar antarctic digital topographic database. *Antarctic Science*, 5(3) :239–244, 1993.
- S. Tulaczyk, B. Kamb, et H. Engelhardt. Basal mechanics of ice stream b, west antarctica 1. till mechanics. *Journal of Geophysical Research*, 105(B1) :463–481, 2000.
- D. Vaughan, J. Sievers, C. Doake, H. Hinze, D. Mantripp, V. Pozdeev, H. Sandhäger, H. Schenke, A. Solheim, et F. Thyssen. Subglacial and seabed topography, ice thickness and water column thickness in the vicinity of filchner-ronn-shelfeis, antarctica. *Polarforschung*, 64(2) :75–88, 1994.
- R. C. Warner et W.F. Budd. Modelling the long-term response of the antarctic ice sheet to global warming. *Annals of Glaciology*, 27 :161–168, 1998.
- J. Weertman. On the sliding of glaciers. *Journal of Glaciology*, 3 :33–38, 1957.
- J. Weertman. Stability of the junction of an ice sheet and an ice-shelf. *Journal of Glaciology*, 13(67) :3–11, 1974.
- I.M. Whillans et C.J. van der Veen. New and improved determinations of velocity of ice streams b and c, west antarctica. *Journal of Glaciology*, 39(133) :483–490, 1993.

T. M. L. Wigley. Global-mean temperature and sea level consequences of greenhouse gas concentration stabilization. *Geophysical Research Letters*, 22(1) :45–48, 1995.

M. J. M. Williams, W. F. Budd, et R. C. Warner. The effects of ocean warming on melting and ocean circulation under the amery ice shelf, east antarctica. *Annals of Glaciology*, 27(1) :75–80, 1998.