



HAL
open science

Inférence des points de basculement pour l'écoulement de la glace en Antarctique à partir de simulations numériques

Benoît Urruty

► **To cite this version:**

Benoît Urruty. Inférence des points de basculement pour l'écoulement de la glace en Antarctique à partir de simulations numériques. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALI004 . tel-04074261v2

HAL Id: tel-04074261

<https://hal.univ-grenoble-alpes.fr/tel-04074261v2>

Submitted on 16 May 2023

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production

Spécialité : MEP : Mécanique des fluides Energétique, Procédés

Unité de recherche : Institut des Géosciences de l'Environnement

Inférence des points de basculement pour l'écoulement de la glace en Antarctique à partir de simulations numériques

Inferring tipping points for ice flow in Antarctica from numerical simulations

Présentée par :

Benoît URRUTY

Direction de thèse :

Olivier GAGLIARDINI

Professeur des Universités, Université Grenoble Alpes

Directeur de thèse

Fabien GILLET-CHAULET

Chargé de Recherches, CNRS

Co-encadrant de thèse

Rapporteurs :

Hélène Seroussi

PROFESSEUR ASSOCIE, Dartmouth, Thayer School of Engineering

Franck Pattyn

PROFESSEUR, Université Libre de Bruxelles

Thèse soutenue publiquement le **12 janvier 2023**, devant le jury composé de :

Olivier GAGLIARDINI

PROFESSEUR, Université Grenoble Alpes

Directeur de thèse

Hélène Seroussi

PROFESSEURE ASSOCIEE, Dartmouth, Thayer School of Engineering

Rapporteuse

Franck Pattyn

PROFESSEUR, Université Libre de Bruxelles

Rapporteur

Emmanuel Chaljub

PHYSICIEN, Université Grenoble Alpes

Président

Masa Kageyama

DIRECTRICE DE RECHERCHE, Laboratoire des sciences du climat et de l'environnement

Examinatrice

Fabien Gillet-Chaulet

CHARGE DE RECHERCHE, Institut des Géosciences et de l'Environnement

Co-encadrant de thèse



Remerciements

Je souhaite remercier mes directeurs de thèse, Olivier et Fabien, pour m'avoir accompagné et guidé durant ces années de thèse. Merci de m'avoir proposé de travailler avec vous sur ce projet et pour les connaissances que j'ai pu acquérir au cours de ces 3 années. Également merci, pour les nombreuses relectures du manuscrit.

Je souhaiterais remercier l'ensemble des personnes du projet TiPACCs. J'aurais aimé qu'on puisse se rencontrer plus souvent, mais le Covid en a voulu autrement. Merci à Emily, Ronja et Julius pour le travail commun que nous avons réalisé sur les deux articles.

Merci à Florent pour les nombreux terrains que j'ai pu réaliser avec lui ainsi que de m'avoir accompagné sur l'instrumentation d'un moulin. J'espère pouvoir trouver le temps pour valoriser ces données.

À tous mes co-bureaux (Mika, Astrid, Anna, Marco, Justine), merci pour les discussions plus ou moins sérieuses.

Merci aux collègues et amis de l'IGE, qui m'ont supportés ainsi que mes histoires de spéléos durant ces 3 années. J'ai pu partager avec eux des soirées, des week-ends, des activités divers.

Merci à ma famille pour m'avoir porté et supporté parfois.

Une petite pensée pour Jérémie. J'aurais aimé qu'on puisse faire cette sortie spéléo avec tes enfants.

La calotte Antarctique représente la masse de glace la plus importante sur Terre. Cette calotte est sujette aux instabilités engendrées par les changements climatiques en cours. Cette thèse fait partie du projet européen H2020 TiPACCs (Points de basculement dans les composantes climatiques Antarctiques). L'objectif général est d'évaluer la probabilité de changements importants et abrupts dans le futur proche de la contribution de la calotte glaciaire Antarctique au niveau de la mer, causé par les points de basculement de la calotte glaciaire Antarctique. Nous devons de déterminer le régime de stabilité des lignes d'ancrage de la calotte glaciaire Antarctique et l'existence de points de basculement. Nous abordons la question de savoir si les lignes d'échouage Antarctiques subissent actuellement un recul irréversible à travers des instabilités telle que le MISI. Des travaux théoriques et numériques ont fermement établi que les lignes d'échouage des calottes glaciaires de type marin peuvent entrer dans des phases d'avance et de recul irréversibles entraînées par l'instabilité de la calotte glaciaire marine (MISI). Des exemples d'un tel retrait irréversible ont été trouvés dans plusieurs simulations de l'évolution passée et future de la calotte Antarctique.

Dans ce but, nous menons, à l'aide du modèle d'écoulement glaciaire Elmer/Ice, une analyse systématique de la stabilité numérique de toutes les lignes d'échouage de la calotte Antarctique dans leur position actuelle. Avant que des expériences de perturbation ne puissent être effectuées, un état de référence approprié est obtenu dans la continuité de la récente expérience d'inter-comparaison de modèles centrée sur l'initialisation de la calotte glaciaire pour la calotte glaciaire Antarctique, InitMIP-Antarctica (Seroussi et al., 2019). La méthodologie d'initialisation par inversion est utilisée pour s'assurer que le modèle reproduit le flux de surface actuel pour les épaisseurs de glace actuelles. Dans un deuxième temps, une étude basée sur des expériences de perturbations est menée dans le but d'identifier le régime de stabilité des lignes d'échouage de la calotte Antarctique dans leurs configurations actuelles. La stabilité est testée en appliquant une perturbation faible de la fonte au-dessous des plateformes flottantes, mais significatives du point de vue numérique. Nous montrons systématiquement que des états *stables* de la calotte glaciaire peuvent être obtenus à partir des lignes d'échouages, d'une géométrie de la glace et d'un écoulement de glace en accord étroit avec les observations pour l'ensemble de la calotte glaciaire de l'Antarctique, y compris les glaciers Pine Island et Thwaites. Cela implique que la suggestion selon laquelle le retrait de la ligne d'échouage en Antarctique a déjà initié le MISI ne peut pas être confirmée. En fait, cela indique plutôt que le retrait de la ligne d'échouage actuellement observé en Antarctique est un "retrait forcé", ce qui signifie qu'il est entraîné par un forçage externe plutôt que par le mécanisme d'instabilité pour le moment. En d'autres termes, si le déséquilibre des flux actuellement observé devait être supprimé, le recul de la ligne d'échouage s'arrêterait probablement. Cependant, avec la

progression du réchauffement climatique, il est peu probable que cela se produise. En fait, un recul supplémentaire de la ligne d'échouage est attendu dans les conditions climatiques actuelles et simulées.

Mots Clés : *Glacier, Modélisation, Point de basculement, Antarctique, Stabilité.*

Abstract

The Antarctic ice sheet is the largest ice mass on Earth. This ice sheet is subject to instabilities generated by ongoing climate change. This thesis is part of the European H2020 project TiPACCs (Tipping Points in Antarctic Climate Components). The overall objective is to assess the likelihood of large and abrupt changes in the near-future of the Antarctic ice sheet contribution to sea level, caused by Antarctic ice sheet tipping points. We need to determine the stability regime of the Antarctic ice sheet grounding lines and the existence of tipping points. We address the question of whether Antarctic grounding lines are currently undergoing irreversible retreat through instabilities such as marine ice sheet instability (MISI). Theoretical and numerical work has firmly established that marine-type ice sheet grounding lines can enter irreversible advance and retreat phases driven by MISI. Examples of such irreversible retreat have been found in several simulations of the past and future evolution of the Antarctic ice sheet.

To this end, we conduct a systematic analysis of the numerical stability of all Antarctic cap grounding lines in their present position using the Elmer/Ice ice flow model. Before perturbation experiments can be performed, an appropriate reference state is obtained in continuation of the recent model intercomparison experiment focused on ice sheet initialization for the Antarctic ice sheet, InitMIP-Antarctica (Seroussi et al., 2019). The inversion initialization methodology is used to ensure that the model reproduces the current surface flux for current ice thicknesses. In a second step, a study based on perturbation experiments is conducted to identify the stability regime of the Antarctic cap grounding lines in their current configurations. Stability is tested by applying a small but numerically significant melt disturbance below the floating platforms. We systematically show that ice sheet states can be obtained from grounding lines, ice geometry, and ice flow in close agreement with observations for the entire Antarctic ice sheet, including Pine Island and Thwaites glaciers. This implies that the suggestion that the retreat of the Antarctic grounding line has already initiated the MISI cannot be confirmed. Rather, it indicates that the grounding line retreat currently observed in Antarctica is a "forced retreat", meaning that it is driven by external forcing rather than the instability mechanism at this time. In other words, if the currently observed flux imbalance were to be removed, the retreat of the grounding line would likely stop. However, with the progression of global warming, this is unlikely to happen. In fact, further retreat of the grounding line is expected under current and projected climate conditions.

Keywords : *Glacier, Modelling, Tipping Point, Antarctica, Stability.*

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iii
Abstract	v
Notations	xi
1 Introduction	1
1.1 Les calottes polaires	1
1.1.1 Le bilan de masse des calottes	2
1.1.2 La calotte polaire Antarctique	2
1.1.3 Instabilité de la calotte Antarctique	4
1.2 Enjeux du changement climatique et de l'augmentation du niveau des mers	6
1.2.1 Les points de basculement	6
1.2.2 Le niveau des mers	7
1.3 Les modèles numériques	10
1.4 Contexte et enjeux de la thèse	13
1.4.1 Projet TiPACCs	13
1.4.2 Objectifs de cette thèse	13
2 Modélisation de la dynamique d'écoulement de la calotte	15
2.1 Représenter l'écoulement de la glace	15
2.2 Loi de comportement de la glace : loi de Glen	16
2.3 Les équations de Stokes	16
2.3.1 Conditions aux limites	17
2.3.2 Évolution des surfaces	19
2.3.3 Lois de frottement	20
2.4 Approximations des équations de Stokes	22
2.4.1 Modèle Shallow Shelf approximation (SSA)	22
2.4.2 Modèle shallow ice approximation (SIA)	23
2.5 Application de la méthode des éléments finis (MEF) : forme variationnelle de la SSA	25
2.6 Modèle d'écoulement de la glace : Elmer/Ice	26
2.7 Conclusion	27

3	Modélisation de l'état actuel de la calotte	29
3.1	Observations de la calotte utilisées	30
3.2	Fonte basale sous les plateformes flottantes	32
3.2.1	Le modèle de boîte	32
3.2.2	Évaluation de la paramétrisation de fonte basale	34
3.3	Création du maillage	36
3.4	Optimisation des paramètres de frottement et de rhéologie par inversion	37
3.4.1	Principe général	37
3.4.2	Changements de variable	38
3.4.3	La fonction coût	39
3.4.4	Choix des paramètres de régularisation	40
3.4.5	Résultats de l'inversion	42
3.5	Relaxation	43
3.5.1	Conversion des paramètres de frottement	43
3.5.2	Définition de la durée de la relaxation	44
3.6	Évaluation des états actuels de l'Antarctique	45
3.7	Conclusion	48
4	La stabilité des lignes d'échouage actuelles de l'Antarctique : Peu de preuves d'instabilité de la calotte marine dans la géométrie actuelle	49
4.1	Introduction	49
4.2	Présentation des autres modèles du projet	50
4.2.1	Úa	50
4.2.2	PISM	51
4.3	Approche commune	52
4.3.1	Application d'une correction du bilan de masse	53
4.3.2	États initiaux de la calotte	54
4.3.3	Protocole expérimental	56
4.4	Résultats	59
4.4.1	Calotte Antarctique	60
4.4.2	Secteur de la baie de la mer d'Amundsen	62
4.4.3	Antarctique de l'Est	65
4.4.4	Secteurs de la plateforme flottante de Filchner-Ronne et de Ross	68
4.5	Discussion	69
4.6	Conclusion	73
5	Études de sensibilité	75
5.1	Sensibilité de l'écoulement de la glace à la topographie basale	76
5.1.1	État de l'art	76
5.1.2	Étude de la rugosité des socles	77
5.1.3	Impact du socle sur l'écoulement de la glace	79
5.1.4	Discussion et Conclusion	83
5.2	Influence de la régularisation de l'inversion	83
5.2.1	Méthode	83
5.2.2	Résultats	83
5.2.3	Discussion et Conclusion	85
5.3	Influence de la loi de frottement	88
5.3.1	Approche méthodologique de l'expérience de sensibilité	88
5.3.2	Résultats	90
5.3.3	Discussion et Conclusion	93
5.4	Conclusion	95

6 Conclusions et Perspectives	97
6.1 Conclusions	97
6.2 Perspectives	98
6.2.1 Expérimentales	98
6.2.2 Numériques	99
A Annexes : Figures supplémentaires au Chapitre 4	101
Table des figures	105
Bibliographie	113

Notations

Notation	Description	Unités
A	Fluidité de la glace	$\text{MPa}^{-n} \text{a}^{-1}$
A_0	Fluidité de la glace de référence	$\text{MPa}^{-n} \text{a}^{-1}$
b	Altitude du socle rocheux	m
\dot{b}_s	Bilan de masse de surface	m a^{-1}
\dot{b}_b	Bilan de masse basale	m a^{-1}
C_{max}	Valeur maximale de \mathbf{t}_b/N pour la loi de Schoof	
C_S	Coefficient de frottement de Schoof	$\text{MPa m}^{-m} \text{a}^m$
C_{prior}	Coefficient de frottement dans les zones flottantes pour la loi de Coulomb	MPa
$C_{(s,m)}$	Coefficient de frottement de Coulomb régularisé	MPa
C_W	Coefficient de frottement de Weertman	$\text{MPa m}^{-m} \text{a}^m$
E	Facteur d'amplification de la loi de Glen	
f_C	Coefficient de frottement solide de la loi de Coulomb	
g	Accélération de la pesanteur	m s^{-2}
h	Épaisseur de glace	m
$h _{cf}$	Épaisseur de glace au front de la plateforme flottante	m
h_{af}	Hauteur au dessus de la flottaison	m
h_T	Hauteur limite à la flottaison	
I_{ε_2}	Second invariant du tenseur des vitesses de déformation	a^{-1}
m	Exposant des lois de frottement	
\dot{m}	Bilan de masse total	m a^{-1}
N	Pression effective	Pa
\mathbf{n}	Vecteur normal à la surface considérée	
n	Exposant de la loi de Glen	
p	Pression isotrope	MPa
p_i	Pression cryostatique (poids de la colonne de glace)	MPa
p_w	Pression d'eau	MPa
Q	Énergie d'activation	J mol^{-1}
R	Constante des gaz parfaits	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
T	Température de la glace	K
\mathbf{t}_b	Vecteur contrainte de cisaillement basal	MPa
$\mathbf{u} = (u, v, w)$	Vecteur des vitesses	m a^{-1}
\mathbf{u}_b	Vecteur vitesse basale	m a^{-1}
\mathbf{u}_{obs}	Vecteur des vitesses observées	m a^{-1}
z_b	Altitude de la surface inférieure de la glace	m

z_s	Altitude de la surface supérieure de la glace	m
z_{sl}	Niveau moyen de la surface des océans	m
$\dot{\epsilon}$	Tenseur des taux de déformation	a ⁻¹
μ	Viscosité effective de la glace	MPa a
$\bar{\mu}$	Viscosité de la glace intégrée verticalement	MPa a
λ	Facteur de réduction de la loi de Coulomb régularisé	
Ω	Domaine modélisé	
$\rho_i = 917$	Masse volumique de la glace	kg m ⁻³
$\rho_{sw} = 1027$	Masse volumique de l'eau de mer	kg m ⁻³
σ	Tenseur des contraintes de Cauchy	MPa

Sommaire

1.1	Les calottes polaires	1
1.1.1	Le bilan de masse des calottes	2
1.1.2	La calotte polaire Antarctique	2
1.1.3	Instabilité de la calotte Antarctique	4
1.2	Enjeux du changement climatique et de l'augmentation du niveau des mers	6
1.2.1	Les points de basculement	6
1.2.2	Le niveau des mers	7
1.3	Les modèles numériques	10
1.4	Contexte et enjeux de la thèse	13
1.4.1	Projet TiPACCs	13
1.4.2	Objectifs de cette thèse	13

1.1 Les calottes polaires

Les calottes polaires se définissent comme étant des zones de glace d'une superficie supérieure à 50 000 km². Sur Terre, deux étendues de glace correspondent actuellement à cette définition, le Groenland au Nord et l'Antarctique au Sud.

Les calottes polaires se forment par l'accumulation de neige qui se métamorphose en névé puis en glace par densification. La glace, sous son propre poids, s'écoule jusqu'à l'océan. La vitesse de cet écoulement varie en fonction de la topographie du socle rocheux ainsi que des conditions de frottement entre la glace et le socle. Les vitesses de surface d'écoulement de la glace sur la calotte vont de l'ordre du centimètre par an au kilomètre par an sur les glaciers émissaires. Les zones planes au centre de la calotte vont engendrer des écoulements faibles. Sur les côtes, la calotte s'écoule au travers des glaciers émissaires qui vont remplir des fjords et vallées. Les vitesses (Figure 1.1) y sont plus élevées (Mouginot et al., 2019) à cause d'un frottement moins important à l'interface avec le rocher et de la masse de glace qui exerce une pression en amont. Ces glaciers émissaires drainent la glace en amont. Ces glaciers contrôlent 80% du flux de glace (Pritchard et al., 2012) qui transite à la ligne d'échouage, la limite entre la partie posée sur le socle et la partie flottante du glacier émissaire.

1.1.1 Le bilan de masse des calottes

Les calottes polaires gagnent et perdent de la masse par les échanges avec l'atmosphère et l'océan. La différence entre ces gains et pertes est le bilan de masse des surfaces supérieures, inférieures et du front de glace. Le bilan de masse de surface comporte un terme d'ablation, la masse de glace perdue par différents processus (fonte de surface, sublimation, neige soufflée par le vent, ...) et un terme d'accumulation, la masse d'équivalent glace accumulée par les précipitations solides. Le bilan de fonte basale comporte un terme négatif lié à la fonte provenant de l'océan, mais également un terme positif contenant l'accrétion de glace sous certaines plateformes flottantes. Et au front de glace, le vèlage d'iceberg est le dernier terme de ce bilan, il est également un terme négatif.

Rignot et al. (2019) présentent l'évolution du bilan de masse de l'Antarctique sur les 40 dernières années. La perte de masse de l'Antarctique s'accroît en moyenne de 94 Gt a^{-1} par décennie, et ce taux a augmenté de 280% entre la fin du XXe siècle et les 20 dernières années. Cette forte augmentation provient principalement de la perte de masse de la région de l'Antarctique de l'Ouest. Sur l'ensemble de la période de l'étude Rignot et al. (2019), il est apparu que la calotte Antarctique n'a jamais été dans un état d'équilibre de masse (gain de masse égale à la perte).

1.1.2 La calotte polaire Antarctique

La calotte Antarctique (Figure 1.1) est posée sur un continent éponyme entourant le pôle Sud de la Terre. Son nom signifie "opposé à la région de la Grande Ourse", l'Arctique. Cette terre a été et est l'objet de nombreuses expéditions scientifiques. Elle est aussi convoitée pour ses potentielles ressources souterraines, mais est protégée depuis 1961 par le traité de l'Antarctique.

La calotte Antarctique peut se résumer en quelques chiffres. Elle s'étend sur 13.52 millions de km^2 pour une masse de glace de $2.38 \times 10^7 \text{ Gt}$ (Morlighem et al., 2020). 87 % de cette masse est au-dessus de la ligne de flottaison et donc pas dans le budget actuel de l'augmentation du niveau des mers. Si, elle était amenée à y participer, elle représenterait alors l'équivalent de 57.9 m d'augmentation du niveau des mers.

Lorsque la glace s'approche des côtes, le glacier émissaire se met à flotter tout en restant attaché à la calotte. Cela se produit lorsque le poids de glace est inférieur à la pression hydrostatique exercée par l'océan, créant ainsi une plateforme de glace flottante, nommée *Ice-shelf* en anglais. La limite entre la partie posée et flottante est une ligne nommée ligne d'échouage. Ces plateformes sont typiques de la calotte Antarctique où elles sont immenses (Plateforme de Ross : $500\,809 \text{ km}^2$). Cependant, nous en trouvons quelques exemples sur certains glaciers émissaires du Groenland où ils sont moins nombreux et de petites tailles (70 km pour la plus longue plateforme de glace de l'hémisphère nord situé en aval du glacier Petterman).

La calotte polaire Antarctique est pourvue de zones où la calotte repose sur un socle dont la profondeur est inférieure au niveau de la mer, principalement en Antarctique de l'Ouest. Elles sont nommées calotte marine, *Marine Ice-sheet* en anglais. Cette caractéristique spécifique permet d'avoir des plateformes flottantes et des lignes d'échouage. La Figure 1.2 présente la différence de topographie entre l'Antarctique de l'Ouest où la calotte est principalement marine, et la partie Est qui dispose d'un socle plus élevé.

Lorsque la glace franchit cette ligne d'échouage, elle devient flottante. L'ensemble de la colonne de glace participe alors au niveau des mers et sa fonte n'entraîne pas de contribution supplémentaire. Cependant, ces plateformes jouent un rôle mécanique et freinent

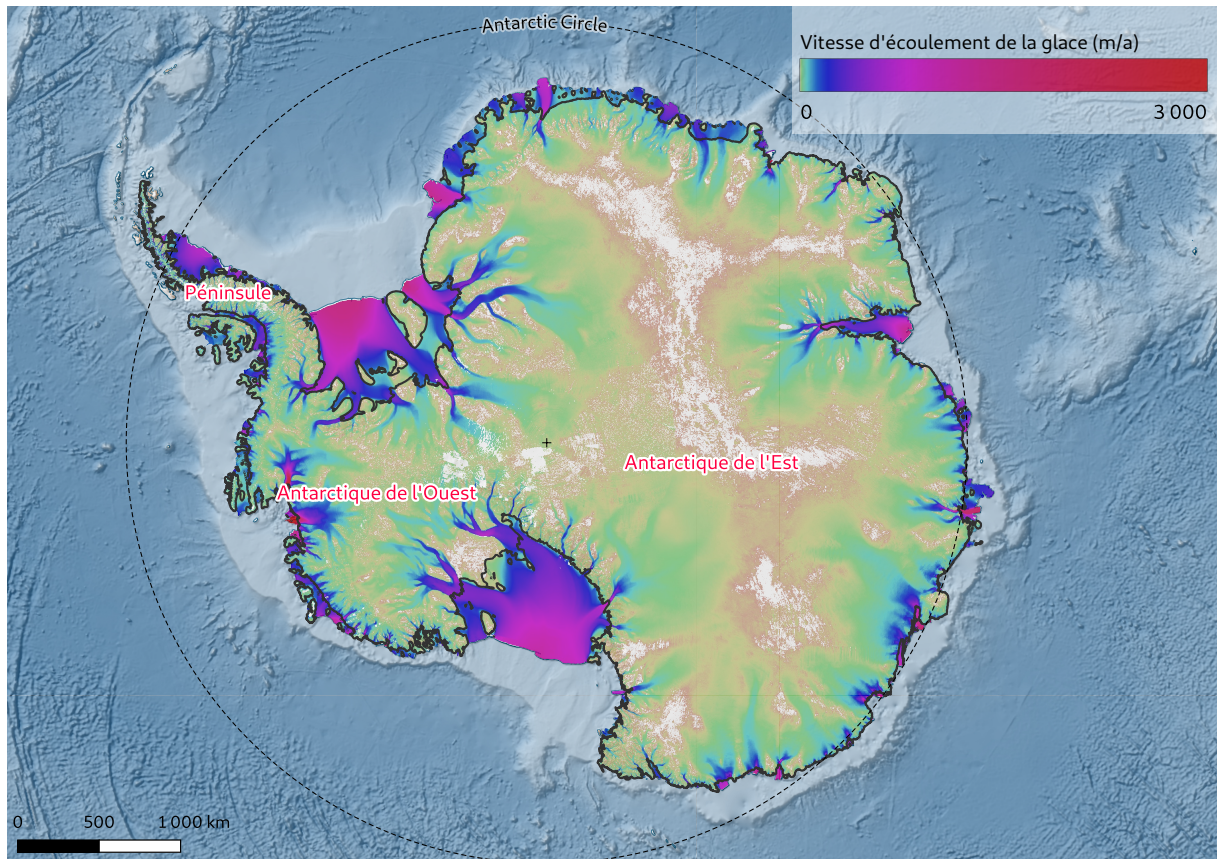


FIGURE 1.1 – Carte de vitesse de la calotte Antarctique (Mouginot et al., 2019). La ligne noire représente la limite de la glace posée sur le socle. Il peut s’agir de ligne d’échouage ou bien de front de glace.

l’écoulement de la glace. Les glaciers émissaires étant enclavés dans des fjords assez étroits, l’écoulement est fortement ralenti aux bords de la plateforme par les forces exercées par la plateforme sur les bords du fjord. Il s’agit de l’effet *d’arc-boutant*, nommé couramment *buttressing* en anglais. Cet effet se réalise également lorsque la base de la plateforme entre en contact avec la topographie du socle à cause de hauts-fonds, nous nommons cela un *pinning point*.

Ces plateformes flottantes subissent directement le réchauffement de l’atmosphère et de l’océan et nous observons leur amincissement dans un climat qui se réchauffe (Shepherd et al., 2003). Cela est dû à une fonte de surface importante (van den Broeke, 2005). Sur la péninsule Antarctique (voir Figure 1.1), plusieurs événements de désintégration de ces plateformes ont été observés en 1995 pour la plateforme Larsen A (Rott et al., 1996), 2002 pour la plateforme Larsen B (Glasser and Scambos, 2008) et en 2015 la plus grande des plateformes de la péninsule, le Larsen C, s’est en partie désintégrée à son tour (Hogg and Gudmundsson, 2017). Ces événements sont facilement visibles avec les satellites qui surveillent la calotte depuis l’espace. En mars 2022, la désintégration d’une partie de plateforme de Conger en Antarctique de l’Est a été observée, c’est la première fois que ce phénomène est rapporté dans cette zone de la calotte. Celle-ci est réputée pour être plus stable car ne correspondant pas aux critères impliquant des instabilités qui seront présentés dans la section suivante et moins sujette aux impacts du réchauffement climatique, mais sa vulnérabilité commence à être mise en avant (Silvano et al., 2016).

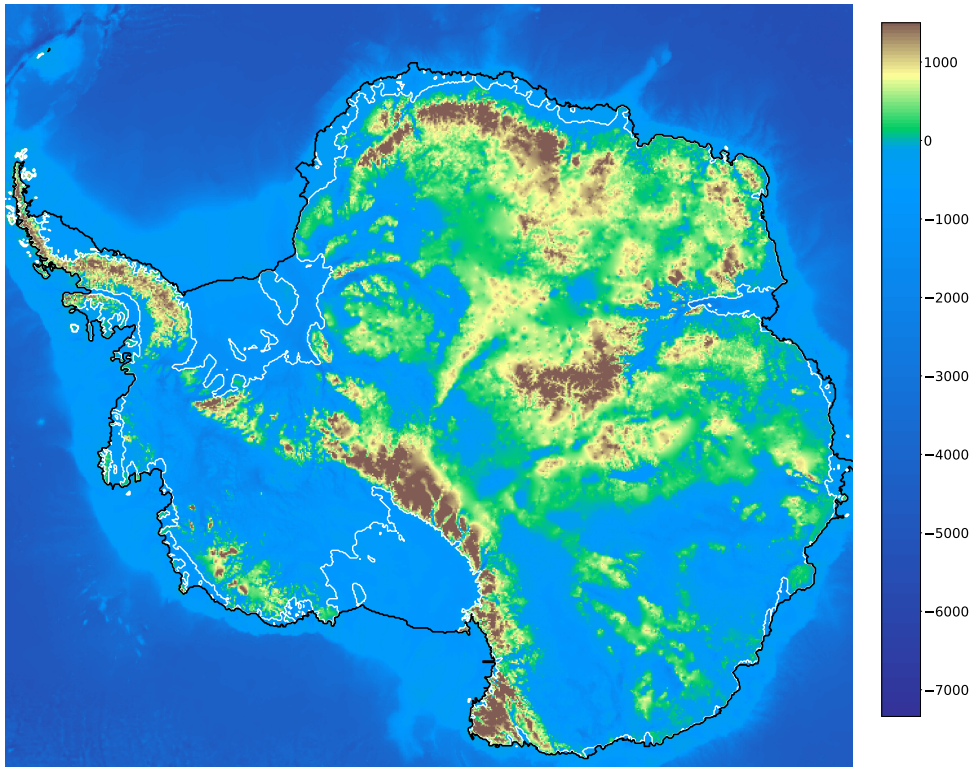


FIGURE 1.2 – Topographie basale de l’Antarctique (Morlighem et al., 2020). Les zones sous le niveau des mers sont représentées dans des teintes bleues. Le front de glace est représenté par la ligne noire et la ligne d’échouage est la ligne blanche.

1.1.3 Instabilité de la calotte Antarctique

La calotte peut être affectée par des instabilités dont certaines semblent déjà avoir enclenché des changements abrupts et irréversibles sur certaines régions (Joughin and Alley, 2011). Ces instabilités dynamiques conduisent à une rapide augmentation du niveau des mers. Deux instabilités sont décrites :

- 🌀 le MISI (Gudmundsson et al., 2012; Schoof, 2007a)
- 🌀 et le MICI (DeConto and Pollard, 2016; Pollard et al., 2015a).

Le *Marine Ice Cliff Instability* (MICI) est une instabilité théorique évoquée récemment et qui n’a pas été observée directement (Bassis et al., 2021a; Edwards et al., 2019; Pollard et al., 2015b). Cette instabilité théorique pourrait exister lorsqu’une falaise de glace assez haute (>100 m au-dessus de l’océan), elle est alors structurellement instable, car lors du recul du front la hauteur de la falaise de glace ne peut qu’augmenter, étant donné que l’altitude de la surface augmente vers le centre de la calotte. Cette falaise croissant en hauteur est donc instable et le recul du front s’amplifie (Bassis et al., 2021b; DeConto and Pollard, 2016). Cette théorie est indépendante de la topographie basale contrairement au MISI. Bien qu’il existe des preuves à l’appui du MICI dans le paléo-enregistrement (Wise et al., 2017), le MICI reste controversé, car il n’a pas encore été observé (Pattyn and Morlighem, 2020). Cette instabilité n’est pas l’objet de mon doctorat ni du projet TiPACCs.

Le MISI (Figure 1.3) est une instabilité liée à la dynamique de la ligne d’échouage. Elle est décrite à partir des années 70 par Weertman (1974) et Mercer (1978) qui commencent à parler d’un possible effondrement de l’Antarctique de l’Ouest. Weertman (1974) montre une potentielle instabilité sur un socle dont la pente est rétrograde, c’est à dire

opposée au sens de l'écoulement de la glace (Figure 1.3). Cette hypothèse est confirmée par Schoof (2007b) qui modélise le MISI pour en confirmer son existence. Un recul de la ligne d'échouage sur une pente rétrograde mène à une augmentation de l'épaisseur de glace au-dessus de la ligne d'échouage et ainsi une augmentation du flux. La topographie du socle est donc importante dans la quantification de cette instabilité. Cette topographie ne pouvant être totalement déterminée, car recouverte par la calotte et dépendante des données acquises, différentes topographies du socle ont été réalisées ces dernières années (Fretwell et al., 2013; Ji Leong and Joseph Horgan, 2020; Morlighem et al., 2020) cherchant à obtenir une précision de plus en plus élevée.

Cependant, les résultats présentés par Schoof (2007b) sont issus d'un modèle simple en 2 dimensions qui ne considère pas les effets liés à la stabilisation de la position de la ligne d'échouage par l'effet d'arc-boutant. Il est donc nécessaire de définir les limites de la théorie existante sur cette instabilité dans un modèle en 3 dimensions. Un modèle d'écoulement de la glace permet ainsi de conditionner cette instabilité en prenant en compte le frottement basal (Brondex et al., 2019), et à l'effet d'arc-boutant (Gudmundsson et al., 2012, 2019; Mercer, 1978). Gudmundsson et al. (2012) et Pegler (2018) montrent que la stabilité n'est pas définie uniquement par l'orientation de la pente par rapport à l'écoulement de la glace, mais qu'elle peut être modifiée par l'effet d'arc-boutant. La disparition des plateformes et donc de l'effet d'arc-boutant induit une augmentation immédiate des flux à la ligne d'échouage (Gudmundsson et al., 2019). Pegler (2018) montre également qu'un point de basculement enclenché par le MISI serait très abrupt. Le fort amincissement, voire la disparition, des plateformes flottantes mènerait à une forte réduction de l'effet d'arc-boutant et donc à une augmentation du flux. Haseloff and Sergienko (2018) et Sergienko (2022) montrent dans leurs études un contrôle de la position de la ligne d'échouage par le bilan de masse dans le cas d'une plateforme subissant un fort effet d'arc-boutant. Par leurs expériences cherchant à trouver des états stables de la ligne d'échouage en faisant varier la définition du bilan de masse de surface, ils ajoutent une condition à l'occurrence du MISI.

L'accélération du flux de glace à la ligne d'échouage dû à une diminution de l'effet d'arc-boutant et de recul de la ligne d'échouage a été observées et décrites par Paolo et al. (2015) dans le bassin alimentant la mer d'Amundsen. Une augmentation de 70 % de la perte de masse a été observée par Paolo et al. (2015) entre les périodes 1994-2003 et 2003-2012. De Angelis and Skvarca (2003) puis Joughin et al. (2021) décrivent des observations d'accélération de glaciers émissaires respectivement de la péninsule et de Pine Island, suite à la disparition d'une partie de la plateforme flottante de ceux-ci. De Angelis and Skvarca (2003) observent une augmentation de la vitesse d'un facteur 2 en deux ans. Joughin et al. (2021) observent, après le recul de 19 km du front de la plateforme flottante de Pine Island, une augmentation jusqu'à 583 m a^{-1} à 2 km en aval de la ligne d'échouage, là où la vitesse était précédemment autour de 4 km a^{-1} , soit une augmentation de 15 %.

Les zones de calotte marine (voir Section 1.1.2) présentent une configuration telle qu'une perturbation pourrait les faire basculer dans cette instabilité. Le déclenchement de cette instabilité peut provenir d'un forçage océanique par une augmentation de la fonte sous la plateforme. Il est également possible que la surface de la plateforme flottante soit impactée par un forçage atmosphérique conduisant à sa fonte. Le forçage océanique est souvent représenté par l'intrusion d'un courant chaud, nommé *Circumpolar Deep Water (CDW)*, pouvant atteindre le plateau continental et les cavités sous les plateformes flottantes (Jacobs et al., 2011).

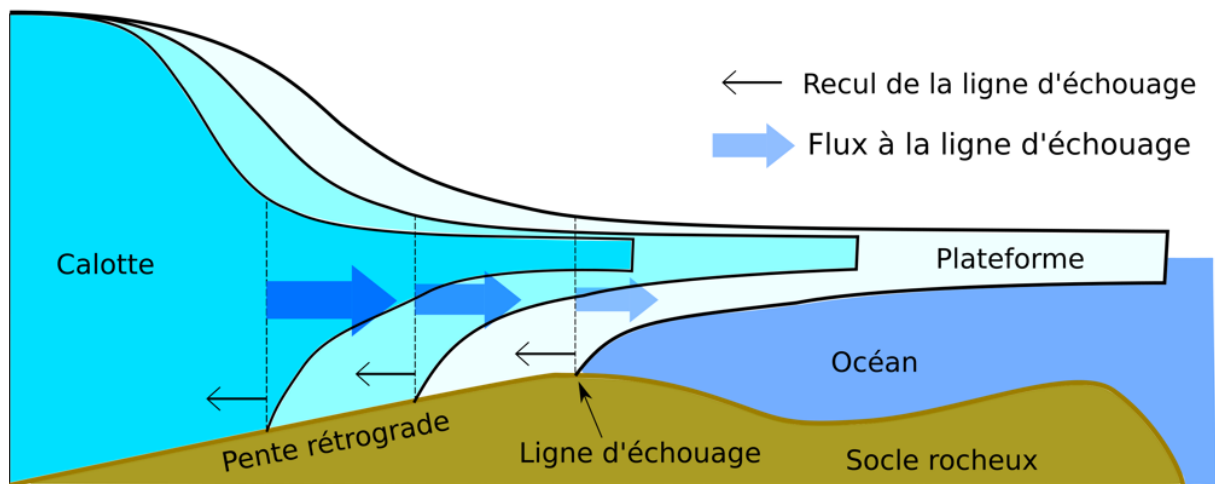


FIGURE 1.3 – Schéma du MISI. Cette instabilité provoque un recul instable de la ligne d'échouage sur les pentes du lit rétrograde. Inspirée de Pattyn and Morlighem (2020)

1.2 Enjeux du changement climatique et de l'augmentation du niveau des mers

1.2.1 Les points de basculement

Dans le contexte de réchauffement climatique global, les composantes climatiques telles que les océans, les calottes polaires ou les forêts boréales (Lenton et al., 2008) peuvent être sujettes à des points de basculement. Ces points de basculement sont des limites que franchit un système sous la contrainte d'un forçage extérieur. Cette limite une fois franchie va modifier la calotte vers un nouvel état de stabilité au travers d'une transition plus rapide que le forçage l'ayant induite. La Figure 1.4 présente plusieurs cas possibles de stabilité :

- loin du point de basculement, l'énergie apportée au système crée des variations, mais n'est pas suffisante pour franchir une limite et le système revient à son état initial ;
- en approche d'un point de basculement, pour une même énergie le déplacement est plus important et le retour à l'équilibre plus lent ;
- au point de basculement, l'énergie apportée au système fait franchir une limite et le système change d'état.

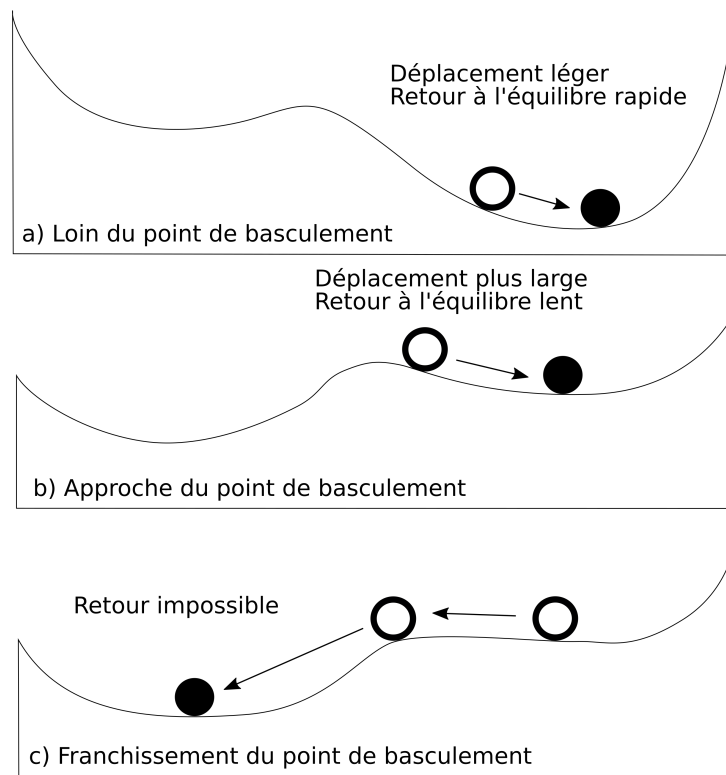


FIGURE 1.4 – Schématisation des points de basculement

Les points de basculement liés aux calottes (effondrement de l'Antarctique de l'Ouest et fonte de la calotte groenlandaise) sont définis par McKay et al. (2022) comme étant ceux ayant une plus grande probabilité de se produire et avec un impact important. Des études récentes (Garbe et al., 2020; Pattyn and Morlighem, 2020; Rosier et al., 2021) sur les points de basculement de la calotte Antarctique montrent un possible emballement de la disparition de l'Antarctique de l'Ouest même si les forçages externes devaient se réduire. Ces points de basculement mèneraient à une perte de masse de glace et à une augmentation importante du niveau des mers.

1.2.2 Le niveau des mers

Les conséquences de l'augmentation du niveau des mers de quelques dizaines de centimètres peuvent être catastrophiques. La submersion permanente de terre, l'érosion accélérée des zones côtières, la salinisation des sols présentent des risques critiques pour les écosystèmes marins (mangroves, récifs coralliens, lagons et marais) et pour les sociétés humaines vivant dans les régions côtières. Les zones côtières de basse altitude (< 10 m) contenaient 10 % de la population mondiale en 2000 et verront leur démographie augmenter de 58 à 71 % d'ici 2050 (Merkens et al., 2016). Cependant, ces secteurs seront amenés à être submergés si la tendance reste similaire. En 2000, 30 % de la population de ces régions vivaient déjà dans des zones sujettes aux crues centennales qui pourraient devenir annuelles d'ici la fin du siècle (Neumann et al., 2015).

Le niveau des mers est une variable climatique qui est connue pour varier en permanence et pour avoir connu de grandes évolutions au cours de l'histoire de notre planète. Les observations géologiques nous permettent de mettre en évidence ces variations et d'améliorer notre connaissance des climats passés. Dutton et al. (2015) présentent trois cas où le niveau des mers fut plus haut (> 6 m) qu'aujourd'hui, il y a 3 Ma, 400 ka et 125 ka. Le plus récent (125 ka) correspond au dernier maximum interglaciaire, le niveau des mers était 6 m plus hauts qu'aujourd'hui pour des températures plus élevées de 0.5-1 °C par rapport

au climat pré-industriel, ce qui est équivalent à l'augmentation actuelle de la température.

A une échelle de temps plus courte, la variation du niveau des mers a été mesurée par des marégraphes depuis la fin du 18^e siècle. C'est ainsi que l'augmentation du niveau des mers sur le dernier siècle (1901 - 2010) est estimée à 0.19 ± 0.02 m (Church et al., 2013). Deux processus contribuent principalement à cette augmentation : l'expansion thermique des océans et l'apport d'eau de la fonte de la cryosphère continentale.

Dans un monde se réchauffant tel que le montre le dernier rapport du Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'évolution du Climat (GIEC), nous avons atteint une augmentation de température de $1.09 [0.95-1.20]$ °C entre les périodes 1850-1900 et 2011-2020 (Gulev et al., 2021) et nous risquons d'arriver à une augmentation de 1.7 à 2.6 °C pour la période 2041-2060 selon les projections de l'exercice d'intercomparaison de modèle CMIP6 (Coupled Model Intercomparison Project)(Lee et al., 2021). Ces augmentations de la température sont convertissables en augmentation d'énergie. La Figure 1.5a présente les changements d'énergie pris en compte dans le système climatique. L'océan, et principalement la zone de surface (0-700m de profondeur), est le plus grand réservoir d'énergie et joue le rôle de tampon climatique. Depuis 1970, il a capté 90% de l'augmentation d'énergie du système climatique (Sabine et al., 2013). Son réchauffement permet ainsi de réduire l'impact du réchauffement climatique sur les autres composantes du système. Cependant, l'eau augmentant de volume en fonction de sa température, le volume des océans augmente.

Le deuxième contributeur à l'augmentation du niveau des mers est la cryosphère continentale. Elle se compose de la neige, des glaciers de montagne, des calottes glaciaires et polaires, du pergélisol et de la glace des lacs gelés. Ces derniers ne participent pas à la montée du niveau des mers. Le réchauffement climatique mène à la diminution des glaces continentales.

D'après le rapport spécial du GIEC sur l'océan et la cryosphère dans un climat changeant (Oppenheimer et al., 2019) et AR6 (Sixième Assessment Report) (IPCC, 2021), le niveau des mers augmente actuellement à la vitesse de 3.69 ± 0.48 mm a⁻¹. Celui-ci a subi une accélération de 0.06 ± 0.01 mm a⁻² sur la période 1968-2015 (Dangendorf et al., 2019). Sur la période 2006-2018(Fox-Kemper et al., 2021), le niveau des mers totalise une augmentation de 44.3 ± 5.7 mm dont 38.3 % peut être attribué à l'expansion thermique, 27.5 % à la fonte des calottes Antarctique et groenlandaise et 17.3 % à la fonte des glaciers (glaciers de montagne et calottes glaciaires non-polaires). Cette répartition des contributeurs au bilan total est visible sur la Figure 1.5b. Les contributions de l'Antarctique et du Groenland ont augmenté de 0.0 ± 0.11 à 0.37 ± 0.13 mm a⁻¹ et de 0.33 ± 0.15 à 0.63 ± 0.12 mm a⁻¹(Fox-Kemper et al., 2021), respectivement, entre les périodes 1901-1990 et 2006-2018.

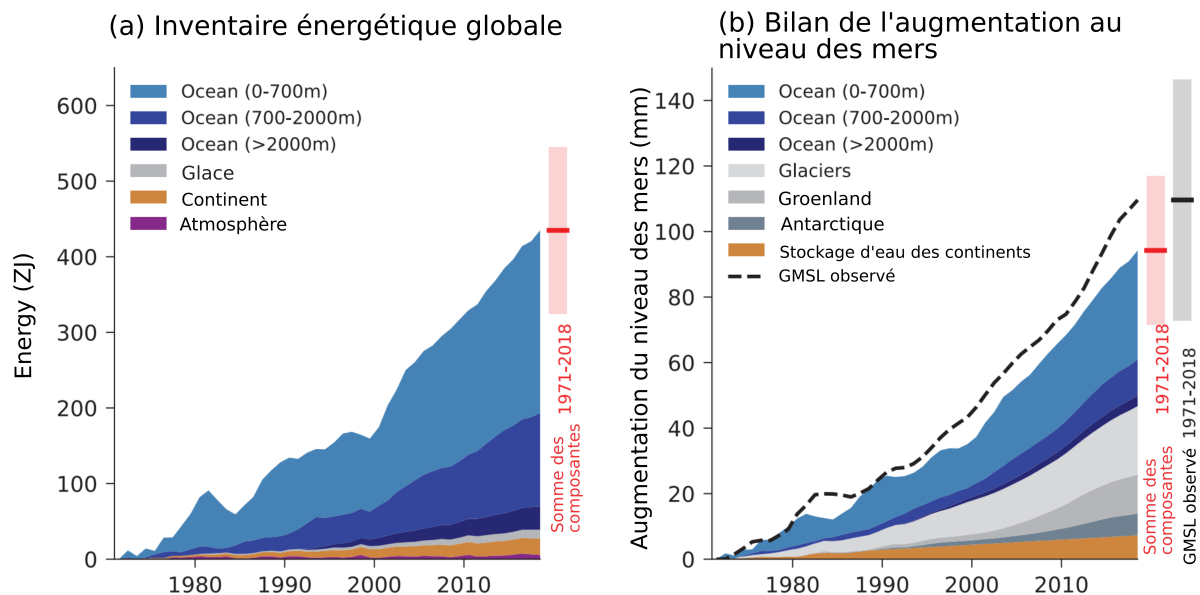


FIGURE 1.5 – Inventaire énergétique global et bilan du niveau de la mer. a) Changements observés dans l’inventaire énergétique global pour la période 1971-2018 avec les contributions des composantes comme indiqué dans la légende de la figure. Le réchauffement du système terrestre pour toute la période et l’incertitude associée sont indiqués à droite du graphique (barre rouge = estimation centrale ; ombrage = plage très probable) ; b) Changements observés dans les composantes du niveau moyen global de la mer pour 1971-2018 comme indiqué dans la légende de la figure. Le changement moyen mondial observé du niveau de la mer à partir des reconstitutions des marégraphes (1971-1993) et des mesures des altimètres satellitaires (1993-2018) est présenté à titre de comparaison (ligne pointillée) sous forme de moyenne mobile sur 3 ans pour réduire le bruit d’échantillonnage. La fermeture du bilan global du niveau de la mer pour toute la période est indiquée à droite du graphique (barre rouge = estimation centrale de la somme des composants ; ombrage rouge = plage très probable ; barre noire = estimation centrale du niveau total de la mer ; partage en gris = très probable intervalle). Figure issue de Fox-Kemper et al. (2021)

Les modélisations climatiques actuelles prédisent une tendance à l’augmentation de la température et du niveau des mers pour la fin du siècle. Plusieurs scénarios existent en fonction des trajectoires socio-économiques et du forçage radiatif qui correspond à l’énergie captée par le système Terre (O’Neill et al., 2016). La Figure 1.6 présente de potentielles évolutions futures du niveau des mers correspondant à cinq scénarios de projection climatique. Cependant, ces prévisions ne prennent pas en compte la potentielle instabilité liée aux falaises de glace des glaciers émissaires, le MICI, qui est estimé sur ce graphique. Cette instabilité est décrite dans la Section 1.1.3. La Figure 1.6 montre que cette instabilité pourrait jouer un rôle conséquent quant à la prédiction de l’augmentation du niveau des mers. GMSL = Global Mean Seal Level.

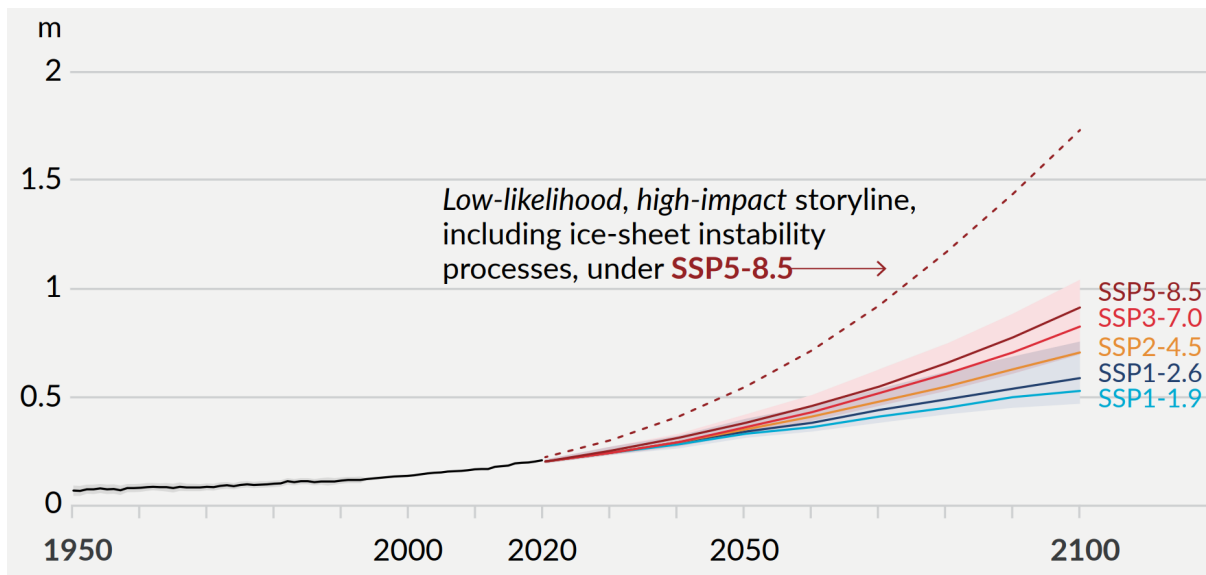


FIGURE 1.6 – Évolution mondiale moyenne prédite et projetée du niveau de la mer suivant différents scénarios climatiques. La courbe en pointillés représente la potentielle évolution du niveau des mers dans le cas où l'instabilité présumée liée aux falaises de glace s'enclencherait. Figure issue de IPCC (2021)

Il est donc important de pouvoir comprendre les mécanismes liés à l'augmentation du niveau des mers. Les impacts et enjeux des changements en cours seront importants sur les zones côtières et la population humaine y résidant. L'estimation de l'augmentation future du niveau des mers pourrait permettre d'envisager différemment l'expansion des populations dans les zones côtières.

1.3 Les modèles numériques

Un modèle numérique permet de résoudre des équations mathématiques pour des situations sans solutions analytiques. Il permet ainsi d'appliquer une théorie physique, souvent simplifiée de la réalité, pour représenter les observations et prévoir l'évolution du système physique. Appliqué au domaine de la glaciologie, un modèle imite le fonctionnement d'un glacier ou bien d'une calotte en résolvant un jeu d'équations permettant de représenter l'écoulement de la glace et les changements de géométrie. La complexité du système demande l'utilisation de moyen de calculs importants afin de résoudre ces équations.

Les premiers modèles représentant un glacier étaient très approximatifs à cause de la faible puissance numérique des calculateurs durant les années 70. Les modèles de *Stokes* tels que celui de Jenssen (1977) avaient une résolution horizontale de l'ordre de la centaine de kilomètres alors que nos modèles actuels disposent d'une résolution allant du kilomètre à la dizaine de kilomètres. Ces grilles étaient trop grossières pour résoudre correctement l'écoulement de la glace. Cependant, les données telles que la topographie basale n'étaient pas disponibles ou bien leur résolution n'était pas suffisante pour utiliser un maillage fin sur les modèles d'écoulement de la glace. L'amélioration des moyens de calcul et de la qualité des données disponibles ont permis d'améliorer la résolution des modèles comme la modélisation de la calotte groenlandaise à 20 km de résolution horizontale par Letréguilly et al. (1991) ainsi que les premières inter-comparaisons de modèles au travers du projet EISMINT (European Ice Sheet Modelling INiTiative) (Huybrechts et al., 1996). Cette première inter-comparaison s'est penchée sur les schémas numériques de modèles

verticalement intégrés et de modèles à 3 dimensions dépendants en temps sur des expériences synthétiques jusqu'à des modélisations de calottes entières. Les résultats obtenus à la suite de cette inter-comparaison (Huybrechts, 1998) ont montré des résultats différents entre les modèles sur la représentation de la ligne d'échouage et de sa migration entraînant une incapacité à représenter l'Antarctique dans un climat plus chaud.

Durant les deux dernières décennies, différents modèles de calottes ont été développés tels que BISICLES (Cornford et al., 2013), Úa (Gudmundsson et al., 2019), PISM (Bueler and Brown, 2009), Elmer/Ice (Gagliardini et al., 2013), ISSM (Larour et al., 2012), f.ETISH (Pattyn, 2017),... Ces modèles sont construits avec la possibilité d'utiliser des moyens de calculs importants permettant d'appliquer des systèmes d'équations complexes avec des résolutions importantes. Une telle diversité permet de confronter ces modèles pour les comparer et améliorer leurs capacités. Pour cela, des études d'inter-comparaison similaires à ce qui fut réalisé par EISMINT ont été mises en place. Beaucoup d'études se sont concentrées sur le déplacement de la ligne d'échouage utilisant des cas synthétiques en 2 dimensions sans impact de l'effet d'arc-boutant, MISMIP (Marine Ice Sheet Model Intercomparison Project) (Pattyn et al., 2012), et ensuite en 3 dimensions, MISMIP3D (Pattyn et al., 2013). Ces deux études ont permis d'évaluer et de tester la capacité des modèles à simuler les avancées et reculs de la ligne d'échouage. Les résultats ont montré que la plupart des modèles utilisés étaient en capacité de représenter la dynamique de la ligne d'échouage montrant une nette amélioration par rapport à EISMINT. Dans Seroussi et al. (2014), ils définissent, à partir des lignes directrices de l'expérience MISMIP3D, une résolution minimale de 2 km permettant une bonne représentation des déplacements de la ligne d'échouage. La troisième génération d'inter-comparaison de modèles de calotte, MIS-MIP+ (Cornford et al., 2020), s'est focalisée sur la dynamique des plateformes flottantes en prenant en compte l'effet d'arc-boutant sur le flux à l'amont. Lors de l'amincissement de la plateforme, les modèles représentent tous l'accélération induite par la diminution de l'effet d'arc-boutant. L'ensemble de ces expériences a permis de définir les critères et caractéristiques nécessaires à la représentation de la dynamique de la ligne d'échouage dans les modèles numériques de calotte polaire.

La transcription de ces protocoles sur des cas réels est le sujet de projets tel que ISMIP6 (Ice Sheet Model Intercomparison Project for CMIP6) qui a été réalisé dans le cadre du projet CMIP6 (Coupled Model Intercomparison Project Phase 6). L'objectif est de quantifier et de comprendre les variations du niveau global des mers résultant des changements passés, présents et futurs des calottes glaciaires du Groenland (Goelzer et al., 2020) et de l'Antarctique (Seroussi et al., 2020), ainsi que d'étudier les rétroactions avec le climat. Ces études avaient pour objectif de réaliser des prévisions sur l'évolution des calottes et leurs contributions à l'augmentation du niveau des mers. Ce projet de comparaison a été défini afin d'améliorer les connaissances sur les interactions entre les calottes polaires et les autres composantes du système climatique (océan et atmosphère). Une première étape s'est intéressée à l'effet de la méthode d'initialisation sur les projections. Le protocole utilisé pour l'initialisation des simulations de l'Antarctique, initMIP-Antarctica (Seroussi et al., 2019), a inspiré l'initialisation des simulations utilisées pour cette thèse.

L'expérience d'inter-comparaison de modèle Antarctica BUtressing Model Intercomparison Project (ABUMIP, Sun et al., 2020) a permis de tester la réponse des modèles au cas extrême de la perte de l'effet d'arc-boutant. La réponse des modèles à un tel changement se traduit par un effondrement de l'Antarctique de l'Ouest, défini précédemment comme sensible au MISI, ainsi qu'une perte de masse progressive sur l'Est de la calotte. Cette étude a permis de représenter l'importance de l'effet d'arc-boutant et de prouver que les

modèles de calottes sont en capacité de représenter les processus liés à l'effet d'arc-boutant.

Dans le cadre du projet ISMIP6, Seroussi et al. (2020) comparent des simulations de l'écoulement de la calotte Antarctique sous un scénario climatique fort, RCP 8.5, pour la période 2015-2100. Ces simulations proviennent de 16 groupes qui ont réalisé chacun jusqu'à 27 expériences différentes. L'effet d'instabilité lié à la disparition des plateformes flottantes a pu être étudié dans 14 expériences de cette étude. Pour un même jeu de simulation, la disparition des plateformes flottantes conduit à une augmentation moyenne de 28 mm du niveau des mers par rapport au cas où celles-ci sont conservées. Cela ne représente que des phénomènes de dislocations de plateformes tels qu'observés sur la zone des Larsens (Cook and Vaughan, 2010) comme présentés dans la Section 1.1.2. Cela nous montre que les modèles permettent de définir et de représenter des points de basculement de la calotte Antarctique.

D'autres études (Garbe et al., 2020; Rosier et al., 2021) ont également présenté les points de basculement liés au MISI montrant ainsi une grande sensibilité aux instabilités en Antarctique de l'Ouest. Garbe et al. (2020) étudient le temps de réponse de la calotte Antarctique aux perturbations et sa capacité à retrouver son volume initial lorsque la perturbation est retirée. Ils confirment l'existence d'un retrait irréversible de la calotte principalement en Antarctique de l'Ouest. Cette hystérésis entre les variations de volume et la perturbation en température peut être considérée comme le résultat de l'existence des points de basculement de la calotte. Rosier et al. (2021) ont présenté les points de basculement sur le glacier de Pine Island. Ils définissent des symptômes précurseurs du franchissement d'un point de basculement en perturbant la fonte sous le glacier de Pine Island. Trois différents points de basculement sont ainsi identifiés. La capacité de détecter les points de basculement de la calotte est un défi pour prédire l'évolution future du niveau des mers.

Les dernières améliorations apportées récemment aux modèles de calotte sont les couplages entre les modèles d'océan et de glace permettant représenter de manière plus réaliste les interactions entre calotte et océan. Une fonte basale est calculé par le modèle d'océan au modèle de calotte permettant de contraindre au mieux cette variable. De la même manière que les modèles de calottes ont évolué grâce aux études d'inter-comparaisons, des ensembles d'études ont été réalisés pour définir les critères pour le développement des modèles couplés Océan/Calotte. Les études MISOMIPs (Marine Ice Sheet-Ocean Model Intercomparison Project) et ISOMIPs (Ice Shelf-Ocean Model Intercomparison Projects) (Asay-Davis et al., 2016) ont comparé plusieurs modèles couplés. MISOMIP s'est focalisé sur des simulations qui ont permis de tester les interactions entre la cavité sous la plateforme flottante et l'océan dans le cas de calottes marines sujettes au MISI. Différents cas ont été étudiés avec des cavités fixes (ISOMIP) ou évoluant (ISOMIP+). Ces études ont permis d'évaluer, de développer les modèles couplés pour des cas idéalisés et de tester des paramètres, tels que l'impact des conditions lointaines de l'océan sur la ligne d'échouage, dans le processus de développement de modèles couplés Océan/Calotte. Asay-Davis et al. (2016) ont déterminé une configuration de base à partir de laquelle une grande variété d'études de paramètres et de processus peut être réalisée de manière utile.

1.4 Contexte et enjeux de la thèse

1.4.1 Projet TiPACCs

Mon doctorat fait partie du projet de recherche européen Horizon 2020 TiPACCs (<https://www.tipaccs.eu/>). L'objectif général du projet TiPACCs est d'évaluer la probabilité de changements importants et abrupts dans le futur proche, d'ici la fin du siècle, et la contribution de la calotte glaciaire Antarctique au niveau de la mer, causée par les points de basculement dans les mers du plateau continental Antarctique et de la calotte glaciaire Antarctique. Si des changements irréversibles se produisent dans les composantes climatiques (océan et calotte) de l'Antarctique et que des points de basculement sont franchis, la calotte glaciaire reculera probablement rapidement. Cela entraînera une augmentation rapide du niveau moyen mondial de la mer. Plus précisément, TiPACCs étudie deux points de basculement étroitement liés ainsi que les processus physiques qui les lient. Le premier point de basculement implique un passage irréversible des conditions océaniques «froides» à «chaudes» au-dessous des grandes plateformes de glace de l'Antarctique avec comme conséquence une augmentation de la fonte basale. Le deuxième point de basculement implique le passage d'une configuration de ligne d'échouage stable à instable de la calotte glaciaire Antarctique en raison de la perte de l'effet d'arc-boutant dû la disparition partielle ou totale des plateformes comme présentée dans la Section 1.1.3. La présente étude porte en particulier sur la possibilité que le premier point de basculement (le passage des conditions océaniques de «froid» à «chaud») puisse provoquer le franchissement du deuxième point de basculement (le début d'un retrait instable). Cette possibilité n'a pas encore été explorée et le corpus de recherches qui a conduit à cette idée est très récent. Dans TiPACCs, nous quantifierons la proximité en terme de position de ligne d'échouage de la calotte actuelle par rapport à ces points de basculement et les conséquences qui en résulteront pour le niveau de la mer au niveau mondial, le cas échéant. Le consortium du projet TiPACCs comprend les principaux groupes de modélisation de la circulation de la glace et des océans en Europe (NORCE, NO ; Université de Northumbria, UK ; Potsdam Institut für Klimafolgenforschung, DE ; Alfred-Wegener-Institut, De ; Université Grenoble Alpes, FR).

1.4.2 Objectifs de cette thèse

Le travail de cette thèse porte sur les points de basculement de la calotte Antarctique. Pour ce faire, des simulations numériques de l'ensemble de la calotte glaciaire Antarctique sont réalisées à l'aide du modèle Elmer/Ice (Gagliardini et al., 2013). Avant que des expériences de perturbation ne puissent être effectuées, un état représentant l'état actuel de la calotte est réalisé en s'inspirant de la récente expérience d'inter-comparaison de modèles, centrée sur l'initialisation de la calotte glaciaire pour la calotte glaciaire Antarctique (InitMIP-Antarctica) (Seroussi et al., 2019).

Le Chapitre 2 détaille les mécanismes contrôlant l'écoulement de la glace : la déformation visco-plastique de la glace et le frottement basal. Nous présentons dans un premier temps les équations physiques gouvernant ces mécanismes. Dans un second temps, la discrétisation des équations physiques pour réaliser un modèle numérique est décrite.

Le Chapitre 3 présente la méthodologie d'initialisation basée sur une méthode inverse. Elle permet de s'assurer que le modèle reproduit les vitesses de surface actuelle pour les épaisseurs de glace actuelles.

Le Chapitre 4 se consacre aux expériences de perturbations réalisées sur un état initial, dans le but d'identifier le régime de stabilité des lignes d'échouage de la calotte polaire Antarctique, dans leurs configurations actuelles. La stabilité est testée en appliquant une perturbation sur la fonte basale au-dessous des plates-formes de glace pendant des périodes suffisamment longues pour provoquer des déplacements faibles, mais significatifs du point de vue numérique, des positions des lignes d'échouage.

Le Chapitre 5 regroupe plusieurs études de sensibilité sur des paramètres utilisés. Une première étude porte sur la sensibilité de nos résultats au choix de la topographie basale et à la rugosité de la donnée de socle rocheux. Une seconde étude est sur le choix des paramètres de régularisation lors de l'inversion et l'écart que l'on peut obtenir sur nos résultats pour une sélection de jeux de paramètres. La dernière se penche sur le changement de loi de frottement entre une loi de Weertman linéaire et une loi de Coulomb régularisée.

Modélisation de la dynamique d'écoulement de la calotte

Sommaire

2.1	Représenter l'écoulement de la glace	15
2.2	Loi de comportement de la glace : loi de Glen	16
2.3	Les équations de Stokes	16
2.3.1	Conditions aux limites	17
2.3.2	Évolution des surfaces	19
2.3.3	Lois de frottement	20
2.4	Approximations des équations de Stokes	22
2.4.1	Modèle Shallow Shelf approximation (SSA)	22
2.4.2	Modèle shallow ice approximation (SIA)	23
2.5	Application de la méthode des éléments finis (MEF) : forme variationnelle de la SSA	25
2.6	Modèle d'écoulement de la glace : Elmer/Ice	26
2.7	Conclusion	27

2.1 Représenter l'écoulement de la glace

Bien que la glace semble être un solide, elle s'écoule comme une rivière à large échelle (centaines de mètres) et dans la durée, de l'ordre de l'année. Il s'agit d'un matériau dont le comportement est qualifié de visco-élastique fragile. Lorsque son écoulement est lent, les contraintes sont faibles et le comportement visco-élastique l'emporte. Lorsque la vitesse de cet écoulement augmente, les contraintes sont beaucoup plus fortes et la glace va se déformer suivant un comportement élasto-fragile. Ce comportement fragile est visible par la présence de crevasses sur un glacier. Ces zones crevassées sont sujettes aux plus fortes contraintes de déformation. Lorsque la glace est sous la forme d'un glacier ou d'une calotte, l'écoulement de la glace se complexifie. Il faut alors prendre en compte les frottements liés au socle. Un glacier ou une calotte s'écoule donc par déformation visqueuse sous l'effet de la gravité ainsi que par glissement sur le socle rocheux. Pour le moment, le comportement élasto-fragile est négligé dans nos modèles. Par cet écoulement, l'accumulation de neige sur la partie haute du glacier est advectée vers l'aval où la glace fond (zone d'ablation) ou bien s'évacue dans la mer (front de vêlage ou franchissement de la ligne d'échouage). Cette dynamique permet d'expliquer la géométrie des glaciers et calottes. La représentation de cet écoulement dépend ainsi du domaine de la mécanique des fluides. Il peut-être traduit physiquement par les équations de Stokes (Greve and Blatter, 2009)

qui caractérisent un fluide visqueux qui s'écoule lentement et dont les effets visqueux dominent sur les effets inertiels. Ces équations sont une version simplifiée des équations de Navier-Stokes dans lesquelles les termes inertiels ont été retirés.

2.2 Loi de comportement de la glace : loi de Glen

Le comportement visqueux de la glace est décrit par une loi empirique, appelée loi de Glen (Glen, 1955) en glaciologie, qui relie les contraintes déviatoires \mathbf{S} aux vitesses de déformation $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$. Son expression est :

$$\mathbf{S} = 2\mu\dot{\boldsymbol{\epsilon}}, \quad (2.1)$$

Cette relation est non linéaire et la viscosité effective μ est donnée par :

$$\mu = \frac{1}{2}(EA)^{-1/n} I_{\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_2}^{\frac{1}{n}-1} \quad (2.2)$$

avec E un facteur d'amplification, A la fluidité de la glace, n l'exposant de Glen et $I_{\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_2} = \sqrt{\dot{\epsilon}_{ij}\dot{\epsilon}_{ji}/2}$ le second invariant du tenseur des taux de déformation $\dot{\epsilon}_{ij}$ donné par :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{u}_j}{\partial x_i}\right). \quad (2.3)$$

La fluidité de la glace A est dépendante de la température T selon la loi d'Arrhénus :

$$A = A_0 e^{-Q/(RT)}, \quad (2.4)$$

où A_0 est une fluidité de référence, Q est l'énergie d'activation et R la constante des gaz parfaits.

Le facteur d'amplification E permet de corriger la loi de Glen pour englober l'ensemble de la physique qui n'est pas défini dans celle-ci telle que l'endommagement, l'anisotropie polycristalline, l'incertitude sur le paramètre n , la teneur en poussière, la taille des grains, ou bien la teneur en eau pour la glace tempérée.

2.3 Les équations de Stokes

Les équations de Stokes sont une approximation des équations de Navier-Stokes pour l'écoulement des fluides, dans laquelle l'advection de la quantité de mouvement et les termes inertiels sont négligés. La dérivation des équations de Stokes nécessite une série d'équations qui relient les lois de conservation aux propriétés mécaniques. Ces équations sont la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, nommées équations de champ.

L'équation de continuité (ou de conservation de la masse) définit que la masse d'un volume de matériau ne peut pas changer. Elle s'exprime telle que,

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho_i) = 0, \quad (2.5)$$

avec ρ_i la densité de la glace et \mathbf{u} le vecteur de vitesse.

L'équation de conservation du moment linéaire s'exprime telle que,

$$\rho_i \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + f = 0, \quad (2.6)$$

avec $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des contraintes de Cauchy et \mathbf{f} le vecteur des forces extérieures qui s'appliquent sur le volume. Les termes de la force inertielle, force centrifuge et de Coriolis, ont des ordres de grandeur respectifs de 10^{-15} et de 10^{-8} (Greve and Blatter, 2009). Ils peuvent être négligés pour une calotte polaire. Ces forces extérieures seront limitées à la gravité, ainsi $\mathbf{f} = -\rho_i \mathbf{g}$ où \mathbf{g} est l'accélération de la pesanteur.

Le tenseur de Cauchy peut s'exprimer tel que $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{S} - p\mathbf{I}$ rassemblant le tenseur des contraintes déviatoires \mathbf{S} , \mathbf{I} le tenseur d'identité et la pression isotrope p .

En considérant, l'incompressibilité de la glace, la densité de la glace ρ_i est constante, et donc nous pouvons simplifier l'équation de conservation de la masse (2.5) qui devient alors

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.7)$$

et qui se développe sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (2.8)$$

L'équation de conservation du moment (2.6) s'écrit

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \rho_i \mathbf{g} = 0. \quad (2.9)$$

Le tenseur des contraintes étant symétrique, $\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^T$, où $\boldsymbol{\sigma}^T$ est le transposé du tenseur, l'équation vectorielle (2.9) se développe sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho_i g \end{cases} \quad (2.10)$$

à laquelle, nous pouvons appliquer la loi de Glen (Eq. 2.3) pour obtenir :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} (2\mu \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right) - \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} (2\mu \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right) - \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} (2\mu \frac{\partial w}{\partial z}) - \frac{\partial p}{\partial z} = \rho_i g \end{cases} \quad (2.11)$$

Les équations de Stokes sont constituées d'un système de 4 équations scalaires à 4 inconnues (u,v,w,p) formé des équations de conservations de la quantité de mouvement (2.11) et de la masse (2.8).

Le modèle de Stokes permet de déduire le champ de vitesse $\mathbf{u}(x, y, w)$ et de pression p pour une géométrie donnée en résolvant ces équations sans approximation. En glaciologie, ce modèle est souvent appelé *full-Stokes* par rapport aux autres modèles qui se basent sur différentes approximations dérivées de celui-ci.

2.3.1 Conditions aux limites

Les équations (2.11) et (2.8) sont des équations aux dérivés partielles dont la résolution nécessite l'ajout de conditions aux limites. Ces conditions définiront les valeurs que prend la solution aux bords du domaine. Il est possible de considérer 3 frontières principales dans

le cas de la modélisation de l'ensemble d'une calotte : la surface supérieure du glacier, la surface basale et le front du glacier. Si nous ne représentons qu'un bassin versant de cette calotte, il faudra alors ajouter une condition sur les bords du bassin.

Surface supérieure

La surface supérieure du glacier étant en contact avec l'atmosphère, nous pouvons considérer que les contraintes qui s'y exercent sont nulles, car nous négligeons le frottement avec l'air, telles que :

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})|_{z_s} = 0 \quad (2.12)$$

où l'indice z_s signifie que la quantité est considérée au niveau de la surface supérieure.

Surface inférieure

La surface inférieure d'un glacier est soit posée soit flottante. Dans le premier cas, la glace glisse sur le socle rocheux par frottement. Ainsi, des lois de frottement permettent d'évaluer la contrainte de cisaillement basale \mathbf{t}_b qu'exerce le socle sur la glace :

$$\mathbf{t}_b + f(\mathbf{u}_b, N, \dots) = 0, \quad (2.13)$$

où $\mathbf{t}_b = (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})|_{z_b} - \sigma_{nn}|_{z_b} \mathbf{n}$ avec $\sigma_{nn}|_{z_b} = \mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})|_{z_b}$ la contrainte normale à la surface, l'indice z_b signifiant que la quantité est évaluée au niveau de la surface basale du domaine. De même, la vitesse basale est définie par $\mathbf{u}_b = \mathbf{u}|_{z_b} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})|_{z_b} \mathbf{n}$. La forme de la fonction $f(\mathbf{u}_b, N)$ intervenant dans l'équation (2.13) peut représenter des lois de frottement de différentes formes que nous ferons dans la Section 3.4. Cette condition doit être complétée par une condition dans la direction normale à la surface basale. Le plus souvent, les phénomènes de fusion et d'accrétion à la base étant négligés, nous prescrivons une condition de non-pénétrabilité de la glace dans le socle. Cela revient à imposer que de la vitesse normale à la surface est nulle, ce qui se traduit mathématiquement par :

$$(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})|_{z_b} = 0, \quad (2.14)$$

lorsque la condition (2.14) est satisfaite, la vitesse considérée au niveau de la surface inférieure $\mathbf{u}|_{z_b}$ est purement tangentielle, si bien que $\mathbf{u}_b = \mathbf{u}|_{z_b}$.

Une fois la ligne d'échouage franchie, la glace glisse sans frottement sur l'océan. Les contraintes de cisaillement y sont nulles et la glace ne subit que les contraintes normales dues à la pression d'eau. Les conditions limites sous la plateforme flottante peuvent donc s'écrire :

$$\mathbf{t}_b = 0 \quad (2.15)$$

et

$$\sigma_{nn}|_{z_b} = -p_w \quad (2.16)$$

où $p_w = \rho_{sw}g(z_{sl} - z_b)$ est la pression d'eau avec z_{sl} la hauteur du niveau des mers.

Front de glace

Au niveau du front du glacier, la partie immergée de la plateforme flottante subit la pression de l'océan normal au front tandis que la partie émergée ressent la pression atmosphérique. Comme dans le cas de la surface supérieure, cette pression atmosphérique peut être négligée et nous appliquons au front une condition de Neumann où la contrainte normale est égale à la pression d'eau de l'océan supposée hydrostatique :

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})|_{cf} = -max(0, p_w \mathbf{n}) \quad (2.17)$$

où l'indice cf signifie que nous appliquons cette condition au niveau du front de vèlage.

2.3.2 Évolution des surfaces

Les surfaces présentées précédemment sont amenées à varier géométriquement. Les équations de Stokes nous ont permis de calculer le champ de vitesses d'écoulement induisant une advection de la glace de l'amont vers l'aval. Afin d'ajouter l'évolution temporelle du glacier, il est alors nécessaire de faire varier la géométrie de ces surfaces.

Évolution de la surface supérieure

La surface supérieure du glacier en contact avec l'atmosphère dont on néglige l'interaction est décrit comme une surface libre car non confinée. Cette surface est contrainte par la gravité et peu évoluer au cours du temps. Cette évolution dépend des conditions climatiques à la surface. Elles sont représentées sous la forme du bilan de masse de surface $\dot{b}_s(x, y, t)$. Il s'agit d'un terme positif, lors d'accumulation de glace et négatif, lors d'ablation de glace. Le bilan de masse de surface peut dépendre du temps et de l'espace.

L'évolution de la surface peut alors se représenter par une équation de transport à partir de la conservation de la masse (2.7) :

$$\frac{\partial z_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} - w_s = \dot{b}_s \quad (2.18)$$

où z_s désigne l'altitude de la surface supérieure et u_s , v_s et w_s les trois composantes du vecteur vitesse de surface.

Une démonstration permettant d'obtenir l'équation (2.18), à partir de l'équation (2.5), peut être trouvée dans Greve and Blatter (2009) et Morlighem (2011).

Évolution de la surface inférieure

La surface inférieure des glaciers émissaires peut être soit posée sur le socle rocheux tant que le poids de la glace est supérieur à la pression d'eau, soit flottante dès que la pression d'eau est suffisamment importante.

Une fonte peut s'exercer sous les zones posées par le flux géothermique ; le frottement ou la déformation, mais cette fonte ne sera pas prise en compte dans cette thèse.

Sous les plateformes flottantes, la surface basale évolue au cours du temps en fonction des conditions océaniques que l'on retrouve dans le terme $\dot{b}_b(x, y, t)$ pouvant contenir la fonte (négative) et l'accrétion (positive) de glace. Nous pouvons alors définir une équation similaire à celle de la surface supérieure :

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + u_b \frac{\partial z_b}{\partial x} + v_b \frac{\partial z_b}{\partial y} - w_b = \dot{b}_b \quad (2.19)$$

où z_b représente l'altitude de la surface basale et u_b , v_b et w_b les trois composantes du vecteur vitesse à la base de la colonne de glace. Cette équation est également valable dans les zones posées où \dot{b}_b est défini nul. La topographie de la surface inférieure est également contrainte par la forme du socle, nous ajoutons alors une condition de non-pénétrabilité de la glace dans le socle et d'épaisseur minimale nulle :

$$b(x, y, t) \leq z_b(x, y, t) \leq z_s(x, y, t) \quad (2.20)$$

avec $b(x, y)$ la topographie du socle. Elle peut être négative dans le cas d'un socle sous le niveau de la mer.

2.3.3 Lois de frottement

Comme nous l'avons abordé dans la Section 2.3.1, à la surface inférieure du glacier, la glace se déplace sur un socle rocheux par glissement. Ce glissement à la base du glacier est une composante essentielle de la dynamique glaciaire. Il génère une contrainte de cisaillement basale \mathbf{t}_b qui est définie selon une loi de frottement. Les lois définissant ce frottement peuvent prendre en compte plusieurs variables et paramètres affectant cette contrainte : la vitesse d'écoulement basale (Fowler, 2010; Weertman, 1957), la définition du socle rocheux, les processus de cavitation (Gagliardini et al., 2007; Schoof, 2005) ou bien la pression effective (Brondex et al., 2017; Joughin et al., 2019). Les lois de frottements consistent donc à établir une relation mathématique entre ces variables et paramètres telle que définie par l'équation (2.13).

Loi de Weertman

La loi de frottement de Weertman (1957) relie la contrainte de cisaillement basale à la vitesse basale, telle que :

$$\mathbf{t}_b + C_W \|\mathbf{u}_b\|^{m-1} \mathbf{u}_b = 0 \quad (2.21)$$

où m est un exposant (positif) variant selon la nature du socle et le mécanisme (loi visqueuse ou plastique) que l'on représente (Ritz et al., 2015), C_W une constante positive nommée coefficient de frottement de Weertman.

Loi de Schoof

La loi de frottement proposée par Schoof (2005) prend en compte l'ouverture de cavité remplie d'eau, provenant de la fonte du glacier en surface ou par le flux géothermal à sa base, sur un socle rigide. Cela nécessite de rendre la loi dépendante à la pression effective $N = p_i - p_w$ avec $p_i = \rho_i g(z_s - z_b)$ la pression exercée par la glace. La pression d'eau est définie par un modèle hydrologique en parallèle du modèle d'écoulement de la glace (De Fleurian et al., 2013; Werder et al., 2013). Cette loi prend la forme générale :

$$\mathbf{t}_b + \frac{C_s \|\mathbf{u}_b\|^{m-1} \mathbf{u}_b}{(1 + (\frac{C_s}{C_{max} N})^{1/m} \|\mathbf{u}_b\|)} = 0 \quad (2.22)$$

où C_s est le coefficient de frottement de Schoof et C_{max} correspond à la valeur maximale de \mathbf{t}_b/N . Cette loi permet de représenter deux régimes d'écoulement différents. Pour de faibles pressions ou bien de grandes vitesses basales, la loi de Schoof présente un régime de type Coulomb avec $t_b \approx -C_{max} N$. Dans ce cas, \mathbf{t}_b est directement proportionnel à N . À l'inverse dans le cas de pression effective élevée ou bien de vitesses basales faibles, l'écoulement est celui de Weertman avec $\mathbf{t}_b \approx -C_s \|\mathbf{u}_b\|^{m-1} \mathbf{u}_b$, équivalent à l'équation (2.21).

La loi de Schoof a été modifiée pour être étendue aux rhéologies non-linéaire par Gagliardini et al. (2007). Ils définissent une nouvelle généralisation de la loi de Schoof sous la forme :

$$\frac{\mathbf{t}_b}{N} - C_{max} \left(\frac{\chi}{1 + \alpha \chi^p} \right)^m = 0 \quad (2.23)$$

avec

$$\chi = \left(\frac{C_s}{C_{max}N}\right)^{1/m} u_b \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{(p-1)^{p-1}}{p} \quad (2.24)$$

où l'exposant p est un nombre positif dépendant de la forme du socle.

Loi de Tsai

La loi de Tsai et al. (2015) permet de représenter le frottement basal sur un socle rigide ainsi que la déformation d'un socle sédimentaire. Elle a pour hypothèse que sur un socle sédimentaire, le frottement est régi par la loi de Weertman (1957) jusqu'à un seuil auquel le socle va commencer à se déformer. Pour concilier ces deux processus, Tsai et al. (2015) définissent la loi :

$$\mathbf{t}_b + \min[C_W \|\mathbf{u}_b\|^m, f_C N] \frac{\mathbf{u}_b}{\|\mathbf{u}_b\|} = 0 \quad (2.25)$$

où f_C est le coefficient de frottement.

Contrairement à la loi de Schoof (2007a) qui présente une transition continue, la loi de Tsai et al. (2015) présente une transition brusque entre les deux régimes de frottement représentés par cette loi. Le changement de régime intervient dès que $f_C N$ devient supérieur à $C_W \|\mathbf{u}_b\|^m$. La loi de Tsai et de Schoof présentes des transitions de régimes identiques pour des coefficients choisis, $C_W = C_S$ et $f_C = C_{max}$.

Loi de Coulomb régularisée

La loi de frottement dite *Coulomb régularisée* proposée par Joughin et al. (2019) est définie par :

$$\mathbf{t}_b + \lambda C_{s,m} \left(\frac{\|\mathbf{u}_b\|}{\|\mathbf{u}_b\| + u_0} \right)^{1/m} \frac{\mathbf{u}_b}{\|\mathbf{u}_b\|} = 0, \quad (2.26)$$

qui dépend des deux paramètres $C_{s,m}$ et u_0 et où

$$\lambda = \begin{cases} 1, & \text{pour } h_{af} \geq h_T \\ \frac{h_{af}}{h_T}, & \text{autrement} \end{cases} \quad (2.27)$$

avec $h_{af} = b * \frac{\rho_{sw}}{\rho_i} + h$ la hauteur de glace au-dessus de la flottaison et h_T une hauteur seuil. Nous considérons la hauteur du niveau des mers à $z_{sl} = 0$. λ permet de définir la connectivité hydrologique et d'approximer de manière simple l'impact de la pression effective sur le frottement.

Cette loi de frottement (Eq. 2.26) présente deux comportements asymptotiques, un régime de Weertman pour $\|\mathbf{u}_b\| \ll u_0$ et un régime de Coulomb pour $\|\mathbf{u}_b\| \gg u_0$. Contrairement aux lois de Tsai et al. (2015) et de Schoof (Fowler, 1987; Gagliardini et al., 2007; Schoof, 2005), elle n'inclut pas de dépendance directe à la pression effective N dont le rôle est inclus dans le facteur λ . Cependant, l'hypothèse d'une connexion hydrologique parfaite entre le système de drainage sous-glaciaire et l'océan pour calculer N restreint généralement le régime de Coulomb à une petite zone proche de la ligne d'échouage où la glace est proche de la flottaison. Comme le paramètre de frottement $C_{s,m}$ est déterminé par une inversion, il inclut la dépendance à N ; de sorte que le garder constant dans le temps suppose implicitement que N n'évolue pas lorsque la ligne d'échouage avance ou recule. Cette hypothèse n'est certainement pas valide lorsque la ligne d'échouage avance ou recule et que la hauteur à la flottaison évolue au voisinage de la ligne d'échouage. C'est pour cela qu'on introduit un facteur λ qui impose une correction linéaire au frottement

lorsque h_{af} est inférieure au seuil h_T . Ainsi, le frottement diminue linéairement vers zéro en se rapprochant de la ligne d'échouage.

2.4 Approximations des équations de Stokes

La résolution des équations de Stokes à l'aide d'équations à 3-dimensions et 4 inconnues (u, v, w, p) est très coûteuse en ressources de calcul dans le cadre de domaines très étendus tels que les calottes polaires. Pour réduire le coût des simulations, il est nécessaire d'utiliser des approximations de ces équations. Dans le cas des calottes polaires, nous pouvons faire deux hypothèses principales :



L'hypothèse de faible rapport d'aspect peut s'appliquer dans le cas où les distances horizontales sont très largement supérieures à l'épaisseur de la glace et que les variations horizontales sont considérées sur des échelles plus grandes que l'épaisseur de la glace. C'est le cas de la calotte Antarctique où l'extension horizontale est de l'ordre du millier de kilomètres alors que l'extension verticale de l'ordre du millier de mètres. Cette approximation permet de négliger les contraintes de cisaillement horizontales vis-à-vis des contraintes normales. Il est possible que les limites de cette hypothèse soient atteintes près des marges et dans les zones où les variations horizontales (e.g. socle rocheux) sont du même ordre de grandeur que l'épaisseur de glace.



L'approximation hydrostatique découle de l'hypothèse de faible rapport d'aspect. Elle permet de supprimer la pression isotrope des équations de Stokes.

2.4.1 Modèle Shallow Shelf approximation (SSA)

Les équations de la Shallow Shelf approximation (SSA) sont utilisées pour représenter l'écoulement dans les zones où celui-ci est rapide, plateformes flottantes et glaciers émissaires. Un frottement très faible voir nul à la base caractérise cet écoulement. Nous considérons alors que les gradients verticaux des vitesses horizontales sont négligeables devant leurs gradients horizontaux. Cela entraîne une vitesse uniforme dans la colonne de glace telle que représentée sur la Figure 2.1. Cette hypothèse couplée aux hypothèses précédentes permet d'intégrer verticalement les équations de Stokes. Pour avoir le détail de la démonstration de ces équations, il faut se référer à Greve and Blatter (2009) qui développe de manière détaillée la SSA. Dans le cas de la modélisation d'un objet tridimensionnel (e.g. une calotte), l'utilisation de la SSA réduit le domaine à deux dimensions planes délimitées par les limites du bassin versant ou les limites géographiques du continent.

Les équations de la SSA peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x}(2\bar{\mu}h(2\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y})) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\mu}h(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})) - \mathbf{t}_b = \rho_i g h \frac{\partial z_s}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y}(2\bar{\mu}h(2\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x})) + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\mu}h(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y})) - \mathbf{t}_b = \rho_i g h \frac{\partial z_s}{\partial y} \end{cases}, \quad (2.28)$$

où la contrainte de cisaillement basale \mathbf{t}_b dépend de la loi de frottement. Les formes de la loi de frottement utilisées sont décrites dans la Section 2.3.3. La viscosité moyenne sur l'épaisseur de glace est définie par

$$\bar{\mu} = \frac{1}{h} \int_{z_b}^{z_s} \mu dz, \quad (2.29)$$

où μ est la viscosité effective de la glace.

Conditions aux limites

Les conditions au front du glacier présentées précédemment s'appliquent également dans le cadre de la SSA. Ces conditions sont représentées sur la Figure 2.1.

Au front, nous appliquons une condition de Neumann où la contrainte normale est égale à la pression d'eau de l'océan supposée hydrostatique. Cette condition appliquée aux équations (2.28) prend la forme :

$$\begin{cases} 4H\bar{\eta}\frac{\partial u}{\partial x}|_{cf}n_x + 2h\bar{\mu}\frac{\partial v}{\partial y}|_{cf}n_x + h\bar{\mu}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)|_{cf}n_y = \frac{g}{2}(\rho_i h|_{cf}^2 - \rho_{sw}h_{sub}|_{cf}^2)n_x \\ 4H\bar{\eta}\frac{\partial u}{\partial x}|_{cf}n_y + 2h\bar{\eta}\frac{\partial v}{\partial y}|_{cf}n_y + h\bar{\eta}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)|_{cf}n_x = \frac{g}{2}(\rho_i h|_{cf}^2 - \rho_{sw}h_{sub}|_{cf}^2)n_y \end{cases}, \quad (2.30)$$

avec $h_{sub}|_{cf}$ et $h|_{cf}$ la hauteur immergée et la hauteur totale du front de glace, respectivement.

Évolution de l'épaisseur de glace

Dans les modèles intégrés verticalement, il est plus simple de déterminer directement l'épaisseur et de s'affranchir des surfaces libres z_s et z_b . L'épaisseur de glace est définie par :

$$h(x, y, t) = z_s(x, y, t) - z_b(x, y, t) \quad (2.31)$$

L'évolution de l'épaisseur peut se déterminer en intégrant l'équation de continuité (2.8) de manière à obtenir :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}H)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v}H)}{\partial y} = \dot{m} \quad (2.32)$$

avec \bar{u} et \bar{v} les vitesses moyennées sur l'épaisseur et $\dot{m}(x, y, t) = \dot{b}_s(x, y, t) - \dot{b}_b(x, y, t)$ le bilan de masse totale intégrant les flux sur les surfaces supérieure et intérieure. La démonstration de cette équation est détaillée dans Greve and Blatter (2009).

Flottaison

L'équation de la flottaison permet de définir les zones posées ou flottantes du glacier émissaire. Il est ainsi possible de déterminer la surface inférieure de la glace :

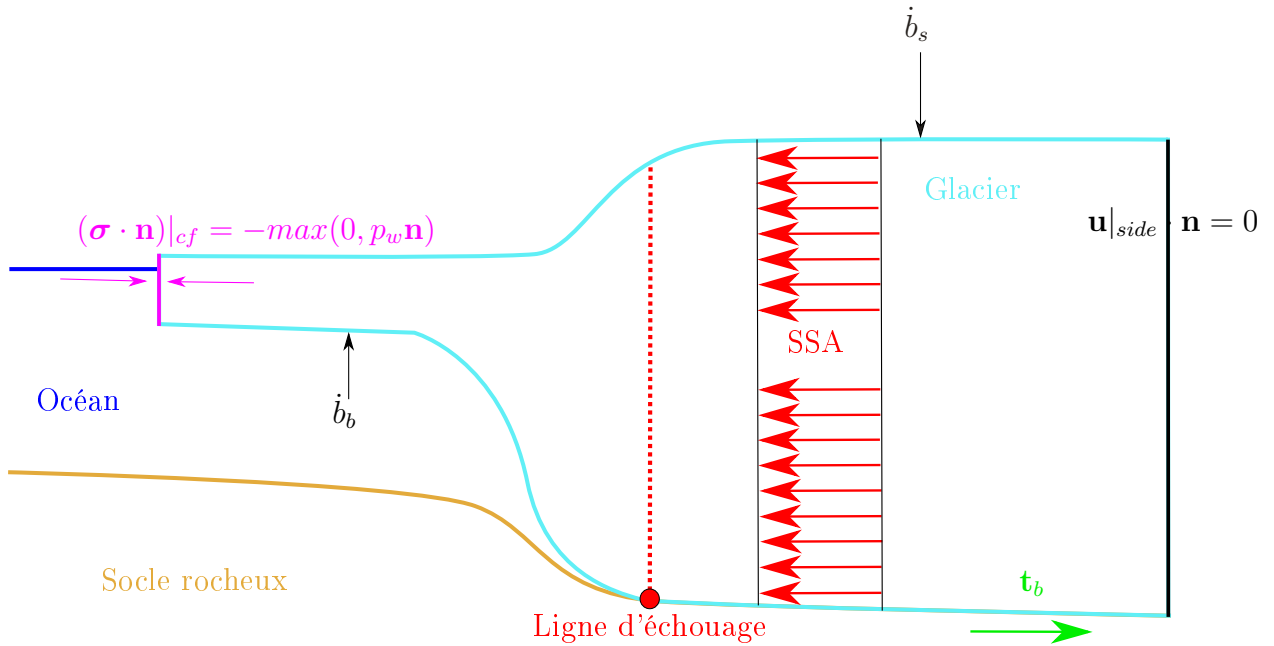
$$\begin{cases} z_b = b \\ z_b = -h\frac{\rho_i}{\rho_{sw}} > b \end{cases}.$$

L'altitude de la surface supérieure est déterminée tel que : $z_s = z_b + h$.

Dans le cas d'un socle marin ($b < 0$), la glace n'ayant pas encore contribué à l'augmentation du niveau des mers ne correspond pas à la masse de glace posée. Il faut alors prendre en compte h_{af} , définie dans la section 2.3.3. La glace pouvant contribuer à l'augmentation du niveau des mers est le volume de glace au-dessus de h_{af} . Cette équation permet également de déterminer la position de la ligne d'échouage où $h_{af}=0$.

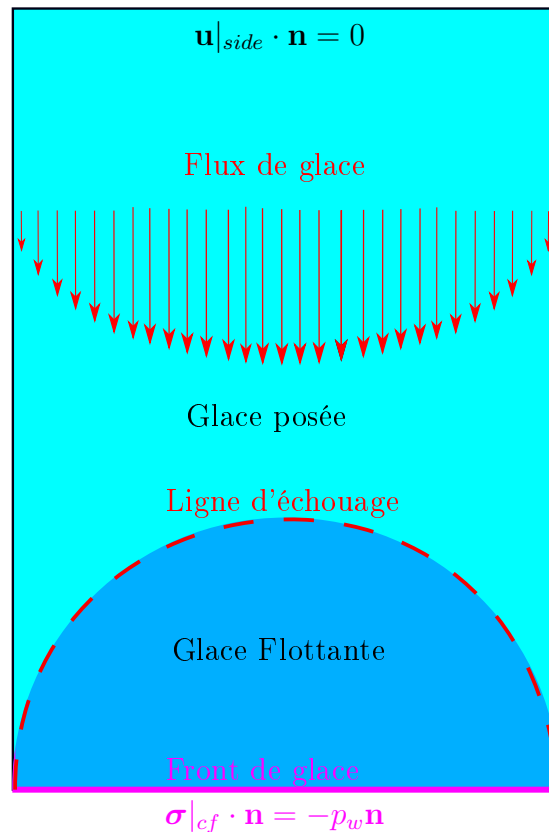
2.4.2 Modèle shallow ice approximation (SIA)

L'approximation dite Shallow Ice Approximation (SIA) part des hypothèses de faible rapport d'aspect et de l'approximation hydrostatique. Elle se base sur l'hypothèse qu'en tout point du domaine étudié seules les contraintes de cisaillement verticales jouent un rôle



(a) Représentation schématique extrudée de l'écoulement de la glace avec les approximations de la SSA. Dans le cas d'une coupe verticale, la solution des équations (2.28) est un vecteur horizontal qui est représenté ici par un champ de vitesse verticalement uniforme. Les conditions aux limites et les différents forçages appliqués sur la calotte sont également représentés.

Bord du bassin versant



(b) Représentation schématique en plan de l'écoulement de la glace avec les approximations de la SSA. Les conditions aux limites sont également représentées.

FIGURE 2.1 – Représentation schématique de l'écoulement de la glace avec les approximations de la SSA et les conditions aux limites.

dans l'écoulement. L'écoulement est régi par une loi de frottement à la base de la calotte de glace. Ces hypothèses sont valables sur une grande partie de la calotte où les pentes de surface et de socle sont faibles et avec un régime d'écoulement assez simple, essentiellement en cisaillement parallèlement au socle. Cela est valable pour les zones éloignées des dômes et loin des marges de la calotte où les pentes deviennent plus importantes et le frottement sur le socle très faible. Le Meur et al. (2004) discutent les zones d'applications de la SIA et ces limites. Les équations de la SIA n'étant donc pas adaptées à la modélisation des glaciers émissaires et de la dynamique de la ligne d'échouage, nous ne développerons pas la démonstration de ses équations dans ce manuscrit. Elle est disponible dans Greve and Blatter (2009).

Cette approximation a pour avantage de pouvoir être résolue localement si la géométrie de la calotte est connue. Cette résolution simple des composantes horizontales de vitesses est très peu coûteuse en ressources numériques. Nous pouvons donc retrouver ces équations dans beaucoup de modèles de calotte (Par ex : Bueler and Brown (2009); Gagliardini et al. (2013); Gudmundsson et al. (2019)). Afin de mieux représenter la dynamique des glaciers émissaires tout en gardant un faible coût numérique, certains modèles sont hybrides et superposent alors les vitesses calculées par la SIA et la SSA dans ces zones.

2.5 Application de la méthode des éléments finis (MEF) : forme variationnelle de la SSA

La méthode des éléments finis est décrite dans plusieurs livres (e.g. Garrigues (2002)). Ici, nous décrivons son application aux équations de la SSA présentées dans la Section 2.4. Afin de simplifier cet exemple, ces équations seront appliquées à une ligne de flux Ω_x parallèle à l'axe x représentant une ligne d'écoulement le long d'un glacier.

Selon cette simplification, il est possible de réécrire le système (2.28) tel que :

$$4\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\mu}h\frac{\partial u}{\partial x}) - t_{b,x} = \rho_i g H \frac{\partial z_s}{\partial x}. \quad (2.33)$$

où $t_{b,x}$ dépend de la loi de frottement choisi. Nous allons alors définir un glissement parfait et l'ignorer pour la suite de la démonstration.

Ce système est complété par des conditions aux limites de Ω_x défini tel que x_{cf} est le front de glace et x_0 est le point le plus en amont du glacier.



La condition aux limites de Neumann (2.30) au front de vélage, qui se réécrit :

$$4H\bar{\mu}\frac{\partial u}{\partial x}|_{cf}n_x = \frac{g}{2}(\rho_i h|_{cf}^2 - \rho_{sw}h_{sub}|_{cf}^2)n_x. \quad (2.34)$$



La condition aux limites de Dirichlet $u(x_0) = u_{bc}$, où u_{bc} est une constante positive. Elle est définie comme étant nulle dans notre cas.

Formulation variationnelle faible Le problème 2.33 peut prendre la forme forte suivante :

$$\int_{\Omega_x} 4\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\mu}h\frac{\partial u}{\partial x})\phi d\Omega_x = \int_{\Omega_x} \rho_i g H \frac{\partial z_s}{\partial x} \phi d\Omega \quad \forall \phi \quad (2.35)$$

où $\phi(x)$ est la fonction de pondération.

Il est possible d'intégrer le premier terme par partie sur la ligne de flux Ω_x . On obtient la formulation variationnelle faible suivante :

$$\int_{x_0}^{x_{cf}} 4\bar{\mu}h \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} dx = \left[4\bar{\mu}h \frac{\partial u}{\partial x} \phi \right]_{x_0}^{x_{cf}} - \int_{x_0}^{x_{cf}} \rho_i g H \frac{\partial z_s}{\partial x} \phi dx \quad \forall \phi \quad (2.36)$$

Discrétisation L'implémentation d'un schéma numérique demande ensuite de discrétiser la formulation faible (2.36). Cette discrétisation est réalisée selon la méthode de Galerkin qui permet de définir un ensemble de fonctions de base ϕ_j avec $j = 1 \dots N$.

$$u = \sum_{j=1}^N u_j \phi_j \quad (2.37)$$

Dans le cas d'une ligne d'écoulement, chaque nœud possède u_j comme unique degré de liberté (ddl) avec N définissant le nombre de nœuds total. Le système (2.37) prend alors la forme :

$$\sum_{j=1}^N u_j \int_{x_0}^{x_{cf}} 4\bar{\mu}h \frac{\partial \phi_j}{\partial x} \frac{\partial \phi_i}{\partial x} dx = \left[4\bar{\mu}h \frac{\partial u}{\partial x} \phi_i \right]_{x_0}^{x_{cf}} - \int_{x_0}^{x_{cf}} \rho_i g H \frac{\partial z_s}{\partial x} \phi_i dx \quad \forall \phi. \quad (2.38)$$

Le premier terme du membre de droite fait clairement apparaître la condition aux limites de Neumann imposées en x_0 et x_{cf} .

Assemblage Le système de N équations obtenu à l'étape précédente permet de résoudre les équations de la SSA pour chaque ϕ_i . La matrice de rigidité \mathbf{K} est constituée des coefficients définis tels que :

$$k_{ij} = \int_{x_0}^{x_{cf}} 4\bar{\mu}h \frac{\partial \phi_j}{\partial x} \frac{\partial \phi_i}{\partial x} dx. \quad (2.39)$$

Les forces nodales sont contenues dans le vecteur \mathbf{f} telles que :

$$f_i = \left[4\bar{\mu}h \frac{\partial u}{\partial x} \phi_i \right]_{x_0}^{x_{cf}} - \int_{x_0}^{x_{cf}} \rho_i g H \frac{\partial z_s}{\partial x} \phi_i dx \quad \forall \phi. \quad (2.40)$$

Le premier terme du membre de droite correspond aux conditions limites au front. Ce système matriciel est ensuite linéarisé par différentes méthodes (directe ou itérative) afin d'obtenir les vitesses nodales u_j . La solution générale de u sur le domaine Ω est obtenue par l'interpolation des valeurs nodales à partir des fonctions de pondération ϕ_i .

2.6 Modèle d'écoulement de la glace : Elmer/Ice

L'ensemble des simulations de ce travail a été réalisé avec le code basé sur la méthode des éléments finis Elmer/Ice (<https://elmerice.elmerfem.org/>). Ce code numérique est dédié à la résolution de problème d'écoulement de glace, de glacier et de calottes. Il est basé sur le code Elmer (<http://www.elmerfem.org/blog/>), qui est un modèle aux éléments finis *Open Source* principalement développé et maintenu par l'entreprise publique finlandaise *CSC (Center for Scientific Computing)*.

Elmer/Ice est un outil très généraliste et flexible et à ce titre a été utilisé pour une grande diversité d'applications (presque 200 publications depuis 2004). Les principales

fonctionnalités et capacités d'Elmer/Ice ont été décrites dans Gagliardini et al. (2013) et dans les publications associées (<https://elmerice.elmerfem.org/publications>). Le modèle *Elmer/Ice* a été utilisé à de nombreuses reprises sur des glaciers alpins, e.g. : Vincent et al. (2019). Aujourd'hui, une branche importante de son développement s'est orienté vers la modélisation de calotte de par leur importance dans le système climatique. Les capacités d'*Elmer/Ice* ont déjà pu être démontrées dans les nombreux projets d'inter-comparaison de modèles de calotte polaire où il fut utilisé (e.g. Cornford et al. (2013); Seroussi et al. (2019, 2020)). La modélisation de l'ensemble de la calotte groenlandaise fut réalisée en résolvant entièrement les équations de Stokes Gillet-Chaulet et al. (2012). Il a donc la capacité de résoudre les équations d'écoulement de la glace avec ou sans hypothèses simplificatrices : *Full-Stokes*, *SSA* et *SIA*. Les descriptions des solveurs sont disponibles sur le site <https://elmerice.elmerfem.org/wiki/doku.php?id=start>.

2.7 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter les différents aspects de la modélisation des glaciers et des calottes polaires. Un modèle permet une représentation simplifiée de la réalité pouvant représenter le passé, le présent ou bien de faire des prévisions sur l'évolution d'un système. Le modèle est physique avant d'être numérique. Il s'agit alors de représenter la réalité au travers d'un système d'équations dérivant de lois physiques. Cela peut être réalisé à différents niveaux de complexité en fonction des hypothèses applicables à notre sujet d'étude.

Les équations de Stokes décrivent l'écoulement de la glace. Certaines caractéristiques des calottes polaires permettent des approximations. L'approximation SSA permet de résoudre l'écoulement de la glace pour les calottes polaires avec un coût de calcul réduit par rapport aux équations de Stokes. Cependant, ces approximations ont des limites dans certaines régions où l'hypothèse de faible rapport d'aspect n'est plus valide.

Ces équations se résolvent grâce à l'aide de l'outil numérique. Il existe différentes méthodes pour convertir des équations aux dérivés partielles. Dans cette thèse, le modèle *Elmer/Ice*, basé sur la méthode des éléments finis, a été utilisé avec l'approximation de la SSA pour résoudre l'écoulement de la glace sur la calotte Antarctique. Les chapitres 3 à 5 présenteront l'ensemble des choix réalisés pour réalisation de notre état actuel et de nos expériences.

Modélisation de l'état actuel de la calotte

Sommaire

3.1	Observations de la calotte utilisées	30
3.2	Fonte basale sous les plateformes flottantes	32
3.2.1	Le modèle de boîte	32
3.2.2	Évaluation de la paramétrisation de fonte basale	34
3.3	Création du maillage	36
3.4	Optimisation des paramètres de frottement et de rhéologie par inversion	37
3.4.1	Principe général	37
3.4.2	Changements de variable	38
3.4.3	La fonction coût	39
3.4.4	Choix des paramètres de régularisation	40
3.4.5	Résultats de l'inversion	42
3.5	Relaxation	43
3.5.1	Conversion des paramètres de frottement	43
3.5.2	Définition de la durée de la relaxation	44
3.6	Évaluation des états actuels de l'Antarctique	45
3.7	Conclusion	48

Dans ce Chapitre, nous allons présenter les étapes permettant de modéliser l'état actuel de la calotte Antarctique. L'objectif est de construire une modélisation de la calotte la plus proche de l'état actuel en termes de géométrie et de flux. Cet état est défini afin d'étudier la stabilité de la ligne d'échouage actuelle, et cherche donc à se rapprocher au maximum des observations récentes. Cependant, tous les paramètres permettant de modéliser le champ de vitesse actuel ne sont pas a priori connus. Il est alors nécessaire d'estimer ces paramètres par une méthode d'initialisation du modèle qui sera contraint par les données disponibles.

En modélisation glaciaire, il y a deux méthodes principales (Seroussi et al., 2019) permettant obtenir un état actuel de la calotte :



par des méthodes inverses basées sur les équations des moments et utilisant la topographie et les vitesses de surfaces observées. En partant d'une topographie de surface connue, voire extrêmement bien résolue pour la surface (Howat et al., 2019), et d'équations non-inertielles pour calculer le champ de vitesses, il est possible d'estimer certains paramètres du modèle, conditions limites et propriétés matérielles, à partir des observations de vitesse de surface. L'objectif est d'utiliser la méthode

inverse pour optimiser les paramètres du modèle que l'on ne peut pas observer. Cette optimisation est réalisée afin de s'approcher des observations. Cependant, une relaxation est généralement appliquée afin d'éviter des inconsistances sur la divergence du flux dues à une incompatibilité entre les variables pronostiques (épaisseur de glace et vitesse d'écoulement de la glace) (Seroussi et al., 2011).



par un *Spin-Up*, qui permet d'initialiser des processus pronostiques (thermique, isostasie) qui sont extrêmement lents, en faisant une simulation transitoire longue de plusieurs centaines d'années à plusieurs centaines de milliers d'années. Le forçage appliqué peut être constant, conduisant à un état stable, ou bien provenir d'une reconstruction paléo-climatique impliquant les cycles glaciaires et construire un état actuel qui n'est pas à l'équilibre, mais représentatif de l'évolution sous un forçage donné. Les résultats de ces états actuels sont une calotte glaciaire avec des états thermo-dynamiques compatibles (Pattyn, 2018). Une limite de cette méthode est que l'état actuel provient de l'état final d'une simulation de paléo-calotte dont la topographie et le champ de vitesse peuvent différer des observations. Des méthodes intermédiaires entre *Spin-Up* et inversions existent permettant de limiter l'écart entre les observations et le modèle (e.g. Le Clec'h et al. (2019); Pattyn et al. (2017); Pollard and DeConto (2012)).

Nous allons utiliser la méthode inverse de façon similaire à ce qui fut réalisé par le modèle Elmer/Ice dans InitMIP-Antarctica (Seroussi et al., 2019). L'optimisation des paramètres de frottement et de viscosité de la glace par inversion permet de reproduire l'écoulement de surface pour les épaisseurs de glace actuelles. Cette méthode a besoin d'être contrainte par des observations sur la géométrie et les vitesses de surface.

3.1 Observations de la calotte utilisées

Dans l'objectif de reproduire un état actuel de la calotte, nous avons sélectionné des données récentes pour calibrer la géométrie et les vitesses du modèle.

La topographie de l'Antarctique est disponible à partir du jeu de données *MEaSUREs BedMachine Version 2* (Morlighem et al., 2020) à une résolution horizontale de 500 m. Ces données comprennent la topographie du socle rocheux ainsi que l'épaisseur de glace qui seront utiles pour déterminer la flottaison (Section 2.4.1) et obtenir l'altitude des surfaces libres inférieures, z_b , et supérieures, z_s . Même si z_s et z_b sont disponibles dans le jeu de données de BedMachine, nous les recalculons afin d'être consistant avec les valeurs de densité pour la glace et l'eau utilisées dans le modèle. Ces données comportent également un masque des zones englacées posées et flottantes, des zones déglacées, de l'océan et du lac de Vostok. L'utilisation de ces données récentes est discutée et comparée avec un ancien jeu de données, BedMap2, dans la Section 5.1.

Les vitesses de surface de la glace sont disponibles par différents jeux de données. Il existe un jeu de vitesses agrégées *MEaSUREs Phase-Based Antarctica Ice Velocity Map* de 2007 à 2018 (Mouginot et al., 2019). Ces données sont distribuées avec une résolution horizontale de 450 m. Elles permettent une couverture complète sur l'ensemble de la calotte, même au pôle Sud. Les vitesses de surface sont également disponibles annuellement *MEaSUREs Phase-Based Antarctica Ice Velocity Map, Version 1* (Mouginot et al., 2017) à une résolution horizontale de 1 km. Cependant, ces données ne couvrent pas l'ensemble de l'Antarctique en fonction des acquisitions qui ont pu être réalisées. En regardant l'ensemble du jeu de données, nous avons déterminé que l'année 2015/16 (Figure 3.1) correspond à l'acquisition récente la plus complète. Elle servira alors de référence pour représenter l'état actuel de la calotte. Nous avons représenté les différences entre ces deux jeux de données sur la Figure 3.2. Elles sont de l'ordre de la centaine de mètres par

an sur certaines zones, principalement sur les bassins alimentant la baie d'Amundsen. Une part de ces différences peut-être à des incertitudes dans les données, quelques dizaines de mètres par an (Mouginot et al., 2017), l'autre partie de ces différences est du à l'évolution rapide de la dynamique de la calotte.

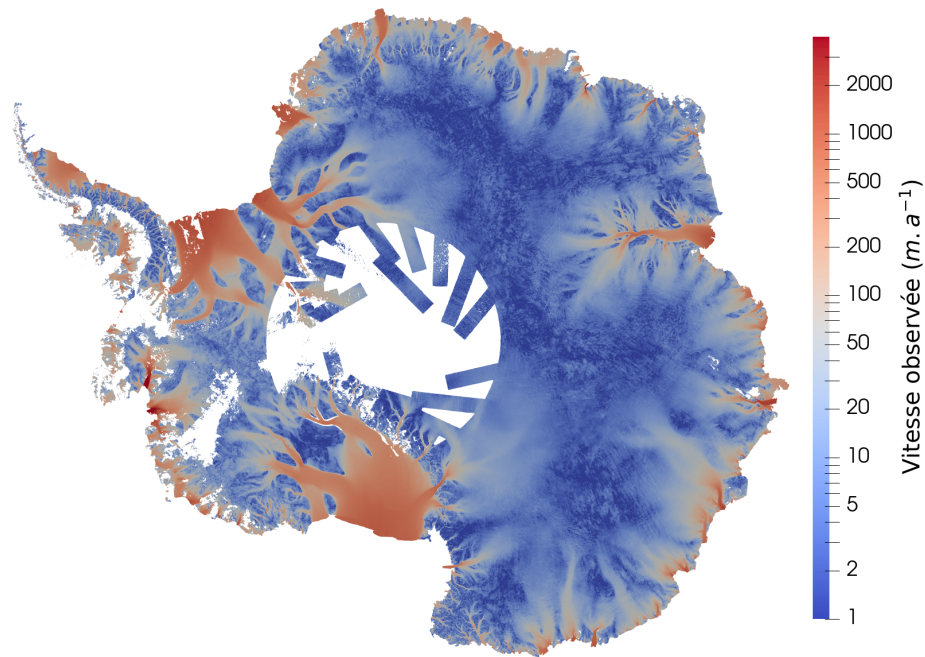


FIGURE 3.1 – Vitesse de surface observée pour l'année 2015/2016 Mouginot et al. (2017)

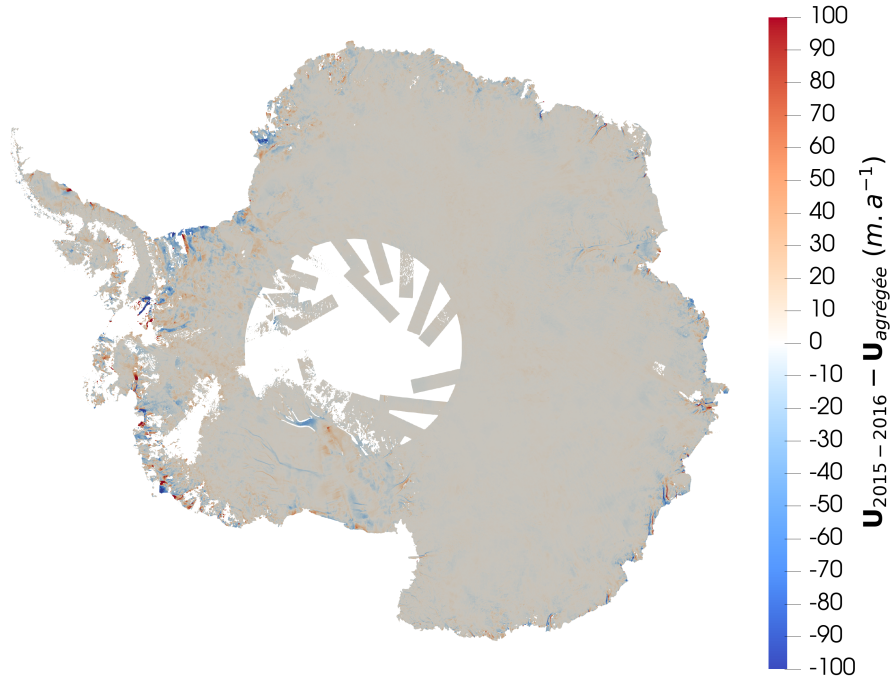


FIGURE 3.2 – Différence entre les vitesses annuelles 2015-2016 et le jeu de vitesses agrégées. La différence est réalisée sur la surface disposant de mesures de vitesses annuelles.

3.2 Fonte basale sous les plateformes flottantes

La fonte basale est un processus complexe car difficile à observer et évoluant avec la dynamique océanique et la forme de la cavité. Cette complexité est représentée dans la distribution de la fonte des quelques observations disponibles (e.g. Adusumilli et al. (2020a); Dutrieux et al. (2013); Rignot et al. (2013)). Il est donc nécessaire d'utiliser des modèles de fontes pour représenter la distribution de la fonte sous les plateformes.

Il existe différentes manières de paramétrer la fonte sous les plateformes flottantes. Pollard and DeConto (2009); Pollard and DeConto (2012a) proposent une paramétrisation, surnommé "PDC", dépendant d'une fonction quadratique du forçage thermique. Cette paramétrisation PDC est basée sur la température de l'océan et la profondeur de la glace. La fonction de transfert de la température à la fonte est pondérée par un facteur dépendant du bassin afin de reproduire la fonte actuelle. Le modèle de panache (Jenkins, 1991; Lazeroms et al., 2018) est une autre option pour représenter la fonte basale. La température et la salinité de l'océan ambiant sont des variables nécessaires pour ce modèle. Il considère le déplacement d'un panache le long de la plateforme de glace. Reese et al. (2018) proposent une paramétrisation par un modèle de boîte où la cavité océanique sous la plateforme de glace est divisée en boîtes (voir Figure 3.3 et 3.4). La fonte est définie pour chaque boîte en fonction de la température et de la salinité au fond de l'océan devant le front de glace. Ce modèle résout le transport de la salinité et de la température d'une boîte à la suivante. Il prend également en compte la taille de la cavité pour définir le nombre de boîtes ainsi que les légères variations de la fonte au sein des boîtes.

Favier et al. (2019) ont évalué différentes paramétrisations de fonte en comparant des simulations de calotte glaciaire avec une fonte paramétrée et un petit ensemble de simulations de modèle couplé calotte-océan. Ils détaillent que le modèle de boîte se rapproche des modèles couplés dans la représentation de la fonte, car il représente le flux thermohalin dans les cavités, contrairement au modèle de panache. Ce comportement donne des résultats similaires à ceux des modèles couplés océan-glace avec des différences de moins de 1 mm à la contribution au niveau des mers dans l'expérience de 100 ans de Favier et al. (2019). Plus récemment, Burgard et al. (2022) concluent qu'aucune des paramétrisations ne permet de se rapprocher des observations avec des écarts à la moyenne du même ordre de grandeur que l'observation. Ils estiment qu'aujourd'hui les modèles couplés représentent au mieux la fonte sous les plateformes. Pour Burgard et al. (2022), le modèle de boîte propose les meilleurs résultats si on connaît seulement des données de l'océan distantes de la côte ($>50\text{km}$) car il représente la stratification verticale au sein de la cavité. Cependant, Burgard et al. (2022) mettent quelques limitations à l'usage du modèle de boîtes car il utilise une relation linéaire entre le forçage thermique et la fonte, alors qu'une relation quadratique serait possiblement plus appropriée.

Dans les états actuels des connaissances lors de l'écriture de cette thèse, nous avons décidé d'utiliser un modèle de boîte de Reese et al. (2018).

3.2.1 Le modèle de boîte

Le modèle de boîte, présenté succinctement précédemment, a été implémenté dans Elmer/Ice dans le cadre de cette thèse, nous rentrons ici dans le détail de son application.

Le continent est divisé en différents bassins ayant des valeurs locales de température et de salinité au fond de l'océan. Les 19 bassins IMBIE (Zwally et al., 2012) seront utilisés comme division. Cette délimitation permet de représenter de manière régionalisée la fonte sous les plateformes. Le nombre de boîtes est défini pour chaque bassin en fonction de la distance entre la ligne d'échouage et le front de glace, avec un nombre de boîtes

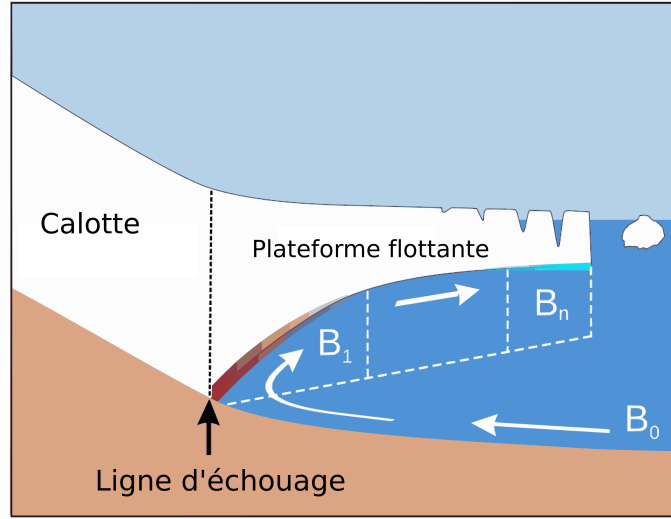


FIGURE 3.3 – Schéma du modèle de boîte (modifié de Reese et al. (2018)). B_0 représente la boîte en aval de la cavité et les B_k avec $k = 1, \dots, n$ représentent chaque boîte du modèle.

allant de 1 à n_{max} , le nombre maximum de boîtes. Nous utilisons un front fixe dans notre modèle. Les paramètres du modèle sont identiques pour tous les bassins à l'exception de la température et de la salinité. Les paramètres ont été recalibrés depuis la publication originale, Reese et al. (2018), et les nouveaux paramètres utilisés ont été communiqués personnellement pour la publication Urruty et al. (in review).

Symbole	Valeur	Unité	Paramètre
Paramètres de fonte			
a	-0.0573	K PSU ⁻¹	Coefficient de salinité du point de congélation
b	0.0832	K	Coefficient constant du point de congélation
c	$-7.53 \times 10^{-8} * g * \rho_{sw}$	K m ⁻¹	Coefficient de pression du point de congélation
L	3.35×10^5	J kg ⁻¹	Chaleur latente de fusion
c_p	4218	J kg ⁻¹ K ⁻¹	Capacité thermique de l'eau de mer
Paramètres spécifiques au modèle de boîte			
n_{max}	5		Nombre maximum de boîtes
γ_T^*	5.5×10^{-5}	m s ⁻¹	Vitesse d'échange thermique
C	2.0×10^6	m ⁶ s ⁻¹ kg ⁻¹	Force de la circulation thermo-haline
α	7.5×10^{-5}	K ⁻¹	Coefficient de dilatation thermique dans l'équation d'état
β	7.7×10^{-4}	PSU ⁻¹	Coefficient de contraction haline dans l'équation d'état
ρ_{sw}	1027.51	kg m ⁻³	Densité de référence de l'équation d'état

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés dans Elmer/Ice et dans le modèle de boîte

Pour chaque boîte k, le taux de fonte \dot{b}_k est calculé avec l'équation :

$$\dot{b}_k = -\gamma_T^* \frac{\rho_{sw} c_p}{\rho_i L} * (aS_k + b + cz_b - T_k). \quad (3.1)$$

où toutes les valeurs et définitions des paramètres sont données dans le Tableau 3.1. Au sein de chaque boîte, seule la variable z_b va évoluer donnant une variation spatiale de la fonte dans la boîte en fonction de la profondeur de la base de la glace. La fonte dépend de la salinité S_k et de la température T_k dans la boîte k . S_k et T_k sont définis en fonction du volume et de l'aire de la boîte ainsi que des valeurs de la salinité et de la température dans la boîte précédente et à l'interface des deux boîtes.

La méthode utilisée pour déterminer les paramètres T_0 et S_0 devant la cavité, aussi nommée boîte B_0 , est décrite dans Reese et al. (2018).

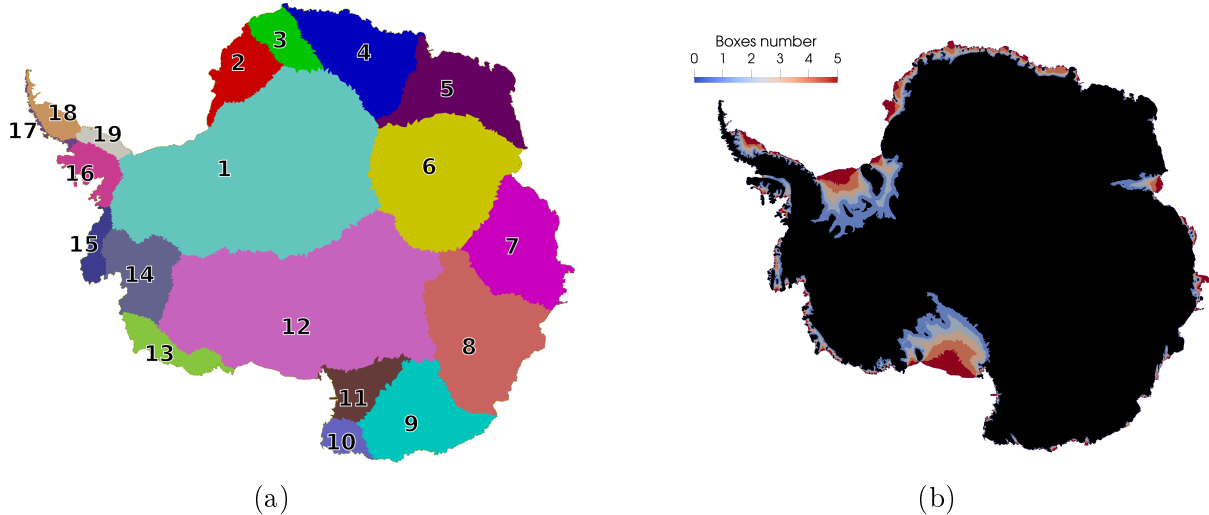


FIGURE 3.4 – (a) Les bassins définis par Zwally et al. (2012) et utilisés pour le modèle de boîte et (b) le numéro de chaque boîte. Le numéro maximum de boîtes est différent par bassin, puisqu'il dépend de la taille de chaque bassin. Le nombre de boîtes varie entre 1 et 5.

3.2.2 Évaluation de la paramétrisation de fonte basale

Les valeurs de fonte obtenues par le modèle de boîte cherchent à se rapprocher des observations de fonte obtenues par Rignot et al. (2013) en résolvant l'équation de conservation de la masse à partir d'observations de variation d'épaisseur, de bilan de masse de surface et de vitesses de surface.

Le modèle de boîte permet de représenter la fonte moyenne par bassin, voir Tableau 3.2, avec des valeurs proches des observations pour les bassins comportant des plateformes flottantes froides (Ross et Amery) à part pour Ronne-Filchner qui dispose d'une fonte moyenne de $1.45 \times 10^{-3} \text{ m a}^{-1}$ par rapport à la fonte observée de $0.32 \pm 0.1 \text{ m a}^{-1}$. Cela n'est pas le cas pour les bassins chauds tels que Thwaites et Pine Island où la fonte moyenne est nettement sous-estimée, d'environ 10 m a^{-1} de moins que les observations.

Rignot et al. (2013) et Dutrieux et al. (2013) ont observé une fonte proche des 100 m a^{-1} aux abords de la ligne d'échouage pour la mer d'Amundsen. Dans le modèle de boîte, la fonte maximale est d'environ 10 m a^{-1} sur ce même bassin. Sur la Figure 3.6, nous observons que la fonte proche de la ligne d'échouage avec le modèle de boîte ne permet pas de représenter la distribution et l'amplitude de la fonte observée.

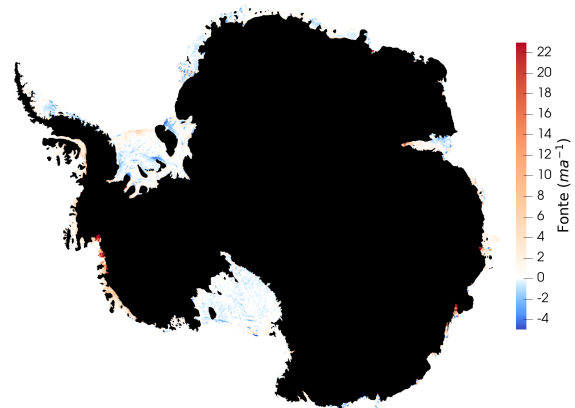
Par comparaison avec la paramétrisation quadratique PDC (Pollard et al., 2016), le modèle de boîte permet de représenter le regel sous le plateau de glace qui apparaît également dans les observations. Dans le cas de la plateforme d'Amery (Figure 3.7), le



(a) Fonte basale avec la paramétrisation PDC



(b) Fonte basale avec le modèle de boîte



(c) Observation (Rignot et al., 2013)

FIGURE 3.5 – Comparaison entre les observations de Rignot et al. (2013) et les paramétrisations de fonte basale dans Elmer/Ice.

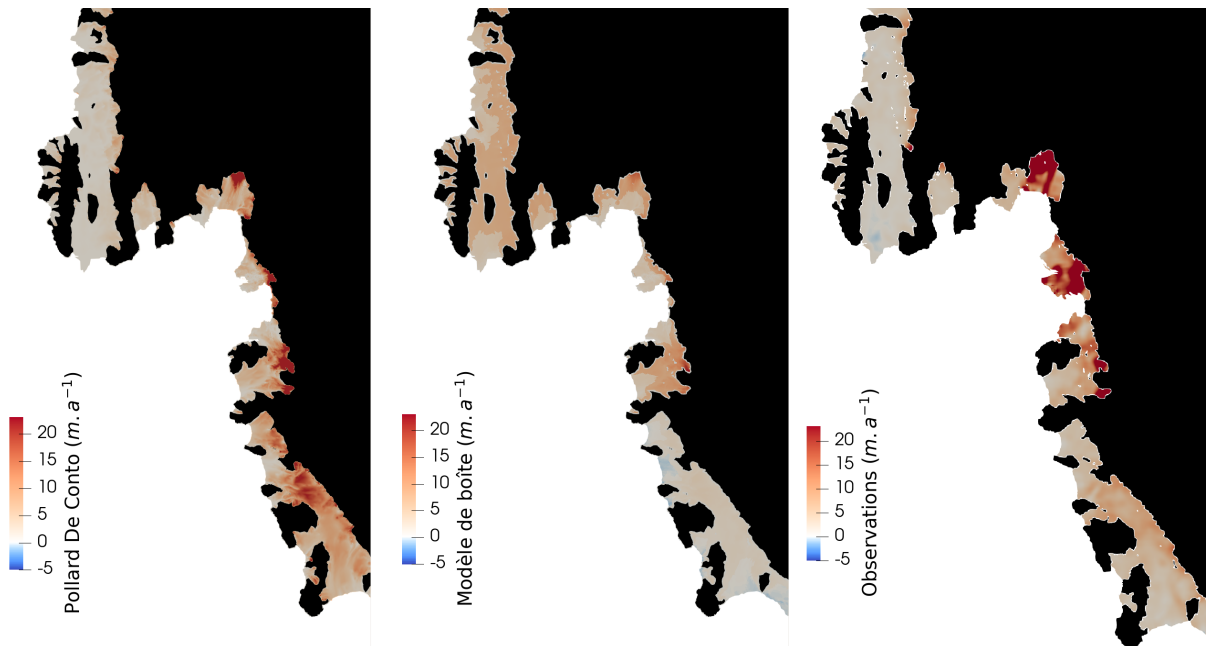


FIGURE 3.6 – Identique à la Figure 3.5 mais sur la Baie d'Amundsen.

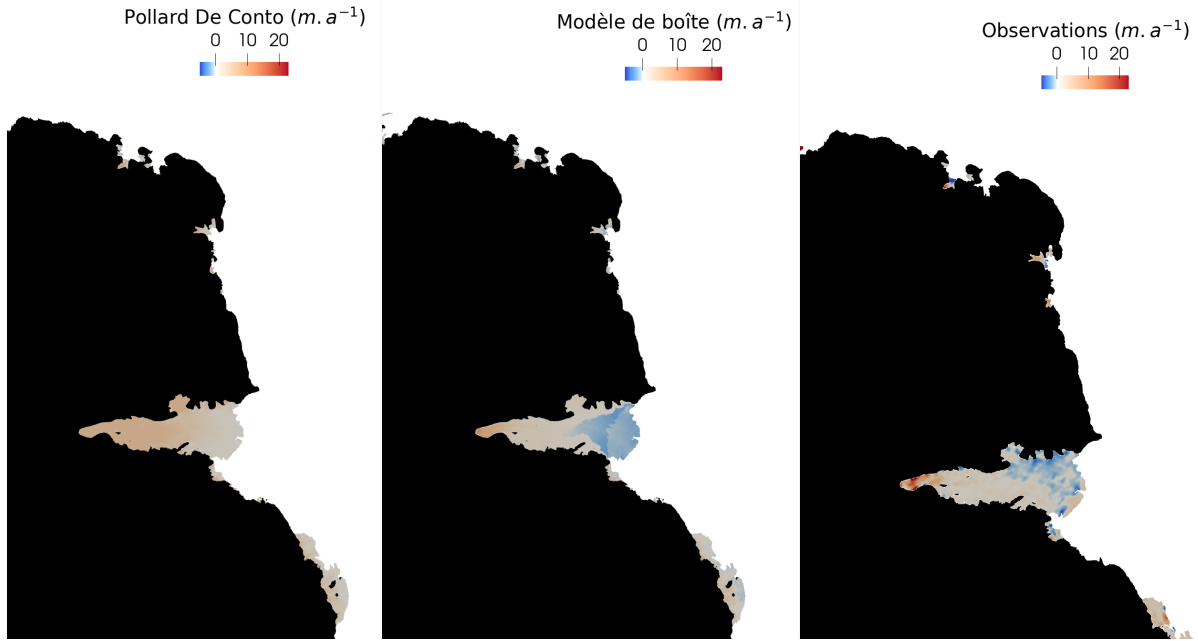


FIGURE 3.7 – Identique à la Figure 3.5 mais sur la plateforme d’Amery.

Plateforme flottante	Rignot, 2013 ($m.a^{-1}$)	Pollard et De Conto ($m.a^{-1}$)	Modèle de boîtes dans Elmer/Ice ($m.a^{-1}$)
Thwaites/PIG	16.2 ± 1	7.25	5.30
Ronne-Filchner	0.32 ± 0.1	0.52	1.45×10^{-3}
Amery	0.58 ± 0.4	3.19	0.4
Ross	0.1 ± 0.1	0.11	0.21

TABLE 3.2 – Comparaison de la fonte basale moyenne pour les principales plateformes flottantes

modèle de boîte dispose d’un schéma de fonte ressemblant plus aux observations que la paramétrisation de PDC.

3.3 Création du maillage

Le maillage que nous utilisons est basé sur la géométrie de l’Antarctique. Cette géométrie est définie par le masque contenu dans les données de *BedMachine Antarctica Version 2* (Morlighem, 2020) et qui nous permet d’obtenir un contour du continent qui définit l’emprise de notre modèle. Ce maillage est composé d’éléments triangulaires non structurés en 2-dimensions dans le plan horizontal. La taille des éléments du maillage est optimisée. La méthode d’optimisation présentée par Gillet-Chaulet et al. (2012), dans le cas d’un modèle de calotte, et issue de Frey and Alauzet (2005), est appliquée grâce à la librairie MMG2D (<http://www.mmgtools.org/>). Elle permet d’affiner le maillage entre 1 km et 40 km de taille de maille et de distribuer de manière égale l’erreur de discrétisation sur l’ensemble du domaine. Ce processus d’optimisation permet d’atteindre un compromis entre le temps de calcul et la résolution. Afin d’éviter d’utiliser des ressources de calcul sur des zones ayant peu d’intérêt pour quantifier les points de bascule, nous avons ainsi choisi d’optimiser le maillage pour représenter au mieux le flux de glace donc la vitesse et l’épaisseur, tout en réduisant le nombre de mailles. Nous choisissons d’utiliser cette méthode pour optimiser la taille des éléments en fonction :

- de la dérivée seconde des vitesses de surface observées
- et de la dérivée seconde de l'épaisseur de la glace.

Nous ajoutons un critère sur la distance par rapport à la ligne d'échouage afin de réduire à une résolution suffisante, d'au moins 1000 m, les mailles autour de cette ligne. Un maillage raffiné autour de la ligne d'échouage permet de mieux représenter sa dynamique (Cornford et al., 2013, 2020). Cette méthode conduit donc à raffiner dans les zones où les gradients de vitesse et/ou de pentes sont forts et proches de la ligne d'échouage.

Pour cela, un premier maillage uniforme a été réalisé avec une résolution de 10 km (Figure 3.8a). Ce maillage est ensuite optimisé selon les critères présentés précédemment. L'optimisation permet d'obtenir le maillage visible sur la Figure 3.8b. Le maillage réalisé comporte 545 837 nœuds et 1 070 444 éléments après optimisation alors qu'il contenait 186 590 nœuds et 366 204 éléments initialement pour un gain en résolution maximale, passant de 10 km à 1 km. .

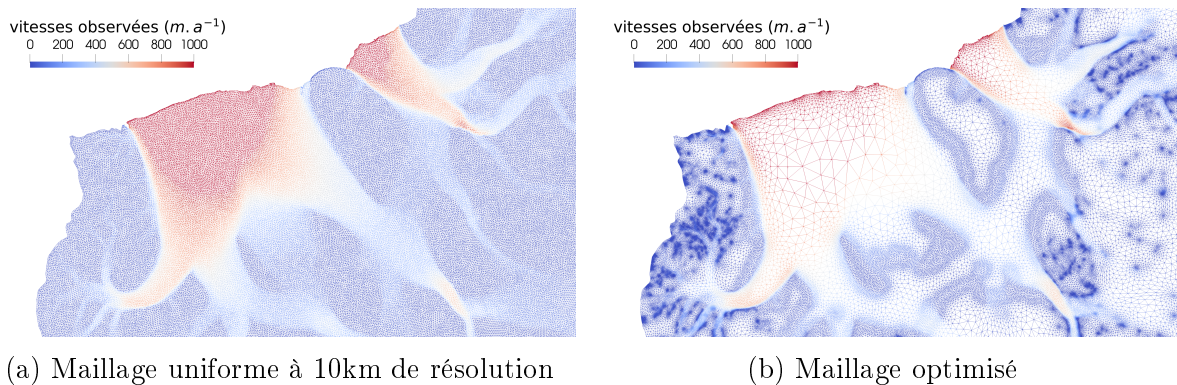


FIGURE 3.8 – Conception et optimisation du maillage du bassin versant de Filchner-Ronne

3.4 Optimisation des paramètres de frottement et de rhéologie par inversion

3.4.1 Principe général

L'inversion consiste à déterminer des données d'entrée d'un problème direct en connaissant une partie des sorties. Cette solution va nous permettre de mieux contraindre les valeurs attribuées à certains paramètres mal contraints, dans notre cas le frottement et la viscosité de la glace.

La méthode utilisée pour l'optimisation de ces paramètres est itérative. Il est nécessaire de fournir un champ de valeur initiale, plus celui-ci sera proche d'une possible solution et moins l'optimisation sera longue. C'est pour cela que ces estimations sont définies à partir d'une base physique.

Pour le frottement, une estimation sur le paramètre sous les zones posées est défini par $C_{W,init} = \rho_i g (z_s - z_b) \alpha / \|u\|^m$ à partir de l'équation (2.21), où α est la pente de surface et m est l'exposant de frottement égal à 1 dans le cadre d'une loi de frottement linéaire (voir Section 2.3.3). Le paramètre $C_{W,init}$ est borné par une valeur minimale $C_{min} = 10^{-6} \text{kPa m a}^{-1}$ et une valeur maximale $C_{max} = 1 \text{kPa m a}^{-1}$.

Pour la viscosité, une estimation de la viscosité moyennée verticalement est réalisée à partir du champ de température 3D fourni par Van Liefferinge and Pattyn (2013). Cette

estimation est basée sur l'équation (2.2) , dans laquelle nous avons fixé $E = 1$. Il en résulte alors

$$\bar{\mu}_{init} = \frac{1}{h} \int_{z_b}^{z_s} A^{-1/3} dz \quad (3.2)$$

avec A défini par l'équation 2.4 en utilisant une énergie d'activation et des préfacteurs de la loi d'Arrhénus fournis dans Cuffey and Paterson (2010) à la page 75. Cette estimation de la viscosité de la glace ne dépend pas de paramètres tels que l'endommagement ou l'anisotropie.

La méthode de contrôle minimise de manière itérative une fonction coût qui mesure l'écart entre les sorties du modèle et les observations. Chaque itération de l'inversion peut être résumée de manière simple par le schéma de la Figure 3.9. Les valeurs de frottement et viscosité optimisées sont obtenues lorsque la fonction coût atteint le critère d'arrêt (une valeur limite de la norme des gradients ou un nombre d'itérations maximum).

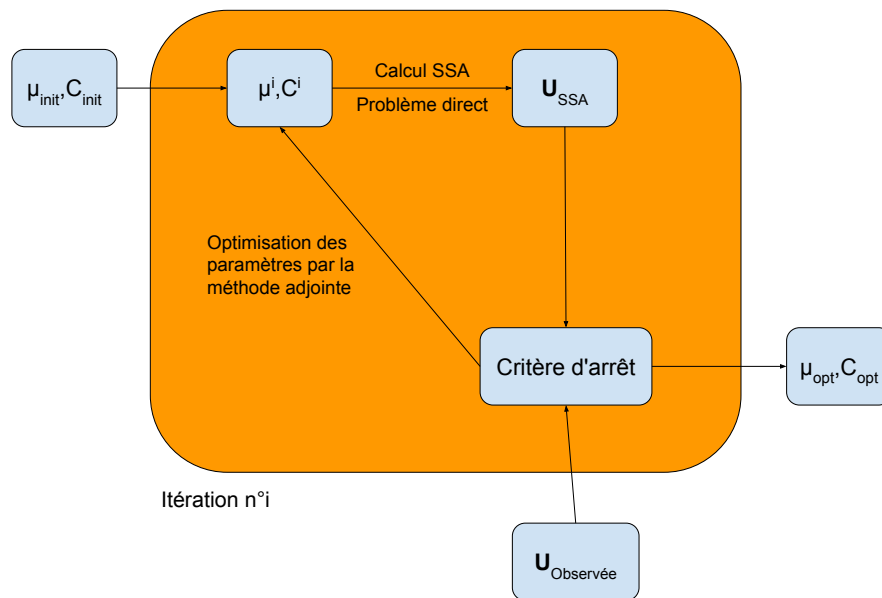



FIGURE 3.9 – Schéma d'une itération de l'optimisation

En général, la solution obtenue par la méthode inverse n'est ni unique ni stable. Plusieurs solutions peuvent être obtenues et convenir à la réalisation d'un état actuel. L'absence de solution unique est due à l'incertitude sur les observations ou à des processus physiques non représentés par le modèle. Les solutions sont non-unique, car elles sont sensibles aux incertitudes sur les observations et de légères variations peuvent entraîner de grandes variations dans nos résultats. Pour augmenter la stabilité de nos solutions, nous introduisons dans la fonction coût des fonctions de régularisation qui permettent d'avoir un minimum mieux défini et donc des solutions plus stables.

3.4.2 Changements de variable

Les paramètres de friction C_W et de viscosité μ sont positifs afin d'assurer cette condition, les changements de variables suivants sont réalisés :

 Pour la viscosité :

$$\bar{\mu} = \eta^2 \times \bar{\mu}_{init} \quad (3.3)$$

avec μ_{init} défini dans l'équation (3.2) et η la variable qui sera optimisée.



Pour le coefficient de frottement :

$$C_W = 10^\beta \quad (3.4)$$

β est défini et optimisé sur l'ensemble du maillage, mais les vitesses ne dépendant pas des valeurs de C_W sous les plateformes flottantes. La valeur β sous les plateformes n'évolue pas en fonction de la vitesse durant l'inversion, mais peut évoluer à cause de la régularisation imposée.

3.4.3 La fonction coût

La fonction coût total La fonction coût total se définit par la somme des différentes fonctions coût telle que

$$J_{tot} = J_v + \lambda_1 J_{div} + \lambda_2 J_{reg,\beta} + \lambda_3 J_{reg,\eta}. \quad (3.5)$$

Les termes de la fonction coût sont définis dans les paragraphes suivants.

Les termes de régularisation sont associés à un facteur multiplicateur λ_i ($i = 1, \dots, 3$) permettant de leur donner plus ou moins de poids dans le calcul de la fonction coût total J_{tot} (3.5). Le modèle va ainsi optimiser les paramètres η et β pour minimiser J_{tot} .

La fonction coût sur les vitesses La fonction coût J_v (3.6) quantifie l'écart entre \mathbf{u}_{Obs} les vitesses observées et \mathbf{u} les solutions des équations de la SSA (Eq. 2.28). Cette fonction coût ne prend pas en compte l'incertitude sur les vitesses observées.

$$J_v = \sum_{i=1}^{N_{Obs}} \frac{1}{2} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{i,Obs})^2 \quad (3.6)$$

avec N_{Obs} le nombre d'observations de vitesses.

La pénalisation de la divergence du flux. La fonction coût J_{div} permet de pénaliser les écarts entre le bilan de masse et la divergence du flux qui proviennent des incertitudes sur les données et paramètres du modèle. Cette fonction coût contraint le modèle vers un état où l'écart entre la divergence du flux modélisé d'après l'équation (2.32) et un dh/dt_{Obs} observé serait nul. Nous considérons ici un $dh/dt_{Obs} = 0$ qui a pour effet de produire un terme de pénalisation des anomalies sur la divergence du flux et de tendre vers un état stationnaire. Cette fonction s'exprime

$$J_{div} = \frac{1}{2} \int (\dot{m} - div(\mathbf{u}h))^2 \quad (3.7)$$

avec \dot{m} le bilan de masse. Les bilans de masse basal et de surface sont utilisés dans l'inversion afin de calculer la fonction de coût sur la divergence du flux. Le modèle de boîte, présenté dans la Section 3.5b, n'a pas été utilisé pour l'inversion, car il n'était pas encore implémenté lors de la réalisation de ces simulations inverses. À la place, la paramétrisation quadratique de la fonte PDC (Pollard and DeConto, 2009; Pollard and DeConto, 2012a) a été utilisée. Nous considérons que l'inversion peut être faite avec une autre paramétrisation de fonte basale que celle qui servira pour la suite des expériences, car les bilans de masses sont utilisés uniquement pour contraindre la fonction de pénalisation de la divergence du flux.

Les fonctions de régularisation Afin de contraindre au mieux nos résultats, des régularisations sont appliquées sur les deux paramètres inversés. Il s’agit d’une méthode de Tikhonov (Vogel, 2002) qui est adaptée à la résolution de problèmes mal posés qui pénalise une certaine norme des paramètres optimisés afin de privilégier les solutions qui ont des propriétés particulières.

Les fonctions coût de régularisation (Eq. 3.8) sont définies dans notre cas, pour pénaliser les dérivées premières des variables nodales à optimiser η et β , afin de privilégier des solutions lisses. La fonction choisie s’écrit

$$J_{reg,V} = \int_{\Omega} 0.5(|dV/dx|)^2 d\Omega \quad (3.8)$$

avec V la variable nodale η ou β .

Il est possible d’appliquer cette régularisation de différentes manières. Par exemple, Ūa utilise la méthode de Tikhonov appliquée d’une manière différente (voir l’Annexe de Urruty et al. (in review)). Celle-ci s’appuie sur la pénalisation de la pente et de l’amplitude des gradients des paramètres optimisés par rapport à la valeur a priori fournie à l’inversion. Dans Tao et al. (2019), la régularisation de Tikhonov est utilisée afin de limiter les fortes variations spatiales sur les paramètres du sol dans un modèle météorologique. Ils utilisent aussi une fonction de régularisation pour réduire l’écart avec des valeurs a priori connues à partir d’observation de terrain. Il existe donc différentes possibilités de contraindre une fonction coût avec une méthode de Tikhonov, nous avons choisi une fonction assez simple, mais il aurait été possible d’ajouter des contraintes supplémentaires (e.g. valeurs a priori, dérivées secondes,...).




Minimisation de la fonction coût La minimisation de la fonction coût total J_{tot} (Eq. 3.5) se fait par le calcul des gradients de cette fonction par rapport aux variables η et β . Il faut alors calculer le gradient de chacun des quatre termes. Le gradient de J_v et J_{div} se fait en résolvant les équations adjointes de la SSA (Eq. 2.28). La dérivation de ce système adjoint par rapport à l’une des variables à optimiser est complexe et décrite dans MacAyeal (1993). Les gradients des fonctions de régularisation sont quant à eux plus simples à calculer.

Pour minimiser la fonction J_{tot} , une méthode de descente de gradient est utilisée. Dans le cas de l’inversion, une méthode *quasi-newton* est utilisée. Cette méthode est implémentée via l’algorithme M1QN3 (Gilbert and Lemaréchal, 2009).

3.4.4 Choix des paramètres de régularisation

Le choix des poids des paramètres de régularisation se fait communément par la méthode de la courbe en L pour des problèmes avec un seul paramètre de régularisation. Son principe est de représenter la fonction de régularisation en fonction de la fonction coût sur la vitesse J_v (Eq. (3.6)). Cette courbe à une forme en L, où le poids optimal représente le point de courbure maximal (le coude du L) qui correspond à des valeurs relativement faibles de chacune des 2 fonctions coût.

Dans notre cas, il faut choisir un triplet de paramètres de régularisation que l’on considère non indépendants les uns des autres. Afin de définir le triplet de paramètres recherché, un échantillonnage par la méthode de l’hypercube latin a été réalisé avec un tirage de 40 triplets. Un intervalle de valeur est défini pour chaque λ tel que :

-  $\lambda_1 = [10^{-8}, 10^{-5}]$
-  $\lambda_2 = [10^2, 10^7]$
-  $\lambda_3 = [10^4, 10^7]$

Ces triplets sont ensuite utilisés pour calculer 40 optimisations de η et β . La sélection se fait par un compromis entre être capable de bien reproduire les observations et avoir des fonctions de régularisation faibles. Si nous représentons individuellement les fonctions de régularisation en fonction de la fonction J_v (Figure 3.10), il est possible de trouver des compromis entre une reproduction satisfaisante des observations (J_v faible) et avoir des valeurs faibles pour chacune des fonctions coût de régularisation.

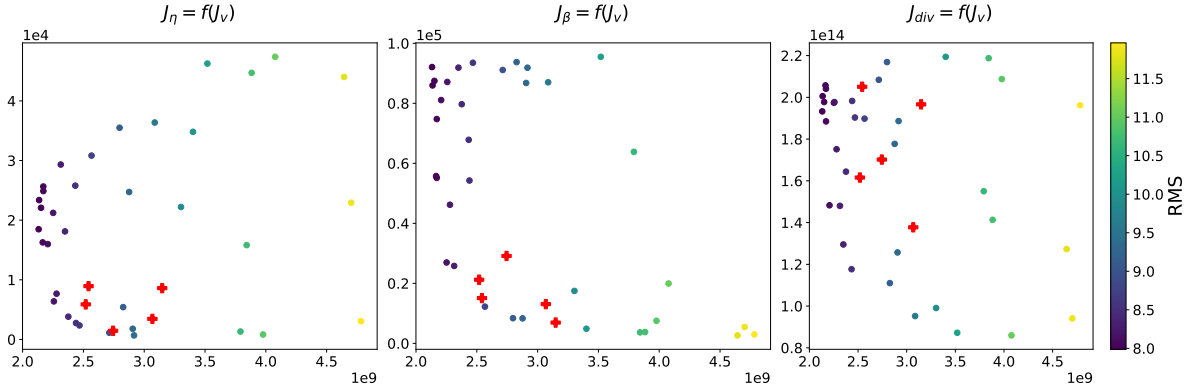


FIGURE 3.10 – Représentation de chaque fonction de régularisation en fonction de la fonction coût total. La couleur du point correspond à la moyenne quadratique de l’erreur entre l’observation et la vitesse modélisée. Les croix rouges correspondent aux états inversés sélectionnés.

Les inversions sélectionnées sont celles qui correspondent le mieux au compromis couplant des fonctions de régularisation faibles et un faible écart avec les observations, J_v faible également. Elles sont définies par des croix rouges sur la Figure 3.10. Un ensemble de 5 triplets de paramètres de régularisation est sélectionné. Les 5 triplets définis sont notés dans le Tableau 3.3 et la majeure partie des expériences de cette thèse sera réalisée avec le triplet R15. Les autres triplets serviront à une étude de sensibilité présentée dans le Chapitre 5.

Nom de l’inversion	RMSE (m a^{-1})	λ_1	λ_2	λ_3
R15	9.19	3.162×10^{-5}	1.259×10^2	7.943×10^4
R16	10.26	7.943×10^{-5}	3.162×10^2	1.259×10^2
R19	10.72	5.012×10^{-8}	5.012×10^5	1.995×10^4
R20	8.00	1.259×10^{-7}	7.943×10^2	1.995×10^3
R33	10.78	1.088×10^{-5}	4.848×10^5	1.509×10^2

TABLE 3.3 – Liste des états inversés sélectionnés

Raffinement de l’inversion Cette première phase d’inversion est réalisée en adoptant la carte des vitesses complètes agglomérées sur les années 2007-2018. Après avoir sélectionné nos états inversés, nous avons raffiné les inversions en réalisant 100 itérations supplémentaires en adoptant les vitesses observées de l’année 2015/2016.

Ce changement de jeux de données a pour objectif de maximiser la couverture spatiale dans une première partie d'inversion. Ensuite, l'utilisation du jeu de données 2015/16 permet de prendre en compte un champ de vitesse plus actuelle dans les zones rapides ayant subi des évolutions importantes de la vitesse de surface sur les deux dernières décennies.

3.4.5 Résultats de l'inversion

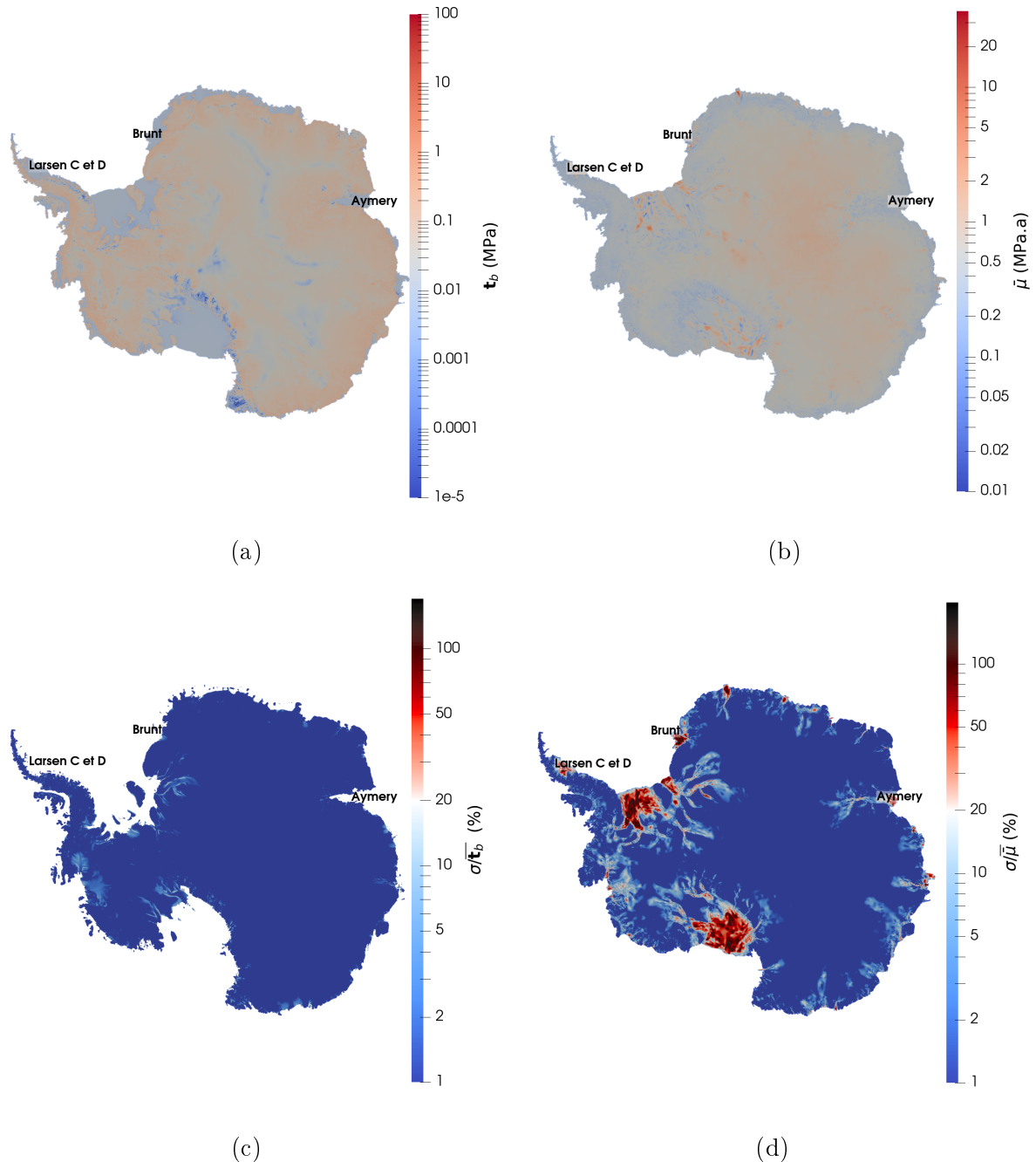


FIGURE 3.11 – Résultats et écart entre les états inversés. (a) Frottement t_b et (b) de viscosité μ moyennés sur les 5 états inversés sélectionnés. Ratio σ/μ pour les variables inversées. (c) Le frottement est représenté par t_b et (d) la viscosité par $\bar{\mu}$

Les 5 états inversés obtenus après le raffinement avec le champ annuel de vitesse 2015/2016 de MEaSUREs sont comparés sur la Figure 3.11. Nous représentons la moyenne

des variables optimisées pour les 5 états sélectionnés (Figures 3.11a et 3.11b). Nous représentons sur les Figures 3.11c et 3.11d, le ratio écart-type sur la moyenne pour \mathbf{t}_b , $\sigma/\overline{\mathbf{t}_b}$, et pour $\bar{\mu}$, $\sigma/\bar{\mu}$, montrant ainsi les zones où il y a le plus de dispersion entre nos états inversés. Pour l'inversion du frottement, nous voyons que des différences supérieures à 10% entre les 5 états choisis se concentrent sur les bassins de Thwaites ($Max(\sigma/\overline{\mathbf{t}_b})=17\%$) et Pine Island ($Max(\sigma/\overline{\mathbf{t}_b})=55\%$) ainsi que sur les vallées alimentant Ross ($Max(\sigma/\overline{\mathbf{t}_b})=47\%$) et Ronne-Filchner ($Max(\sigma/\overline{\mathbf{t}_b})=45\%$). La viscosité pour nos 5 états est très différente ($>50\%$) principalement sur les plateformes flottantes de Ronne-Filchner ($Max(\sigma/\bar{\mu})=192\%$) et Ross ($Max(\sigma/\bar{\mu})=190\%$) mais également sur d'autres plus petites plateformes. Il semblerait que cette forte dispersion de la viscosité se localise aux extrémités de certaines plateformes (e.g. Amery, Brunt, Larsen C et D) où l'écart est supérieur à 100% et l'effet d'arc-boutant est faible d'après Fürst et al. (2016).

3.5 Relaxation

Le rôle de la relaxation est de réduire l'inconsistance entre les observations de la topographie et les données inversées (Gillet-Chaulet et al., 2012) lorsque nous passons d'une simulation diagnostique à une simulation pronostique pour laquelle il est nécessaire de prescrire des forçages aux frontières sous la forme de bilans de masse de surface et basal. La définition des forçages externes ne provient pas d'observations, mais de modélisation. Le modèle de boîte (Reese et al., 2018) permet de définir la fonte sous les plateformes flottantes. Les sorties de modèle régional de climat RACMO2.3p2 moyenné sur la période entre le 01/1995 et le 12/2014 (Melchior Van Wessem et al., 2018) donnent le bilan de masse de surface sur l'ensemble de la calotte.

Pour éviter les valeurs trop importante de dh/dt engendrant des problèmes de convergences du modèle, nous préférons réaliser la relaxation en deux étapes. La première est conduite avec une loi de frottement de Weertman linéaire pour 5 ans, afin de réduire les plus grande valeur de dh/dt . Ensuite, je converti le coefficient de frottement à partir du champ de \mathbf{t}_b obtenu après ces 5 premières années de relaxation, cette étape est décrite dans Section suivante. Ensuite, nous continuons la relaxation avec la loi de Coulomb régularisée durant 15 ans permettant ainsi de continuer à réduire les fortes valeurs de dh/dt , dont celles causées par le changement de loi de frottement.

3.5.1 Conversion des paramètres de frottement

L'inversion se fait en utilisant une loi de frottement de Weertman linéaire (Eq. 2.21). Comme présenté dans la Section 2.3.3, cette loi de frottement représentant deux régimes d'écoulement représente physiquement mieux l'écoulement de la glace. Nous avons donc choisi d'utiliser la loi de Coulomb régularisée (Joughin et al., 2019) dans les expériences de cette thèse. Nous devons donc transformer le coefficient de frottement inversé C_W en un coefficient de frottement adapté à cette loi $C_{s,m}$, tel que

$$C_{s,m} = C_W \|\mathbf{u}_b\| \left(\frac{\|\mathbf{u}_b\| + u_0}{\|\mathbf{u}_b\|} \right)^{1/m} / \lambda, \quad (3.9)$$

Nous utilisons les mêmes constantes que dans Joughin et al. (2019), et appliquons donc $m = 3$, $u_0 = 300 \text{ m a}^{-1}$ et $h_T = 75 \text{ m}$. Dans les zones flottantes où \mathbf{t}_b ne peut pas être défini, nous fixons la valeur de $C_{s,m}$ à une valeur unique C_{prior} . Cette valeur sera visible du modèle si la glace vient à se poser dans ces zones initialement flottantes. La contrainte basale est connue pour être entre 0 et 400kPa sur un socle sédimentaire (Stearns

and Van der Veen, 2018). Les modélisations de Morlighem et al. (2010) définissent une contrainte entre 20kPa (avec un modèle Full-Stokes) et 80kPa (avec un modèle SSA) pour Pine Island. Nous avons défini $C_{prior} = 10$ kPa.

3.5.2 Définition de la durée de la relaxation

Une étude sur la relaxation a été réalisée pour déterminer une durée optimale. Pour cela, nous avons mené une relaxation sous forçage pendant 40 ans. La Figure 3.12 montre que le changement d'épaisseur (dh/dt) moyen diminue rapidement (Figure 3.12a) et la distribution autour de la médiane de celui-ci également. Sur la Figure 3.12a, nous observons un élargissement des boîtes à moustaches à 5 ans à cause du changement de loi de frottement. Le flux à la ligne d'échouage (Figure 3.12b) diminue fortement pendant la première année pour atteindre un plateau proche de 1550 Gt a^{-1} puis augmente de 200 Gt a^{-1} lors du changement de loi de frottement à 5 ans. Suite à ce pic de flux, celui-ci diminue à nouveau pour atteindre un plateau autour de 1650 Gt a^{-1} . Nous avons réduit par 2 la distance interquartile du dh/dt en 20 ans (Figure 3.12a), cela signifie que nous avons diminué au maximum les fortes valeurs de dh/dt dues aux incohérences. Pour obtenir le meilleur compromis entre un dh/dt faible et l'obtention d'un état modélisé proche de l'état actuel de la calotte, nous choisissons de définir la durée de la relaxation à 20 ans. Le changement de loi de frottement produit un impact sur le flux à la ligne d'échouage et le dh/dt car nous changeons le frottement au voisinage de la ligne d'échouage et, d'après la physique de la loi de Coulomb, les fleuves de glaces sont principalement impactés par celle-ci, car nous appliquons un écoulement de Coulomb dans les zones rapides ($|\mathbf{u}| > 300 \text{ m a}^{-1}$).

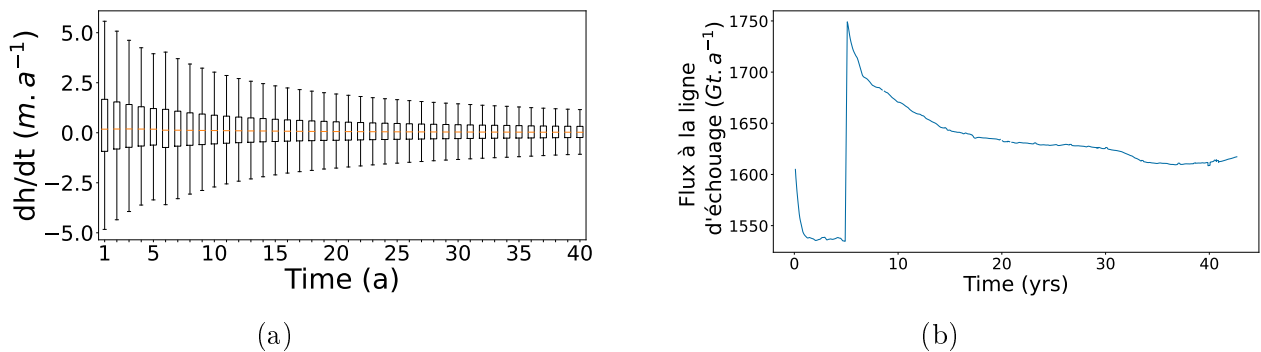


FIGURE 3.12 – Évolution (a) de la distribution du taux de changement d'épaisseur au cours du temps et (b) du flux à la ligne d'échouage durant la relaxation.

La Figure 3.13 montre l'effet de la relaxation sur la topographie des plateformes flottantes de Thwaites et Pine Island. Nous pouvons voir, sur la Figure 3.13a, une coupe du glacier Thwaites selon une ligne d'écoulement. Le long de cette ligne d'écoulement, le modèle de boîte produit des seuils de fonte (vers 30km et vers 38km) dus à des discontinuités entre les boîtes. Cela a un impact sur la forme de la plateforme de glace de la Figure 3.13a où nous pouvons observer une plateforme séparée en deux parties d'épaisseurs différentes. Ce seuil est déjà présent sur la topographie initiale (vers 30km) mais renforcée par la discontinuité de la fonte entre les boîtes. La Figure 3.13b montre une ligne d'écoulement du glacier de Pine Island qui s'épaissit après la relaxation. Au début de la relaxation, l'épaisseur correspond à l'observation. Puis, la plateforme de glace s'épaissit et s'échoue sur le point d'attache (*pinning point*). Celui-ci correspond à une zone locale où la plateforme va s'échouer et modifier l'équilibre des forces, engendrant une réduction de la vitesse et un épaissement du glacier. Il semble donc que la fonte ne soit pas assez

importante dans cette zone.

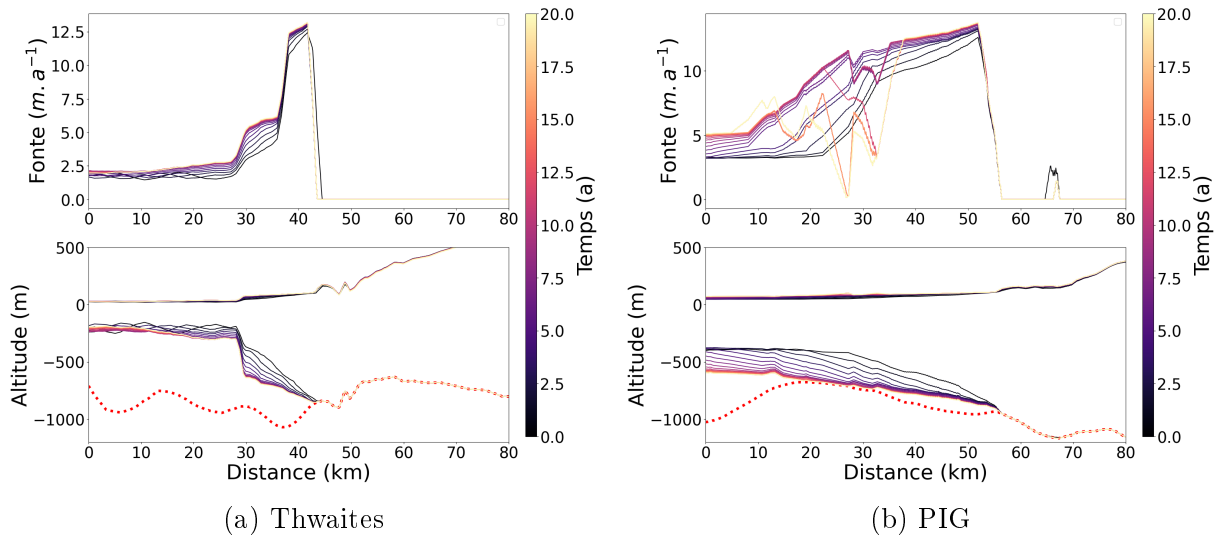


FIGURE 3.13 – Évolution de la forme des plateformes flottantes et de la fonte basale durant les 60 ans de relaxation. Pour chaque sous-figure, la partie supérieure est la fonte basale et la partie inférieure est la topographie de la plateforme flottante. La ligne rouge pointillée correspond à la topographie du socle.

3.6 Évaluation des états actuels de l’Antarctique

Après cette phase de relaxation de 20 ans, l’ensemble des états actuels créé, qui représente au mieux l’état actuel de la calotte Antarctique et de ces lignes d’échouage, doit être comparé aux observations pour confirmer que nous représentons correctement un état actuel de la calotte Antarctique. Une évaluation est définie par différents indicateurs. De façon similaire à Seroussi et al. (2019), nous comparons la topographie de surface, la vitesse et le dh/dt des états actuels aux observations.

Ces indicateurs vont définir la distance entre l’observation et l’ensemble des états actuels. Ils sont présentés dans les Tableaux 3.4 et 3.5.

La valeur du bilan de masse de surface dans la colonne des observations du tableau 3.4 n’est pas une observation, mais une sortie de modèle régional de climat RACMO (Melchior Van Wessem et al., 2018) qui nous sert de données de forçage. La valeur intégrée du bilan de masse de surface défini selon le masque des zones posées de Melchior Van Wessem et al. (2018) est comparée au bilan de masse de surface des états obtenus sur les zones posées. Les différences dans la valeur du bilan de masse proviennent de la différence entre les zones posées et de l’interpolation qui n’est pas conservative.

Ces indicateurs nous montrent que nos différents états actuels sont très similaires. Les différences autour de la valeur moyenne sont faibles ($<1\%$) pour les indicateurs portant sur la géométrie (masses et surfaces). Les différences sur les flux tels que le taux de changement de volume (343 Gt a^{-1} de différence) ou bien le flux à la ligne d’échouage (-17%) sont plus importantes. L’écart-type sur le taux de changement de volume représente 25% de sa valeur moyenne. Cependant, ces différences sur l’état actuel sont du même ordre

Indicateur	unité	Jeu de 5 états actuels	Observation	Source
Étendue de glace totale	10^6 km^2	13.57 ± 0.02	13.52	Morlighem (2020)
Étendue de glace flottante	10^6 km^2	1.50 ± 0.00	1.50	Morlighem (2020)
Étendue de glace posée	10^6 km^2	12.07 ± 0.01	12.03	Morlighem (2020)
Masse de glace	10^7 Gt	2.39 ± 0.00	2.38 ± 0.04	Morlighem (2020)
Masse de glace au-dessus de la flottaison	10^7 Gt	2.05 ± 0.00	2.09 ± 0.04	Morlighem (2020)
Masse de glace au-dessus de la flottaison	m SLE	56.58 ± 0.00	57.9 ± 0.9	Morlighem (2020)
Flux de glace aux lignes d'échouage	Gt a^{-1}	1598.61 ± 78.11	1929 ± 40	Gardner et al. (2018)
Bilan de masse de surface (zone posée)	Gt a^{-1}	2075.37 ± 1.80	2096	Melchior Van Wessem et al. (2018)
Taux de changement de volume	Gt a^{-1}	228 ± 53	-115 ± 55	(Otosaka et al., 2022)

TABLE 3.4 – Comparaison entre l'ensemble des 5 états actuels, et les observations. La valeur moyenne avec une dérivation standard de 1σ est utilisée pour représenter l'ensemble des états actuels.

État actuel	Flux de glace aux lignes d'échouage	Bilan de masse de surface (zone posée)	Taux de changement de volume
unité	Gt a^{-1}	Gt a^{-1}	Gt a^{-1}
R15	1633.18	2075.63	155.30
R16	1545.86	2075.21	246.38
R19	1582.19	2076.91	241.82
R20	1736.73	2069.72	200.42
R33	1517.01	2076.70	296.93
Observation	1929 ± 40	2096	-115 ± 55
Source	Gardner et al. (2018)	Melchior Van Wessem et al. (2018)	(Otosaka et al., 2022)

TABLE 3.5 – Comparaison entre chaque état actuel et les observations pour les indicateurs dont l'écart-type dans le tableau 3.4 est différent de 0.

de grandeur que l'incertitude sur les observations. La distance de chaque état initial aux observations est dans le Tableau 3.5.

La comparaison des états actuels modélisés avec les observations récentes donne des résultats très proches, mais cependant assez souvent hors des intervalles de confiance définis par l'écart-type autour des moyennes (e.g. Étendue de glace totale et posée, Masse de glace au-dessus de la flottaison, flux à la ligne d'échouage). Mais bien que l'on soit hors de l'intervalle de confiance, la surface englacée présente 1.5% de différence avec les observations. Cette surface est représentative des positions des lignes d'échouage. Nous représentons donc des lignes d'échouage qui sont très similaires avec celles observées. Le flux à la ligne d'échouage semble minoré et le bilan de masse surestimé donnant logiquement un taux de changement de volume positif $dv/dt = 228 \pm 53 \text{ Gt a}^{-1}$ au lieu d'un taux observé de $dv/dt = -115 \pm 55 \text{ Gt a}^{-1}$ (Otosaka et al., 2022). Cela correspond à l'avancement des lignes d'échouage de la calotte durant la relaxation (voir Figure 3.14).

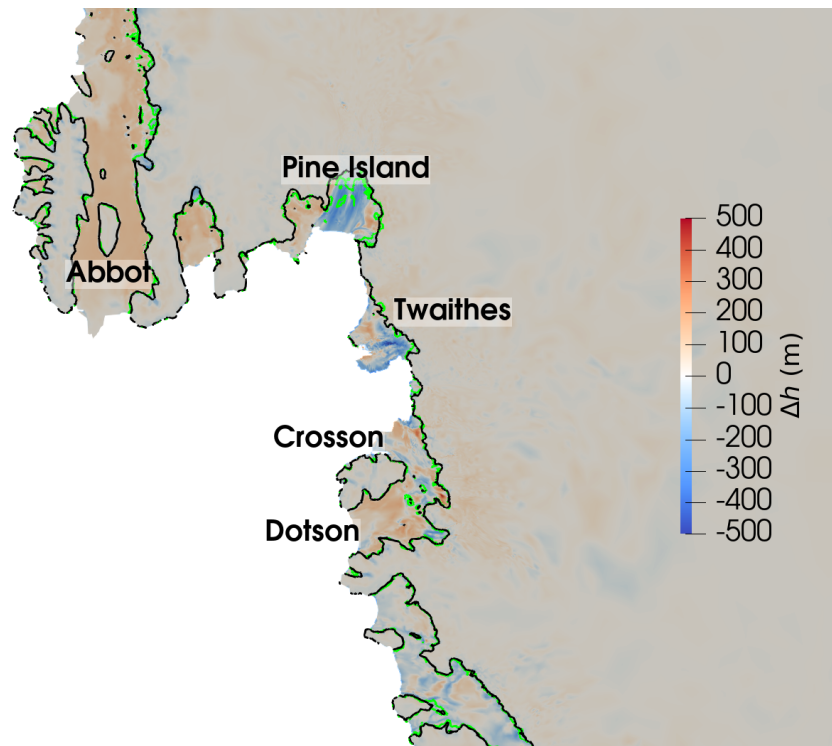


FIGURE 3.14 – Comparaison des lignes d'échouage initiales et de l'épaisseur entre les observations et de l'état actuel R15 obtenu pour de la mer d'Amundsen. La position de la ligne d'échouage observée (noir) et celle de l'état actuel R15 (vert).

Ces comparaisons à l'échelle globale peuvent masquer des différences régionales importantes donc nous comparons aussi régionalement l'évolution du modèle de calotte. Sur la Figure 3.14, les différences en épaisseur de glace sont représentées pour la région de la mer d'Amundsen. Nous observons que la plateforme flottante de Abbot est plus épaisse que l'observation. Cependant, la plateforme flottante de Pine Island est plus fine que la plateforme observée dans sa zone d'écoulement principale. Cela pourrait être le résultat d'un flux trop faible à la ligne d'échouage, ou bien d'un déséquilibre dans le bilan de masse.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les méthodes et la construction de nos états actuels. La réalisation de l'état inversé demande l'utilisation de données appropriées dans notre cas, des données de géométrie et de vitesse les plus récentes possible. Cela nous a permis d'optimiser les paramètres de frottement et de viscosité afin de reproduire au mieux les observations récentes. Ces paramètres déterminés par la méthode inverse sont sensibles aux variations et aux incertitudes sur les données. Par une méthode de régularisation et la sélection de coefficients de pondération adaptés, nous réduisons cette sensibilité. Nous disposons alors de l'ensemble des éléments pour résoudre un problème direct. Il est nécessaire d'appliquer une relaxation de 20 ans pour réduire les fortes incohérences sur la divergence du flux. Après cette dernière étape, nous obtenons des états actuels de la calotte.

Ces 5 états actuels (R15, R16, R19, R20 et R33) bien que légèrement différents représentent des configurations de la calotte Antarctique très similaires à l'état observé. Ils permettent de représenter la géométrie actuelle de l'Antarctique et serviront dans les exercices suivants. Un seul de ces états actuels, le R15, servira pour la majeure partie des expériences présentées dans le Chapitre 4, les autres serviront pour l'étude de sensibilité réalisée dans le Chapitre 5.

La stabilité des lignes d'échouage actuelles de l'Antarctique : Peu de preuves d'instabilité de la calotte marine dans la géométrie actuelle

Sommaire

4.1	Introduction	49
4.2	Présentation des autres modèles du projet	50
4.2.1	Úa	50
4.2.2	PISM	51
4.3	Approche commune	52
4.3.1	Application d'une correction du bilan de masse	53
4.3.2	États initiaux de la calotte	54
4.3.3	Protocole expérimental	56
4.4	Résultats	59
4.4.1	Calotte Antarctique	60
4.4.2	Secteur de la baie de la mer d'Amundsen	62
4.4.3	Antarctique de l'Est	65
4.4.4	Secteurs de la plateforme flottante de Filchner-Ronne et de Ross	68
4.5	Discussion	69
4.6	Conclusion	73

4.1 Introduction

Comme présentée dans le Chapitre 1, cette thèse prend place au sein d'un large projet européen incorporant plusieurs groupes de travail et 3 modèles de calottes différents. Ce travail collaboratif a permis de réaliser un ensemble d'expériences sur une base commune et de comparer les résultats. La problématique à laquelle nous souhaitons répondre est d'évaluer la stabilité des lignes d'échouage actuelles par rapport à des perturbations de faibles amplitudes. Pour cela, nous devons obtenir un état initial de la calotte qui est en régime stationnaire. L'expérience que nous allons réaliser consiste à appliquer une perturbation de faible amplitude pour évaluer la stabilité des positions actuelles des lignes d'échouage. Cette perturbation est conçue pour être aussi faible que possible, c'est-à-dire que nous voulons imposer un petit déplacement de la position actuelle de la ligne d'échouage de telle sorte que le signal dans le déplacement de la ligne d'échouage soit clairement visible (recul légèrement supérieur à la résolution du maillage du modèle), et émerge distinctement du bruit. Nous ne voulons pas forcer les lignes d'échouage à basculer

de manière significative dans un état différent. Un résumé de l'ensemble de notre méthodologie est présenté dans la Figure 4.1. Premièrement, nous commençons par initialiser les trois modèles (Ûa, PISM et Elmer/Ice) en utilisant au maximum des données et paramètres communs (Sect. 4.3) pour créer des états initiaux qui reproduisent la géométrie observée de la calotte Antarctique (voir Sect. 4.3.2). Deuxièmement, nous utilisons ces états initiaux pour évaluer la sensibilité des positions actuelles de la ligne d'échouage aux perturbations (Sect. 4.3.3).

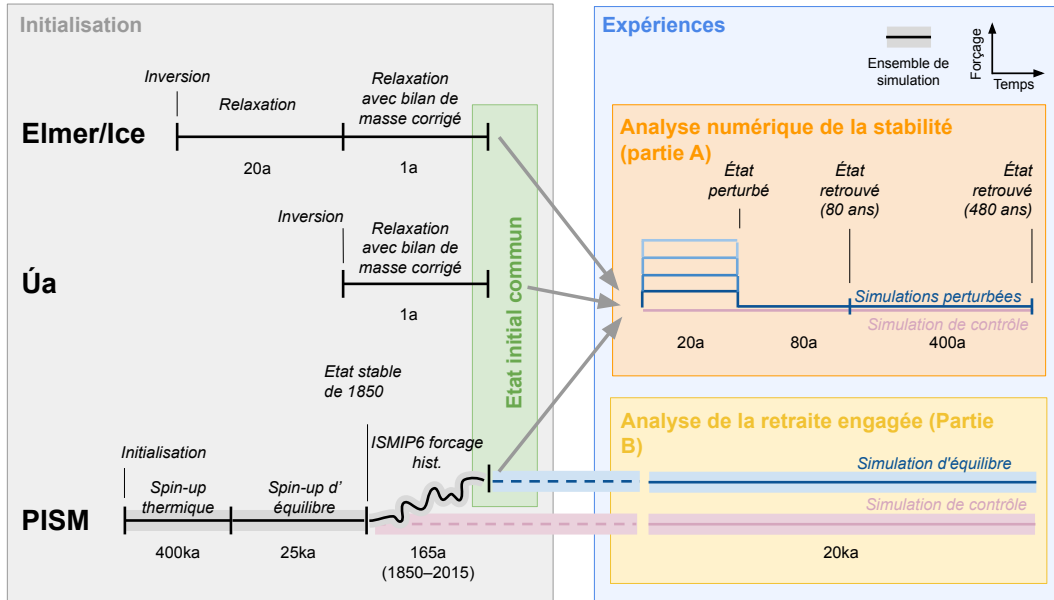


FIGURE 4.1 – Schéma résumant l'organisation des expériences numériques utilisé pour l'analyse de la stabilité des lignes d'échouage actuelles en Antarctique. Le dispositif comprend les différentes procédures d'initialisation des modèles (encadré gris) ainsi que les deux différents types d'expériences de modèles pronostiques (encadré bleu) : l'analyse de stabilité numérique présentée dans le présent manuscrit (partie A ; encadré orange) et l'analyse de recul engagé présentée dans Reese et al. (2022) (partie B ; encadré jaune). Les trois procédures différentes d'initialisation du modèle produisent trois états initiaux comparables ("état initial commun" ; encadré vert), à partir desquels toutes les expériences sont lancées.

4.2 Présentation des autres modèles du projet

Deux autres modèles en plus d'Elmer/Ice ont été utilisés pour réaliser ce jeu d'expériences : Emily Hill à Northumbria University (New Castle, Royaume-Uni) a utilisé Ûa tandis que Ronja Reese à PIK (Postdam, Allemagne) a réalisé les expériences avec PISM. Leurs résultats de simulation seront comparés à ceux que j'ai réalisés au cours de ma thèse. Ces deux modèles sont donc rapidement présentés afin d'en connaître les principales caractéristiques, sachant qu'une description détaillée est donnée dans Urruty et al. (in review).

4.2.1 Ûa

Ûa, tel que Elmer/Ice, est un modèle d'écoulement glaciaire par éléments finis open-source (Gudmundsson et al., 2019; Gudmundsson, 2020). Le modèle est basé sur une formulation verticalement intégrée des équations de la quantité de mouvement et peut

être utilisé pour simuler l'écoulement de grandes calottes telles que les calottes de l'Antarctique et du Groenland. $\dot{U}a$ résout les équations de la dynamique de la glace en utilisant l'approximation de la SSA (Macayeal, 1989) et la loi d'écoulement de Glen (Glen, 1955). Pendant les expériences transitoires, $\dot{U}a$ permet une intégration temporelle entièrement implicite, et le système non linéaire est résolu à l'aide de la méthode Newton-Raphson. Une contrainte d'épaisseur minimale de la glace est utilisée pour s'assurer que les épaisseurs de glace restent positives.

La méthode pour créer l'état initial dans Ua est très similaire de celle utilisée par Elmer/Ice telle que présentée dans le Chapitre 3. Ce modèle utilise une approche d'assimilation de données durant laquelle une inversion basée sur la méthode adjointe (MacAyeal, 1993) est réalisée, cela afin d'estimer les paramètres de frottement et de viscosité basale. Les champs optimaux pour ces paramètres sont trouvés en minimisant une fonction de coût dont la régularisation est appliquée sur la pente et l'amplitude des gradients des champs inversés, ce qui diffère par rapport à ce que nous avons présenté en Section 3.4.3.

4.2.2 PISM

Le modèle de calotte PISM (<https://www.pism.io>; Bueler and Brown, 2009; Winkelmann et al., 2011) est un modèle de dynamique des glaces open-source développé à l'Université d'Alaska, Fairbanks, et à l'Institut de Potsdam pour la recherche sur les impacts climatiques. Contrairement à $\dot{U}a$ et Elmer/Ice, le schéma numérique de PISM est basé sur la méthode des différences finies pour résoudre le bilan de quantité de mouvement sur une grille régulière de 8 km de résolution horizontale. Les vitesses d'écoulement de la glace sont obtenues à partir d'une superposition des champs de vitesse de la SSA et de la SIA, voir Chapitre 2. PISM est couplé thermo-mécaniquement et résout l'évolution de l'enthalpie sur une grille tridimensionnelle. La rhéologie de la glace est calculée à partir de son enthalpie. Une relation de puissance pour un fluide pseudo-plastique relie la contrainte de cisaillement basale aux vitesses de frottement basales de la SSA. Ainsi, le critère de Mohr-Coulomb est utilisé pour calculer la limite d'élasticité basale à partir des propriétés paramétrées du socle meuble (l'angle de friction du sédiment, une fonction linéaire heuristique par morceaux de la topographie du socle rocheux suivant l'hypothèse que le matériau sous-glaciaire ayant une histoire marine devrait être plus meuble) et la pression effective sur le sédiment saturé (Bueler and Van Pelt, 2015). La quantité d'eau dans le sédiment est déterminée par le modèle enthalpique et un taux constant de diminution de l'eau dans le sédiment. Pour des raisons de cohérence avec les autres modèles du projet, l'ajustement isostatique glaciaire n'est pas pris en compte et le vélage ne concerne que la glace flottante qui s'étend au-delà de l'étendue actuelle des plateformes flottantes de l'Antarctique.

La stratégie adoptée pour construire un état initial avec PISM repose sur une méthodes de *Spin-up*, l'approche adoptée ici est détaillée dans Reese et al. (2022) et résumée dans la Figure 4.1 : un équilibre thermique est obtenue pour une géométrie constante, suivi d'un ensemble de simulations permettant d'atteindre un état équilibre pour les conditions climatiques de 1850 ; à partir de celles-ci, des simulations sous un climat historique sont exécutées de 1850 à 2015. Le forçage historique ISMIP6 pour l'atmosphère et l'océan de 1850 à 2015 est utilisé. Ce forçage provient d'un résultat de modèle et n'est pas entièrement représentatif de l'histoire climatique passée. Les climats utilisés pour réaliser l'état d'équilibre ont été créés de telle sorte qu'en ajoutant les anomalies historiques, les forçages atmosphériques et océaniques entre 1995 et 2014 correspondent aux observations actuelles. Les vitesses actuelles observées n'entrent pas directement dans l'initialisation, mais sont utilisées indirectement pour déterminer les paramètres optimaux dans l'ensemble d'états initiaux. Ces paramètres correspondent à divers paramètres incertains liés au frottement

basal et au flux de glace. À partir de cet ensemble d'états initiaux, l'état sélectionné sera celui qui reproduit le mieux l'épaisseur de la glace, la position de la ligne d'échouage, la perte de masse et les vitesses de la surface.

4.3 Approche commune

Pour minimiser les différences entre les états initiaux de la calotte glaciaire, nous appliquons autant de caractéristiques communes que possible dans les configurations des modèles (Tableau 4.1), que ce soit en termes de physique du modèle, d'ensembles de données d'entrée ou de paramètres utilisés. En principe, toute différence restante entre les états initiaux de la calotte glaciaire sera uniquement due aux procédures d'initialisation individuelles et à l'implémentation de la physique du modèle. Une comparaison de ces trois modèles est donnée dans le Tableau 4.1.

Tous les modèles utilisent la densité de la glace $\rho_i = 917 \text{ kg m}^{-3}$, la densité de l'eau de mer $\rho_w = 1027 \text{ kg m}^{-3}$, et la gravité $g = 9,81 \text{ m s}^{-2}$. Afin de représenter au mieux la physique liée au frottement, tous les modèles imposent une loi de frottement prenant en compte la pression effective à la base. Les formulations exactes de chaque loi utilisée sont données dans la Section 2.3.3 et l'annexe de Urruty et al. (in review).

Pour initialiser les modèles aux conditions actuelles, nous avons besoin d'un certain nombre d'ensembles de données d'observation. Ces données correspondent à celles présentées dans la Section 3.1. Les paramètres du modèle de boîtes ont été sélectionnés pour refléter la sensibilité des taux de fonte sous la plateforme dans le secteur de la baie d'Amundsen et la plateforme glaciaire de Filchner-Ronne aux changements de température de l'océan. De plus amples détails sur ce réglage des paramètres sont disponibles dans Reese et al. (2022). Il en résulte des valeurs pour l'échange thermique vertical $\gamma_T^* = 5,5 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ et pour la force de la circulation thermo-haline $C = 2 \text{ Sv m}^3 \text{ kg}^{-1}$. Des corrections de température ont été appliquées à chaque bassin utilisé dans le modèle de boîtes de sorte que les taux de fonte actuels (Adusumilli et al., 2020b) sont obtenus pour le forçage océanique actuel de Schmidtke et al. (2014), moyenné sur la période 1975 à 2012.

	Elmer/Ice	PISM	Úa
Schéma numérique	Éléments finis	Différences finies	Éléments finis
Équation de l'écoulement	SSA	SSA+SIA	SSA
Résolution du maillage	Grille non structurée 1-50 km	8 km	Grille non structurée 1-200 km
Rhéologie	Loi de Glen	Glen-Paterson-Budd-Liboutry-Duval flow law	Loi de Glen
Loi de frottement	Coulomb régularisé (Joughin et al., 2019)	Loi puissance avec Mohr-Coulomb (Bueller and Van Pelt, 2015; Schoof and Hindmarsh, 2010)	Coulomb régularisé (Asay-Davis et al., 2016)
Méthode d'initialisation	Inversion avec relaxation	Spin-up	Inversion avec relaxation

TABLE 4.1 – Comparaison des trois modèles Ua, Elmer/ice et PISM qui sont détaillés plus loin dans la Section 4.3, le chapitre 2 et les annexes de Urruty et al. (in review).

4.3.1 Application d'une correction du bilan de masse

Nous définissons l'état stable comme un état pour lequel les changements d'épaisseur de glace dans le temps sont aussi proches que possible de zéro. Bien que l'approche d'initialisation du modèle par inversion soit capable de reproduire les vitesses de la glace et les positions des lignes d'échouage actuelles, une fois que nous réalisons des simulations transitoires, le modèle n'est pas à l'équilibre, en raison des incohérences dans les ensembles de données d'entrée et des incertitudes dans les paramètres du modèle. Nous souhaitons le forcer à être en équilibre. De la même manière que pour Price et al. (2011) et Goelzer et al. (2013), et pour limiter la dérive du modèle dans les conditions qui nous serviront de référence, nous appliquons aux états actuels de Elmer/Ice et Ûa une correction au terme de bilan de masse (\dot{m}) de la forme

$$\dot{m}_{corrected} = \dot{b}_{RACMO} - \dot{b}_{box} - \left. \frac{dh}{dt} \right|_{t_{relax}} \quad (4.1)$$

avec \dot{b}_{box} le champ de la fonte produite par le modèle de boîte, \dot{b}_{RACMO} le champ du bilan de masse de surface et $\left. \frac{dh}{dt} \right|_{t_{relax}}$ la variation d'épaisseur à la fin de la relaxation. Il n'est pas utile de réaliser une telle correction avec PISM car les états initiaux sont construits par la méthode de *Spin-Up* qui crée des états à l'équilibre.

Nous cherchons ainsi à ramener les taux de changement d'épaisseur dh/dt aussi près que possible numériquement de zéro (état d'équilibre). Pour faire cela, nous soustrayons les taux de changement d'épaisseur de la calotte glaciaire (dh/dt), montrés sur la Figure 4.2a pour Elmer/Ice, au bilan de masse total. Nous réalisons ensuite une relaxation avec ce nouveau forçage durant 1 an. Nous constatons que l'application de ce terme de bilan de masse corrigé, à l'ensemble de la calotte glaciaire (tant les parties posées que flottantes), amène le modèle de calotte glaciaire à un état d'équilibre. Le champ de dh/dt est extrêmement proche de 0, comme le montre la Figure 4.2b.

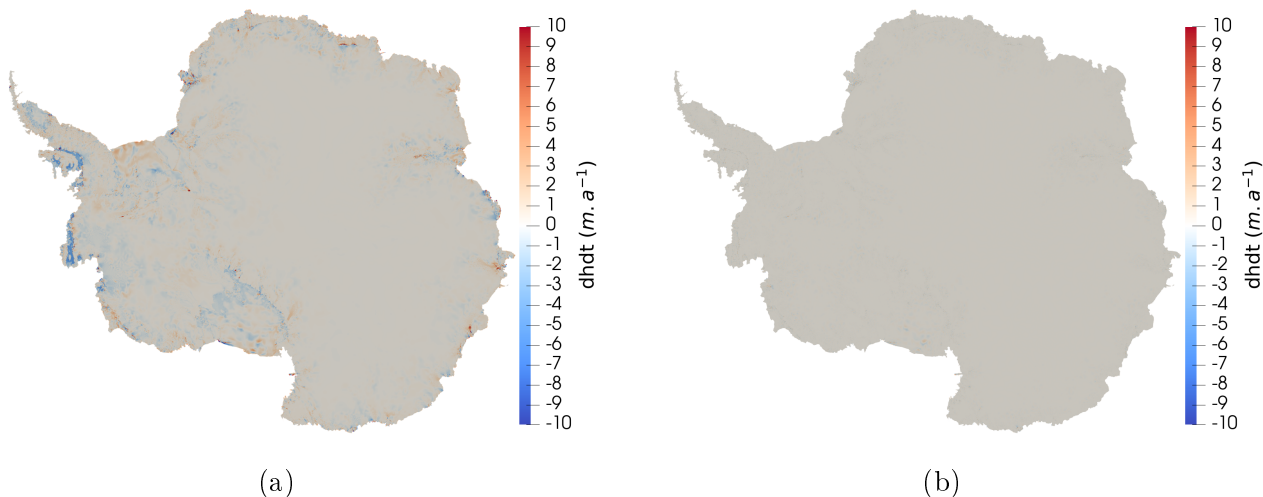


FIGURE 4.2 – Représentation des champs de dh/dt pour Elmer/Ice (a) avant l'application du bilan de masse corrigé, (b) après 1 an d'application du bilan de masse corrigé.

Ûa utilise une approche semi-itérative détaillée dans l'annexe de Urruty et al. (in review). Cette approche prend la variation d'épaisseur calculée après l'inversion $\left. \frac{dh}{dt} \right|_{inv}$ comme entrée de l'équation (4.1) à la place de $\left. \frac{dh}{dt} \right|_{t_{relax}}$ pour une période de relaxation d'un an en utilisant cette correction initiale de \dot{m} . Le champ $\dot{m}_{corrected}$ est ensuite recalculé en utilisant $\left. \frac{dh}{dt} \right|_{t_{relax}}$ à 1 an comme deuxième correction. Cela diffère de Elmer/Ice où nous utilisons seulement comme correction $\left. \frac{dh}{dt} \right|_{t_{relax}}$ après 20 ans de relaxation.

4.3.2 États initiaux de la calotte

Nous avons généré trois états initiaux de modèles de calotte glaciaire qui reproduisent la géométrie actuelle, la vitesse de surface et les positions de la ligne d'échouage de la calotte glaciaire de l'Antarctique. L'état initial généré par Elmer/Ice est basé sur l'inversion R15 sélectionné parmi un ensemble d'inversion (voir Chapitre 3). Nous interpolons ces états initiaux sur une grille régulière de 2 km pour évaluer la performance des états initiaux de la calotte par rapport aux observations. Tous les indicateurs montrent un bon accord avec les observations de chacun des 3 modèles (Tableau 4.2). Malgré des procédures d'initialisation différentes, les trois modèles sont capables de reproduire fidèlement l'épaisseur de la glace et les vitesses de surface observées, en particulier dans les zones d'écoulement rapide de la glace (voir les Figures 4.3 et 4.4). Il n'est pas surprenant qu'Elmer/Ice et Úa présentent un bon accord avec les observations, étant donné qu'ils imposent la topographie de surface à partir de BedMachine et utilisent les vitesses de surface observées dans l'inversion. Cependant, PISM, est également capable de localiser correctement la plupart des fleuves de glaces, et de reproduire avec précision l'épaisseur de la glace et les vitesses de surface observées après le *Spin-up*.

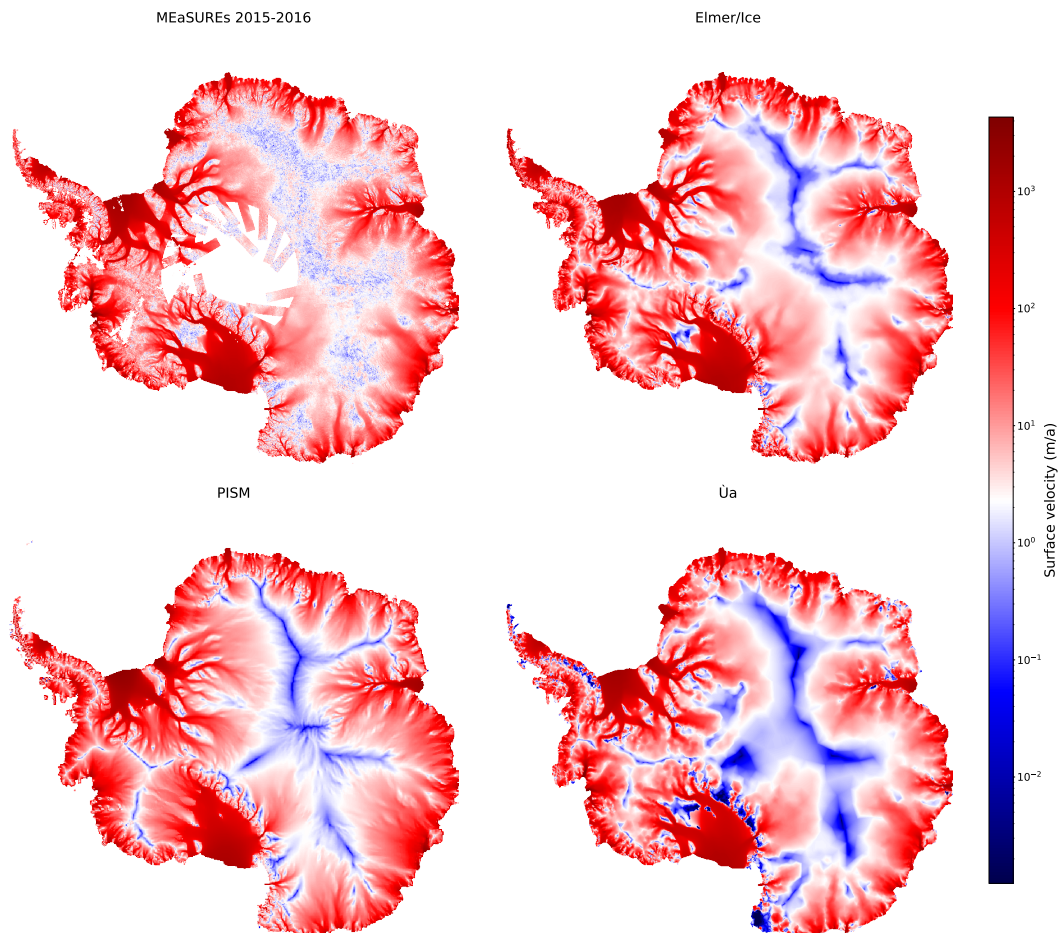


FIGURE 4.3 – Vitesses annuelles de la surface de la glace provenant de MEaSURES pour 2015/16 et vitesses de la surface de la glace calculées dans chaque modèle de calotte glaciaire après initialisation.

Pour évaluer la sensibilité des lignes d'échouage de l'Antarctique à de petits changements dans leur position, nous devons reproduire fidèlement la position actuelle observée de la ligne d'échouage. La Figure 4.5 montre que les positions initiales de la ligne

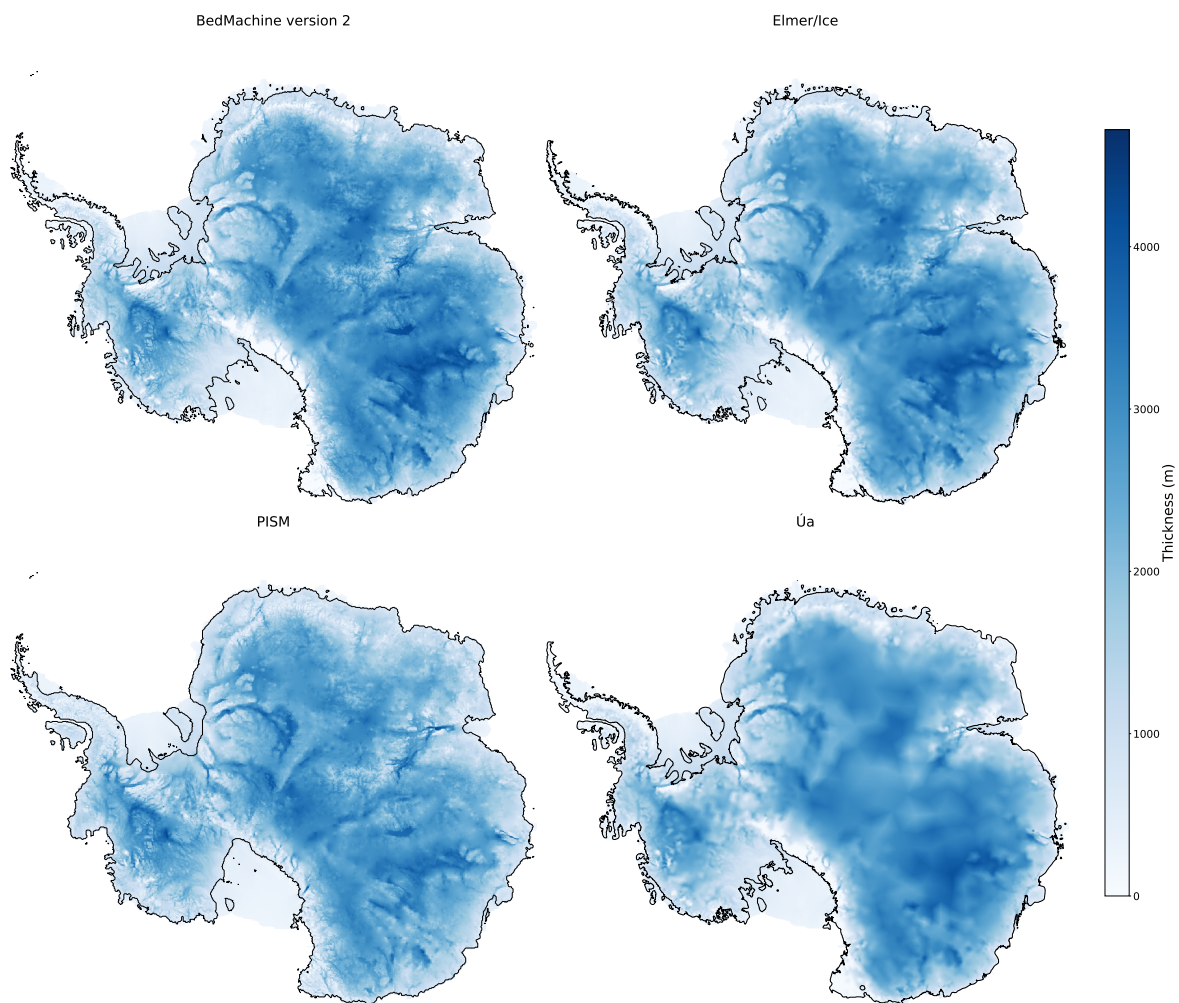


FIGURE 4.4 – Épaisseur de glace provenant de BedMachine Antarctica v2 et épaisseur de glace calculée dans chaque modèle de calotte après initialisation. Les lignes d'échouage sont indiquées en noir.

d'échouage des trois modèles sont pour la plupart en très bon accord avec la position observée de la ligne d'échouage des données BedMachine (Morlighem, 2020). Nous calculons l'erreur dans les positions initiales de la ligne d'échouage comme la différence entre les surfaces de glace posée simulées et observées, divisées par la longueur de la ligne d'échouage simulée. Les erreurs de position de la ligne d'échouage qui en résultent sont de 90 m pour Elmer/Ice, 562 m pour Úa et 12,3 km pour PISM, ce qui est inférieur, ou très proche, de la taille de grille minimale utilisée dans chaque modèle. En outre, la bonne concordance des positions des lignes d'échouage observées et modélisées est bien visible sur les profils en long de certains glaciers représentés sur la Figure 4.10 dans la partie résultat. Comme prévu, il y a un plus petit écart entre les lignes d'échouage observées et modélisées dans Elmer/Ice et Úa, en raison de leur procédure d'initialisation d'inversion et de relaxation, dans laquelle les lignes d'échouage n'ont pas pu migrer loin de leur position initiale prescrite à la valeur observée. En raison de la procédure d'initialisation et de la résolution de grille plus grossière de PISM, certaines zones présentent un plus grand écart de la position initiale des lignes d'échouage. Néanmoins, il y a un bon accord général, y compris dans les régions d'intérêt particulier, comme le glacier Thwaites.

Par conception, les états initiaux créés par Úa et Elmer/Ice sont aussi proches que possible du régime stationnaire. Au cours d'une simulation de contrôle à forçage constant pour les deux modèles, il y a moins de 4,2 mm de changement dans le volume équivalent du niveau de la mer sur 100 ans. En outre, la position de la ligne d'échouage ne dévie que très peu de son emplacement initial, ne s'écartant en moyenne que de 12,6 m (Elmer/Ice) et de 2,1 m (Úa) sur 100 ans, ce qui est très faible par rapport à la résolution de la grille. Pour étayer davantage les résultats de cette étude, nous générons un état initial à l'aide de PISM, qui inclut l'histoire récente de la calotte glaciaire, et qui n'est donc pas en régime stationnaire (voir la Section 4.2.2). Cela nous permet d'examiner si les positions actuelles de la ligne d'échouage sont également réversibles lorsque le forçage transitoire est inclus, et est donc complémentaire aux perturbations de l'état stable dans les deux autres modèles. Nous tenons compte des divergences entre les modèles individuels en exécutant des simulations de contrôle parallèlement aux expériences de perturbation.

4.3.3 Protocole expérimental

Nous prenons les états initiaux de la calotte glaciaire présentés dans la section précédente. En général, il serait possible de perturber le système en utilisant un certain nombre de paramètres de contrôle différents dans les modèles. Étant donné le rôle important que les plateformes flottantes jouent sur la dynamique de la calotte glaciaire et plus particulièrement de la ligne d'échouage, par le biais de l'effet d'arc-boutant, nous choisissons ici de perturber le système en appliquant un changement dans les taux de fonte basale.

Nous appliquons cette perturbation dans les trois modèles en augmentant le champ lointain de température de l'océan qui détermine les taux de fonte calculés par le modèle de boîtes. Nous augmentons la température océanique d'entrée, qui est supposée être représentative des conditions en profondeur sur le plateau continental, de $[+1; +3; +5]$ °C tout autour de la calotte Antarctique. Cette perturbation de la température est appliquée pendant 20 ans pour créer un recul numériquement significatif de la ligne d'échouage. En appliquant différentes augmentations de la température de l'océan, nous sommes en mesure de tester la robustesse de cette petite perturbation et avons constaté qu'une perturbation de 5 °C sur 20 ans restait faible, c'est-à-dire qu'elle entraînait un déplacement faible, mais évident de la position de la ligne d'échouage. Après 20 ans, nous supprimons la perturbation et autorisons une phase de retour à l'équilibre de la simulation pendant 80 années (Figure 4.1). Nous prolongeons certaines simulations de 400 ans pour tester la robustesse de l'évolution de la ligne d'échouage sur des échelles de temps plus longues.

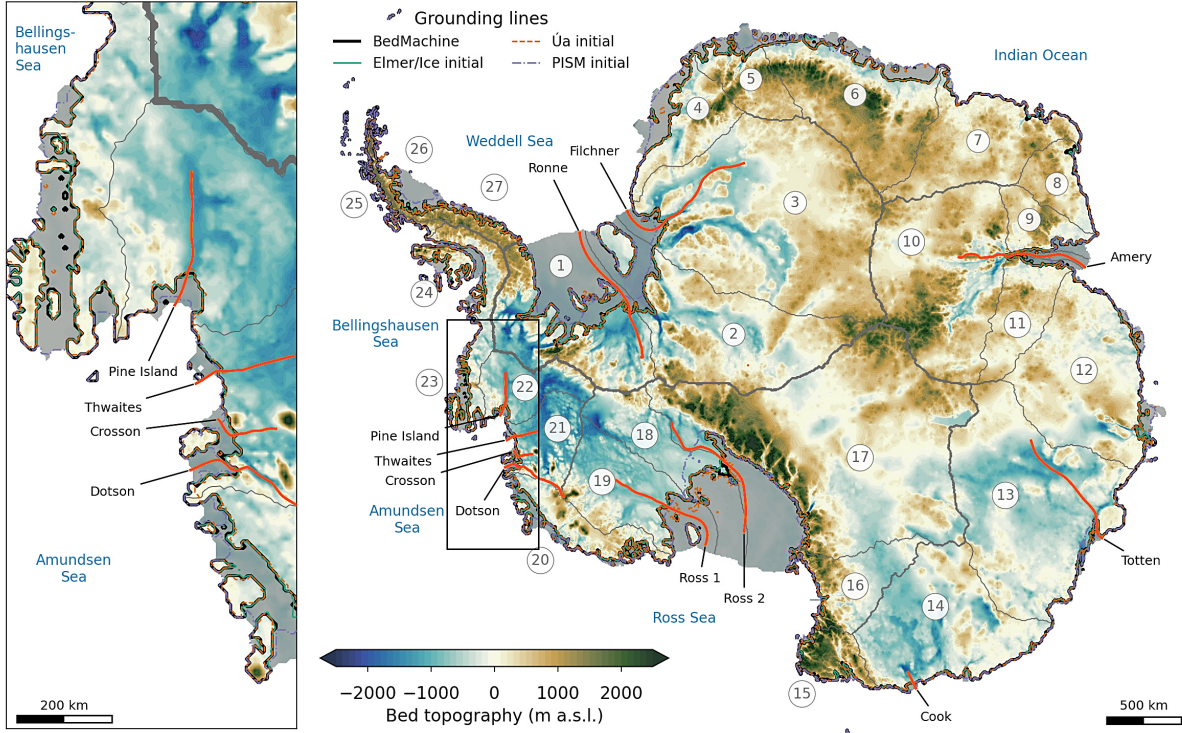


FIGURE 4.5 – Les positions initiales modélisées de la ligne d’échouage sont représentées par des lignes colorées, la position observée de la ligne d’échouage est représentée en noir. Les plateformes flottantes sont indiquées par un ombrage gris. Les lignes rouges indiquent les positions des transects présentés dans la Figure 4.10. Les lignes grises marquent les limites des bassins IMBIE : (Zwally et al., 2012). L’encart montre un zoom sur le secteur de la mer d’Amundsen en Antarctique de l’Ouest. Le fond est la topographie actuelle du socle de l’Antarctique (BedMachine ; Morlighem, 2020) montrant les régions où la topographie du socle est inférieure (ombrage bleu) et supérieure (ombrage brun) au niveau de la mer en mètres au-dessus du niveau de la mer (m a.s.l.).

En parallèle, nous effectuons une simulation de référence (simulation de contrôle) sans perturbation de la fonte.

Il existe des différences subtiles dans l’application de la perturbation de la fonte entre les modèles, en raison de leur initialisation. Comme Elmer/Ice et Úa incluent déjà une correction au bilan de masse, nous appliquons les anomalies de la fonte de la plateforme flottante en soustrayant un terme de perturbation au bilan de masse global, tel que :

$$\dot{m}_{pert} = \dot{m} - \Delta \dot{b}_{box}, \quad (4.2)$$

avec $\Delta \dot{b}_{box}(t) = \dot{b}_{box}^{pert}(t) - \dot{b}_{box}^{ref}(t)$ où \dot{b}_{box}^{pert} et \dot{b}_{box}^{ref} sont les taux de fonte perturbés et non perturbés, respectivement. Les \dot{b}_{box}^{pert} et \dot{b}_{box}^{ref} varient avec le temps, afin de tenir compte des changements de géométrie de la cavité qui influencent le calcul des taux de fonte dans le modèle de boîtes. Dans les simulations de contrôle et pendant la phase de retour à l’équilibre jusqu’à 500 ans, $\Delta \dot{b}_{box} = 0$. Dans PISM, aucune correction de ce type n’a été appliquée au bilan de masse ; au lieu de cela, les températures initiales dans le modèle de boîtes sont directement perturbées. Nous comparons la perturbation du bilan de masse basale appliquée dans les trois modèles et constatons qu’elle est comparable pour toutes les expériences (voir Figure 4.6).

Ici, nous utilisons le flux de glace intégré à travers la ligne d’échouage comme mesure de l’état du système, et pour déterminer la réversibilité de la position de la ligne d’échouage. En effet, le flux de glace est intrinsèquement lié à l’hypothèse MISI, selon laquelle le retrait

Indicator	Unit	Elmer/Ice R15	PISM	Úa	Reference	Source
Étendue de glace (totale)	10^6 km^2	13.57	13.59	13.57	13.52	Morlighem (2020)
Étendue de glace (flottantes)	10^6 km^2	1.50	1.07	1.51	1.50	Morlighem (2020)
Étendue de glace (posée)	10^6 km^2	12.07	12.52	12.05	12.03	Morlighem (2020)
Masse de glace	10^7 Gt	2.39	2.39	2.41	2.38 ± 0.04	Morlighem (2020)
Masse de glace au-dessus de la flottaison	10^7 Gt	2.05	2.05	2.03	2.09 ± 0.04	Morlighem (2020)
Masse de glace au-dessus de la flottaison	m SLE	56.7	56.47	56.06	57.9 ± 0.9	Morlighem (2020)
Flux de glace au travers de la ligne d'échouage	Gt a^{-1}	1633	2124	1727	1929 ± 40	Gardner et al. (2018)
Bilan de masse de surface (posée)	Gt a^{-1}	2076	2203	1873	1792	Melchior Van Wessem et al. (2018)

TABLE 4.2 – Comparaison des états initiaux créés à l’aide d’Elmer/Ice (l’état basé sur l’inversion R15), Úa et PISM. Toutes les variables, à l’exception du flux à travers la ligne d’échouage, ont été calculées sur la même grille de résolution de 2 km. Les valeurs de référence pour l’étendue de la glace (totale, flottante et posée) ont été calculées à l’aide du jeu de données BedMachine v2 (Morlighem, 2020), tandis que les valeurs de la masse de glace ont été tirées du Tableau S3 de (Morlighem, 2020) (m SLE, mètres d’équivalent niveau de la mer). Le flux total à travers la ligne d’échouage a été calculé dans chaque modèle respectif. Le flux à la ligne d’échouage observé provient de Gardner et al. (2018) et le bilan de masse total de surface provient de RACMO (Melchior Van Wessem et al., 2018).

sur un socle en pente rétrograde augmente le flux de glace car le flux est proportionnel à l’épaisseur. Un flux sortant plus important entraîne un amincissement en amont de la ligne d’échouage, il s’en suit alors une mise à la flottaison de zone posée et un nouveau retrait de la ligne d’échouage. Nous constatons que le flux de glace se rétablit plus rapidement après une perturbation que la surface posée ou le volume posé, en raison des longues échelles de temps nécessaires à l’épaississement et au ré-avancement de la ligne d’échouage. Dans les états initiaux stables de Úa et Elmer/Ice le flux de glace à travers la ligne d’échouage est par conception en équilibre avec l’accumulation de surface en amont. Une augmentation de la fonte de la plateforme flottante, et donc une réduction de l’effet d’arc-boutant, entraînera une augmentation du flux de glace. Si le flux à travers la ligne d’échouage revient à sa valeur initiale après la suppression de la perturbation, cela indique que la calotte glaciaire revient à un état stable avec un équilibre entre l’accumulation de surface dans les régions posées et le flux à la ligne d’échouage (il faut noter que l’accumulation intégrée sur la surface posée est légèrement modifiée par le mouvement de la ligne d’échouage). Nous supposons donc qu’un retour du flux à la ligne d’échouage indique que la ligne d’échouage est revenue à son comportement initiale ou qu’elle a commencé à se déplacer vers sa position initiale. Lorsque la ligne d’échouage ne recule pas davantage, cela signifie

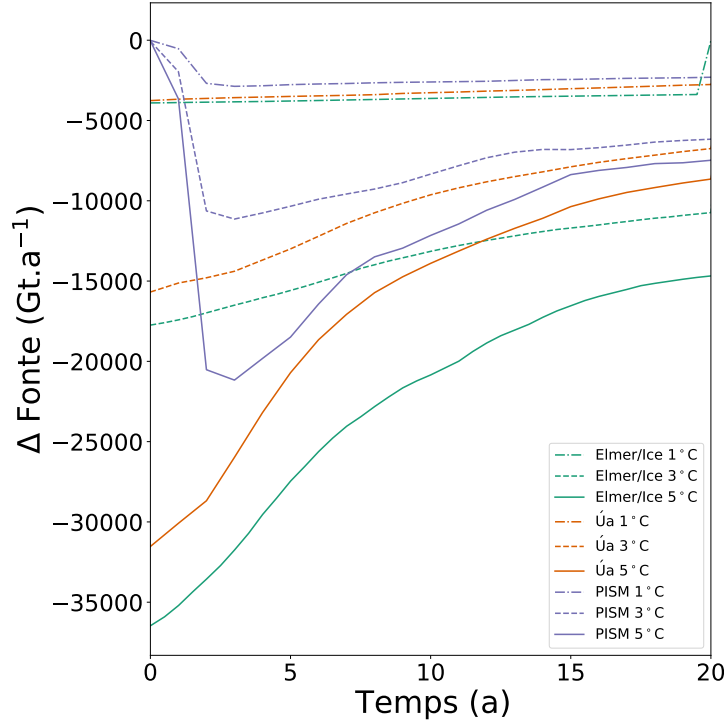


FIGURE 4.6 – Le changement du bilan de masse basale est indiqués pour les trois modèles et toutes les expériences de perturbation par rapport à leurs expériences de contrôle.

qu'elle a trouvé une nouvelle position stable. Si le flux s'éloigne de sa valeur initiale, la ligne d'échouage est instable. Pour étayer cette affirmation, nous examinons également la tendance de déplacement de la position de la ligne d'échouage après la suppression de la perturbation, qui est calculée comme le changement de la surface posée pour une longueur de ligne d'échouage constante. Bien que cet indicateur puisse être calculé par bassin, il donne une idée moyenne du déplacement de la ligne d'échouage mais ne représente pas les déplacements extrêmes ou ceux spécifiques à une ligne d'échouage.

Nous analysons également le retour à l'équilibre du flux de glace à la ligne d'échouage en calculant le temps *e-folding*, c'est-à-dire le temps nécessaire pour que le flux diminue d'un facteur e (nombre d'Euler; $\approx 2,17$). Pour ce faire, nous déterminons une fonction de décroissance exponentielle de la forme

$$\Delta Q(t) = \Delta Q_{\text{pert}} e^{-t/\tau} \quad (4.3)$$

à la variation du flux pendant la période de retour à l'équilibre de 80 ans, où ΔQ_{pert} est la variation du flux à la fin de la perturbation de 20 ans par rapport au flux initial non perturbé, t est le temps après la perturbation, et τ est le temps de retour à l'équilibre. Nous répétons ceci pour les trois modèles et les expériences de perturbation.

4.4 Résultats

Dans les sections suivantes, nous présentons les résultats de ces expériences de perturbation des lignes d'échouage actuelles de l'Antarctique. La Figure 4.7 montre le flux de glace intégré sur l'ensemble des lignes d'échouage de l'Antarctique dans chaque modèle pendant les expériences de perturbation. Nous présentons également les résultats intégrés sur les 27 bassins de IMBIE (Figure 4.5; Zwally et al., 2012), à l'exclusion des bassins 7, 8 et 25 qui ne contiennent que de petites plateformes flottantes. Des figures supplémentaires montrant le changement de position de la ligne d'échouage et le volume au-dessus de la

flottaison se trouvent dans l'Annexe A.

4.4.1 Calotte Antarctique

À l'échelle de l'Antarctique, tous les modèles et toutes les perturbations présentent une tendance similaire : une forte augmentation du flux de glace, atteignant un maximum à la fin de la période de perturbation de 20 ans, suivie d'une diminution exponentielle pendant les 80 années de retour à l'équilibre (Figure 4.7). L'amplitude de la réponse du flux aux perturbations de la fonte est comparable entre les trois modèles, en particulier pour l'expérience de température de 1 °C, dans laquelle le flux de glace a augmenté d'environ 300 Gt a⁻¹. Dans les scénarios de température plus élevée (3 °C et 5 °C), les réponses du flux divergent légèrement les uns des autres, PISM et Úa restent similaires, tandis qu'Elmer/Ice montre une augmentation plus forte. Cela est probablement dû à des différences sur la perturbation de la fonte basale implémentée dans chaque modèle, qui diverge également avec l'amplitude de la perturbation (voir Figure 4.8).

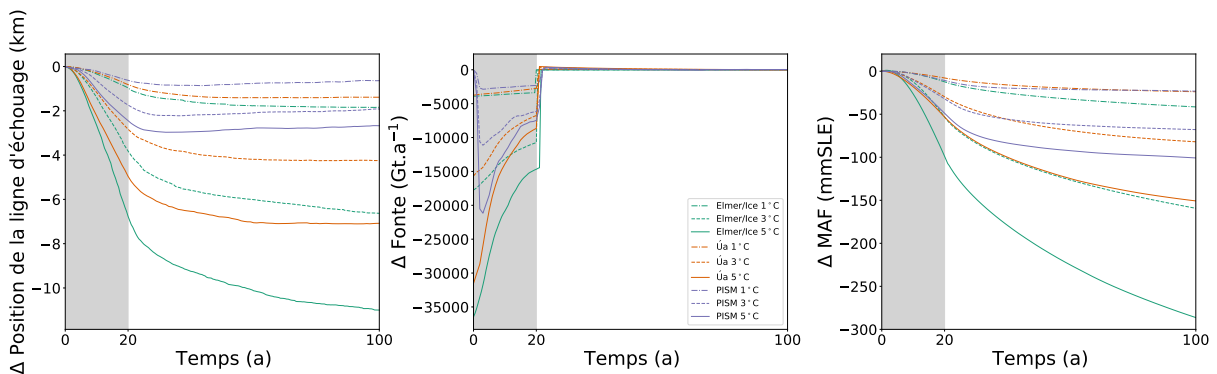


FIGURE 4.8 – Le changement de la position de la ligne d'échouage, le changement du bilan de masse basale et le changement du volume en équivalent niveau des mers sont indiqués pour les trois modèles et toutes les expériences de perturbation par rapport à leurs expériences de contrôle.

Après la suppression de la perturbation, le flux de glace à l'échelle de l'Antarctique diminue de manière exponentielle dans tous les modèles de calotte, tendant vers sa valeur initiale. Le temps *e-folding* déterminé par la constante τ de l'équation (4.3) à partir du flux révèle que le temps de retour à l'équilibre à l'échelle de l'Antarctique est en accord entre les différents modèles, allant de 9 à 20 ans, et est largement indépendant de l'amplitude de la perturbation (Figure 4.7, panneau inférieur). Pendant la période de retour à l'équilibre de 80 ans, le flux diminue rapidement, mais n'est pas entièrement récupéré. Pour vérifier s'il est capable de se rétablir complètement, nous avons étendu à 500 ans la période de retour à l'équilibre dans les simulations à 5 °C de tous les modèles et nous avons constaté que le flux à l'échelle de l'Antarctique revient à 3,5 % de sa valeur initiale (voir la Figure 4.9). Parallèlement à l'évolution du flux de glace, le recul total de la ligne d'échouage et le volume de glace montrent des tendances similaires : recul rapide et réduction du volume de glace pendant la perturbation, après quoi les taux de recul diminuent et les lignes d'échouage commencent un lent retour en direction de leurs positions initiales.

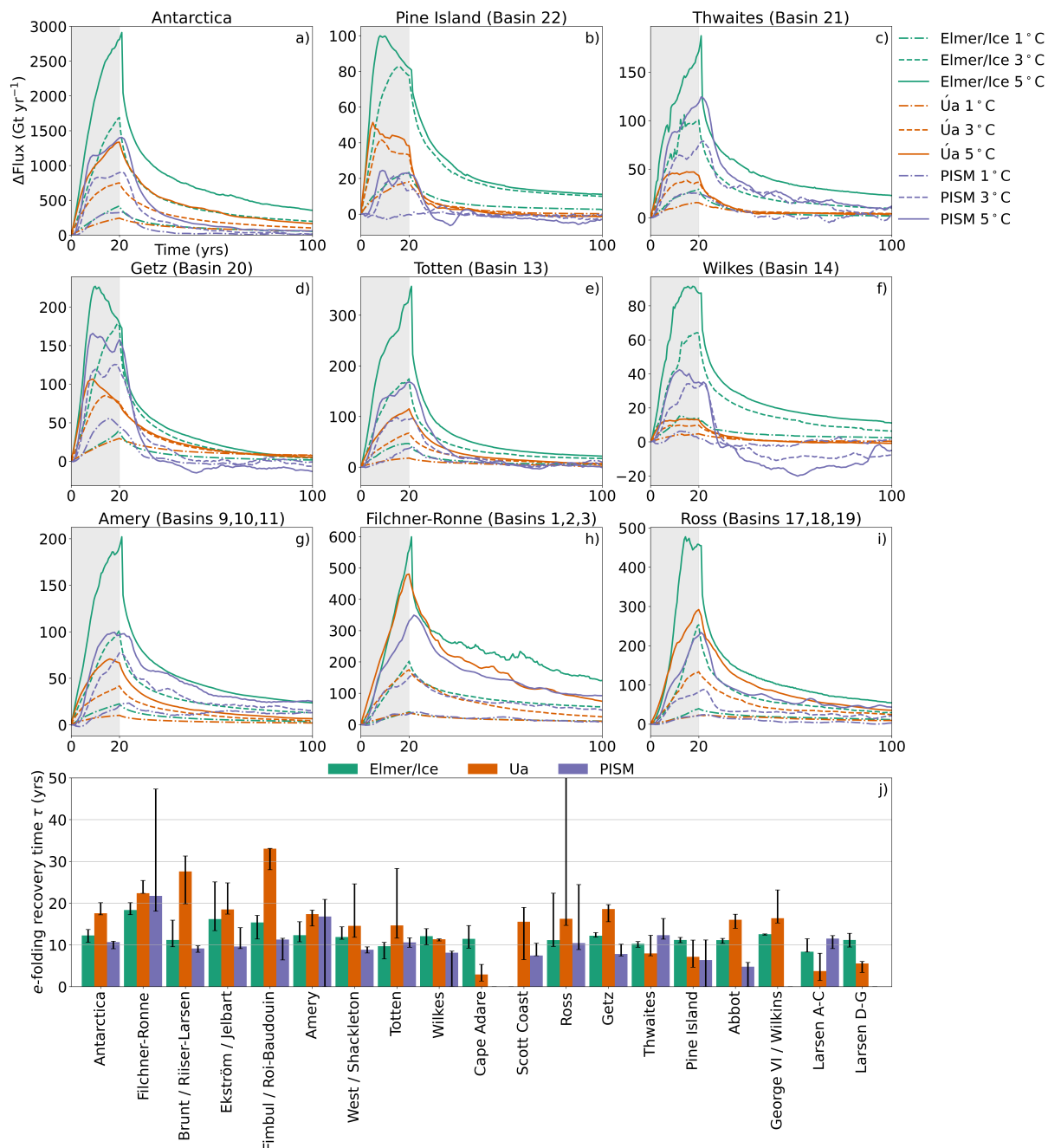


FIGURE 4.7 – Variations du flux de glace au travers de la ligne d'échouage pour les simulations perturbées utilisant les trois modèles de calotte. Les trois expériences de perturbation de la température (1 °C, 3 °C, 5 °C) sont présentées pour des bassins individuels sélectionnés. Pour des raisons de facilité, nous avons fusionné les résultats des bassins se déversant dans les plateformes flottantes Amery, Filchner-Ronne et Ross. Voir la Figure 4.13 pour d'autres bassins. Les flux PISM sont lissés en utilisant un filtre de moyenne courante de 5 ans. La période de perturbation est indiquée en gris. Le graphique à barres montre le temps *e-folding*. Chaque barre indique le temps de réponse médian des trois expériences (1 °C, 3 °C, 5 °C) pour chaque modèle, et les barres d'erreur indiquent la plage. Les barres ne sont pas représentées pour les modèles individuels de certains bassins (par exemple Cape Adare pour PISM) où l'ajustement exponentiel au changement de flux de glace a été jugé médiocre et la valeur R^2 est inférieure à 0,8. Il y a quatre expériences individuelles pour PISM où les résultats du flux sont bruités (en raison d'une résolution de grille trop grossière) de sorte que l'ajustement exponentiel pour cette perturbation de température individuelle a une valeur de $R^2 < 0,8$ (voir Figure A.2). Nous avons fixé la valeur minimale de la limite inférieure des barres d'erreur à zéro, car une valeur négative n'aurait pas de sens.

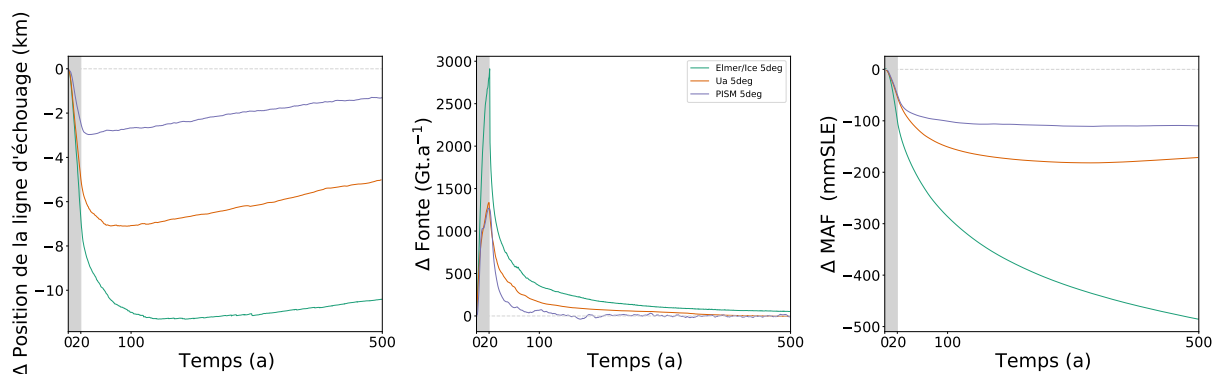


FIGURE 4.9 – Déplacements de la ligne d'échouage, flux au travers de la ligne d'échouage et perte de masse à l'échelle de l'Antarctique étendus à 500 ans pour les trois modèles pour l'expérience de perturbation de 5 °C.

Bien qu'elles ne se rétablissent pas complètement en 80 ans, en raison d'un temps de réponse plus important, il n'y a aucune indication d'un retrait accéléré à l'échelle de l'Antarctique (voir la Figure 4.8). Le retour à l'équilibre du flux de glace, avec un temps *e-folding* court de deux décennies, indique que la majorité des lignes d'échouage de l'Antarctique sont stables pour la géométrie actuelle lorsqu'elles sont perturbées par une fonte plus importante sous les plateformes flottantes. Si une majeure partie des lignes d'échouage de l'Antarctique étaient instables, c'est-à-dire si le flux de glace augmentait en s'éloignant de la valeur initiale, nous nous attendrions à un retour à l'équilibre plus lent ou inexistant du flux de glace total de l'Antarctique. En effet, l'évolution du flux de glace pour les bassins individuels (dans tous les modèles) semble montrer une diminution exponentielle après la suppression de la perturbation (Figure 4.7). Cependant, certains bassins se rétablissent plus rapidement que d'autres. Dans le reste de cette section, nous explorons plus en détail la réponse individuelle des bassins.

4.4.2 Secteur de la baie de la mer d'Amundsen

Le secteur de la baie de la mer d'Amundsen (ASE) englobe les bassins de drainage de Pine Island, Thwaites et Getz (numéros de bassin 20 à 22 sur la Figure 4.5) et présente un intérêt particulier, car il draine la glace des régions marines de la calotte de l'Antarctique de l'Ouest. Pour ces trois bassins, ces résultats montrent une décroissance exponentielle rapide du flux de glace après la perturbation de 20 ans. Ce retour à l'équilibre rapide est également reflété dans les temps *e-folding* médians pour les trois modèles et les trois bassins du secteur ASE, qui sont inférieurs à 20 ans. En plus des réponses du flux à l'échelle du bassin présenté dans la Figure 4.7, nous extrayons les profils le long de quatre lignes de courant sur des glaciers dans le secteur de la baie d'Amundsen (Figure 4.10) pour montrer la réponse d'un transect vertical le long des plateformes flottantes à quatre moments critiques de l'expérience 5 °C. Ces lignes d'écoulement ont été directement interpolées à partir des grilles du modèle original. Nous notons qu'il y a quelques différences dans la géométrie du socle entre les modèles dues aux différentes résolutions et méthodes d'interpolation utilisées par chaque modèle.

Pour le glacier de Pine Island, la position initiale de la ligne d'échouage dans $\hat{U}a$ est proche des observations, tandis que dans Elmer/Ice et PISM, les positions initiales de la ligne d'échouage sont situées en aval qui se trouve au niveau d'une crête (Figure 4.10a). Malgré leurs positions de départ différentes, les lignes d'échouage d'Elmer/Ice et de $\hat{U}a$ reculent d'environ 3 à 7 km pendant la perturbation (Figure 4.11) à travers des sections de topographie du socle en pente rétrograde. La ligne d'échouage de PISM recule le long d'une section de pente prograde jusqu'au sommet de la crête. Après la suppression de la

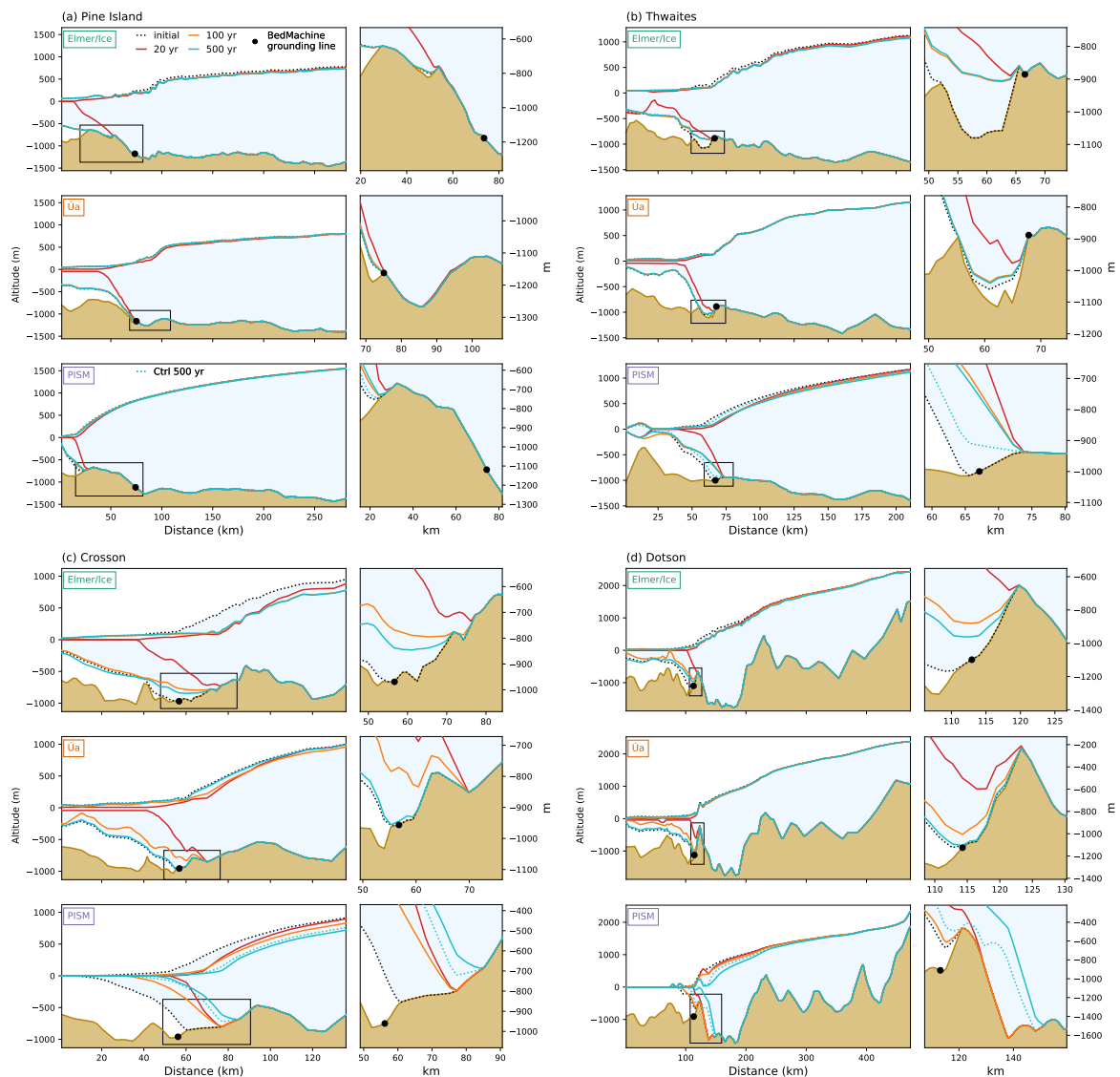


FIGURE 4.10 – Profils du secteur de la baie de la mer d’Amundsen (ASE) pour les trois modèles à différents intervalles de temps pendant l’expérience de $5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Les géométries de la calotte à l’état initial (ligne pointillée remplie de bleu clair), à la fin de la perturbation à 20 ans (ligne rouge), après 80 ans de retour à l’équilibre à 100 ans (ligne orange), et après 500 ans (ligne cyan) sont représentées. Les positions des lignes d’échouage observées (BedMachine) sont indiquées par des points noirs. Les petits panneaux montrent un zoom dans la région marquée par les carrés noirs. Les positions des profils sont indiquées dans la Figure 4.5. La résolution de ces lignes d’écoulement dépend de la résolution horizontale de chaque modèle, expliquant ainsi les différences dans la topographie basale.

perturbation, tous les modèles montrent que les lignes d'échouage reviennent vers leurs positions initiales. Pour les trois modèles, la perturbation de 5 °C provoque l'amincissement progressif de la plateforme flottante jusqu'à sa disparition totale, puis son retour proche de son épaisseur initiale. Le flux à la ligne d'échouage (Figure 4.7) présente clairement une forme en V inversée (augmentation jusqu'à 20 ans, puis diminution), où \dot{U}_a et PISM montrent que le flux est revenu à un niveau inférieur à la simulation de contrôle (PISM) ou à 0,7 % (\dot{U}_a) du flux initial 30 ans seulement après la suppression de la perturbation (année 50). Cependant, le retour à l'équilibre est plus lent dans Elmer/Ice, ce qui se reflète par un temps *e-folding* plus long (environ 11 ans) par rapport à PISM (environs 7 ans) et \dot{U}_a (environs 6 ans) et le flux à 100 ans reste 10 % plus élevé que le flux initial.

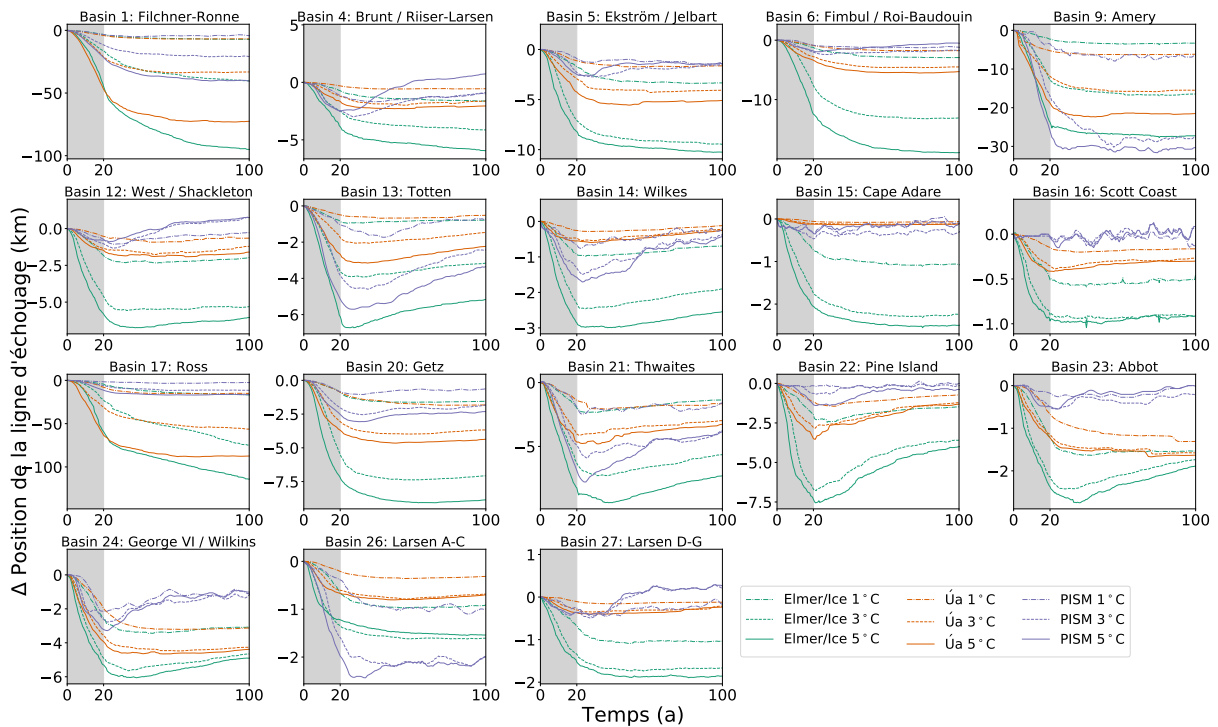


FIGURE 4.11 – Changement de la position de la ligne d'échouage pour les bassins de drainage individuels. Les résultats sont présentés pour les trois modèles et toutes les expériences de perturbation par rapport à leurs expériences de contrôle.

Les résultats pour le glacier Thwaites sont similaires à ceux de Pine Island (Figure 4.10b). Pendant la perturbation, les lignes d'échouage du bassin Thwaites (y compris celles des plateformes flottantes Dotson et Crosson) reculent d'environ 4 à 9 km (Figure 4.11) et le flux de glace à travers la ligne d'échouage augmente entre 50 et 170 Gt a^{-1} . Après la suppression de la perturbation, les flux à la ligne d'échouage reviennent à leurs valeurs initiales pour les trois modèles et les temps de réponse sont de 8 à 15 ans (Figure 4.7). Sur le glacier Thwaites en particulier (Figure 4.10b), les positions initiales de la ligne d'échouage pour les trois modèles sont proches, moins de 20 km d'écart. Cette position est légèrement en aval de la position observée de la ligne d'échouage au niveau d'une crête. Le recul pendant la perturbation ne se fait pas sur une section de pente rétrograde du socle, mais reste en aval d'une deuxième crête topographique (située à 70 km le long du profil). Il est intéressant de noter que tous les modèles reculent jusqu'à la position observée de la ligne d'échouage, ou très près de celle-ci. Pour PISM et \dot{U}_a , la plateforme flottante s'amincit fortement pendant la perturbation, alors que dans Elmer/Ice, la plateforme flottante est relativement épaisse dans l'état initial et ne disparaît pas pendant la perturbation mais l'amincissement de quelques centaines de mètres semble comparable entre les 3 modèles. Après la fin de la perturbation, la plateforme flottante retrouve sa

forme initiale dans tous les modèles. Dans PISM et $\dot{U}a$, les lignes d'échouage retrouvent complètement leur position initiale (dans les 100 ans pour $\dot{U}a$ et dans les 500 ans pour PISM). Le retour à l'équilibre dans Elmer/Ice est plus lent que dans $\dot{U}a$, ce qui correspond à un temps *e-folding* plus long sur l'ensemble du bassin de Thwaites (Figure 4.7).

Un comportement similaire est également observé pour les plateformes flottantes Crosson et Dotson pour Elmer/Ice et $\dot{U}a$ (Figs. 4.10c-d). La plateforme flottante s'amincit et la ligne d'échouage recule sur une pente prograde pendant la perturbation. La ligne d'échouage ré-avance après la disparition de la perturbation. Dans le modèle $\dot{U}a$, elle revient complètement à sa position initiale après 500 ans. La même tendance après 100 ans pour Elmer/Ice indique un comportement similaire. En revanche, les lignes d'échouage de Crosson et de Dotson dans PISM montrent des signes d'instabilité, c'est-à-dire qu'après la suppression de la perturbation, la ligne d'échouage continue de reculer et la surface de la glace s'amincit. Ce recul supplémentaire se reflète également dans le temps de retour à l'équilibre plus long du bassin de Thwaites pour PISM (Figure 4.7), qui comprend les plateformes flottantes Crosson et Dotson. En supplément, nous présentons des profils de l'épaisseur de la glace, des taux de changement de l'épaisseur de la glace et des positions des lignes d'échouage pour les expériences de perturbation dans PISM dans la Figure A.6. Pour les plus petites perturbations de température (< 3 °C), l'amincissement et le retrait continuent après la suppression de la perturbation. Cependant, dans les perturbations les plus fortes (5 °C), le signal est plus faible et la ligne d'échouage semble avoir atteint une position stable. Nous soupçonnons que les lignes d'échouage des plateformes flottantes Crosson et Dotson dans l'état de référence PISM subissent un retrait accéléré après avoir franchi un seuil critique local. Cependant, il est important de noter que les lignes d'échouage initiales du modèle PISM sont plus avancées par rapport à celles observées et celles des deux autres modèles. La ligne d'échouage de Crosson atteint finalement une position quelques dizaines de kilomètres en amont correspondant à une position très similaire à la ligne d'échouage observée, ce qui suggère que la position de la ligne d'échouage observée est effectivement stable (Figure 4.10c). Les simulations sur le long terme (15 000 ans) avec le forçage climatique actuel montrent également que les lignes d'échouage de Crosson et de Dotson restent (en l'absence de forçage supplémentaire) à cette position (Figure Supplémentaire A.6).

Pour d'autres bassins de cette région de l'Antarctique de l'Ouest, la plateforme Getz (Figure 4.7) et celles du secteur de la mer de Bellingshausen (bassins 23 et 24 dans la Figure 4.13 supplémentaire) présentent des résultats similaires, c'est-à-dire que le flux de glace tend vers sa valeur initiale, les lignes d'échouage reprennent leur position initiale (Figure 4.11), et les temps de réponse sont inférieurs à 20 ans (Figure 4.7). En résumé, malgré le fort amincissement des plateformes flottantes exerçant un effet d'arc-boutant et le recul associé des lignes d'échouage dans le secteur de la baie d'Amundsen pendant les expériences de perturbation, nous constatons que les lignes d'échouage reviennent à leurs positions initiales après la suppression de la perturbation et le retour de l'effet d'arc-boutant.

4.4.3 Antarctique de l'Est

Outre le fort signal de retour à l'équilibre observé en Antarctique de l'Ouest, un certain nombre de bassins de l'Antarctique de l'Est présentent une réponse similaire aux perturbations du taux de fonte. En particulier, les bassins de Wilkes, Totten et Amery présentent tous une décroissance exponentielle rapide du flux après la suppression de la perturbation, ce qui se reflète dans leurs temps de réponse courts, dans la plupart des cas < 20 ans (Figure 4.7). Dans les 100 ans, le flux dans ces bassins semble être réversible dans $\dot{U}a$ et PISM, tandis que dans Elmer/Ice, le flux est réversible dans les 500 ans

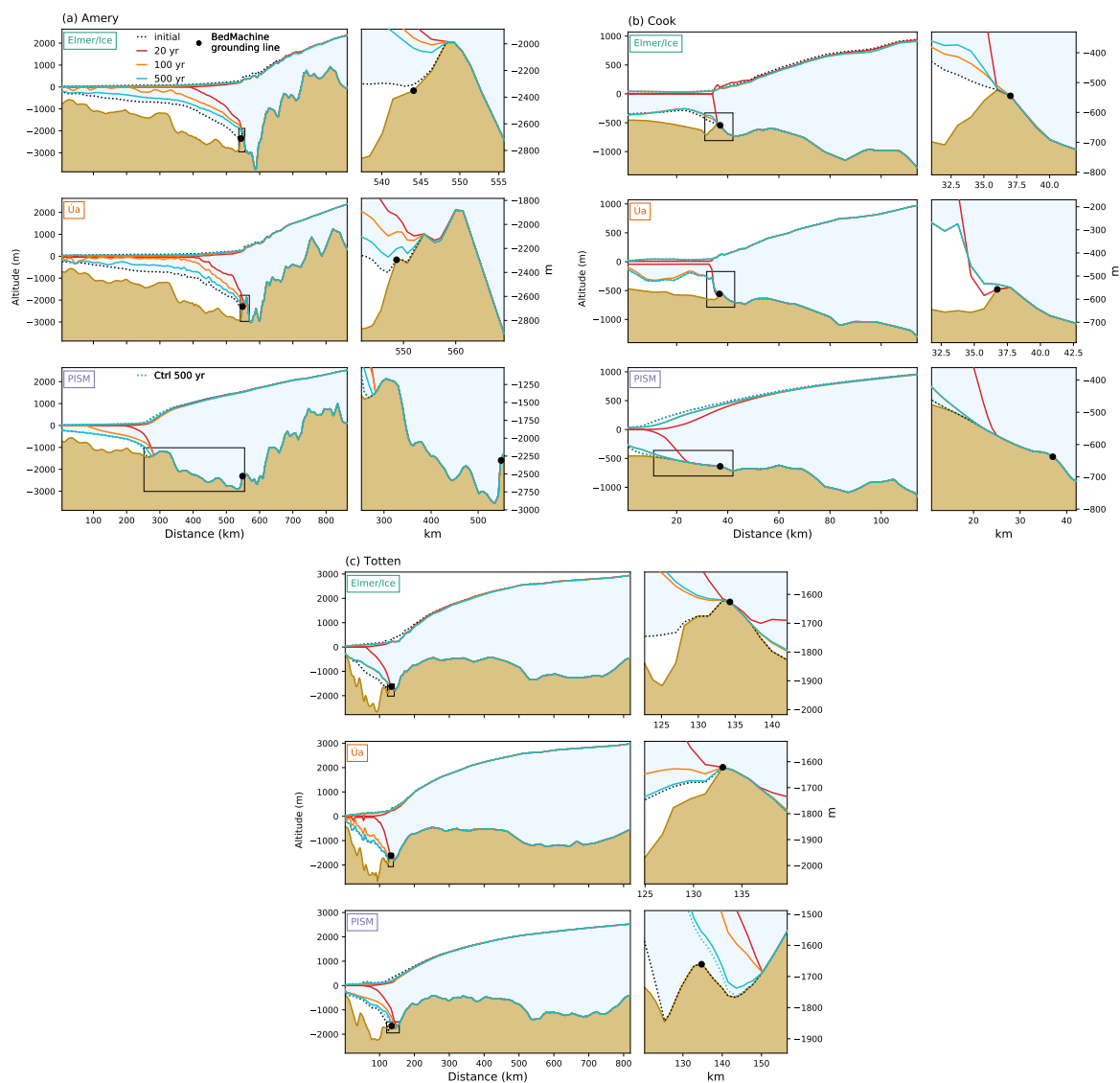


FIGURE 4.12 – Profils des plateformes flottantes Amery, Cook et Totten pour les trois modèles à différents intervalles de temps pendant l'expérience de $5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Les géométries des calottes de l'état initial (ligne pointillée remplie de bleu clair), à la fin de la perturbation (ligne rouge), après 80 ans de relâchement (ligne orange), et après 500 ans (ligne cyan) sont représentées. Les petits panneaux montrent un zoom dans la zone de la ligne d'échouage marquée par les carrés noirs. La résolution de chaque profil dépend de la résolution du modèle. Les positions des profils sont indiquées dans la Figure 4.5.

(Figure A.5). Parallèlement, ces bassins présentent un signal fort de ré-avancement de la ligne d'échouage après la suppression de la perturbation (Figure 4.11). Ce phénomène est également évident sur certains profils des glaciers de Totten et Cook (Figure 4.12b-c). Sur ces deux glaciers, la perturbation la plus forte (5 °C) entraîne la perte totale des plateformes flottantes. Malgré cela, à 100 ans, les plateformes flottantes ont presque retrouvé leur ancienne épaisseur de glace et les positions de leur ligne d'échouage. Sur le glacier Cook, la ligne d'échouage est entièrement revenue à sa position initiale après 500 ans dans Úa et PISM et dans Elmer/Ice, elle tend vers sa position initiale. Nous notons que PISM montre un retrait durant la perturbation et un ré-avancement lors du retour à l'équilibre sur une zone de socle rétrograde du glacier Cook (Mengel and Levermann, 2014), mais ce retrait ramène la ligne d'échouage à la même position de départ que celle dans Úa et Elmer/Ice. Sur le glacier Totten, tous les modèles commencent à proximité de la position observée de la ligne d'échouage, et reculent d'environ 3 à 6 km vers l'intérieur des terres (Figure 4.11). Une fois la perturbation supprimée, Úa et Elmer/Ice se rétablissent complètement après 500 ans (Figure 4.12). La plateforme flottante dans PISM s'est épaissie, mais la ligne d'échouage n'est pas revenue à sa position initiale après 500 ans. Cependant, la ligne d'échouage s'est déplacée dans la simulation de contrôle et s'est approchée du même endroit après 500 ans, elle peut donc être considérée comme réversible.

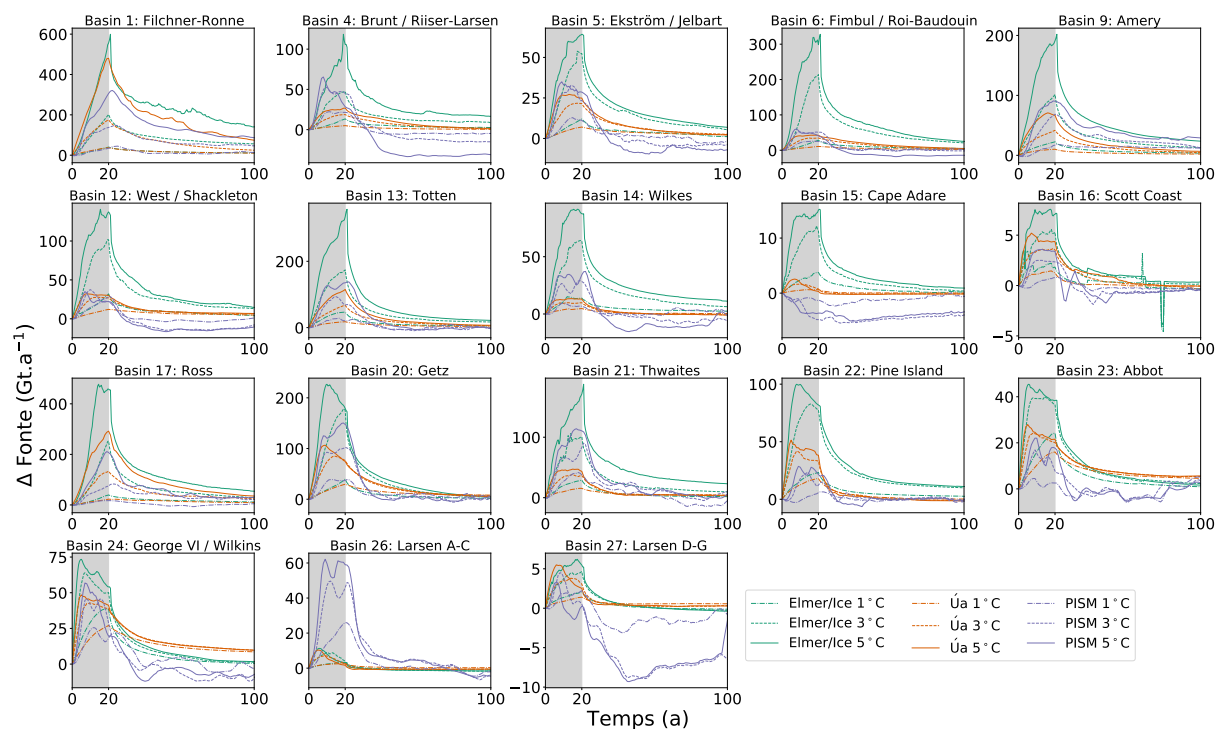


FIGURE 4.13 – Changement du flux de la ligne d'échouage pour les bassins de drainage individuels. Les résultats sont présentés pour les trois modèles et toutes les expériences de perturbation par rapport à leurs expériences de contrôle.

Sur la plateforme flottante d'Amery, le flux de glace s'est presque entièrement rétabli en 100 ans, mais la ligne d'échouage n'a pas retrouvé sa position initiale. Cependant, elle semble avoir trouvé une nouvelle position stable à une faible distance en amont de la position initiale (environ < 10 km) sur laquelle elle se stabilise (Figure 4.12a). Nous notons qu'un certain nombre de bassins plus petits entourant Totten, Wilkes et Amery (bassins 12, 15 et 16) montrent un retour à l'équilibre similaire du flux de glace dans un délai d'environ < 20 ans et une nouvelle avancée des lignes d'échouage.

Dans la région de la Terre de Dronning Maud en Antarctique de l'Est (bassins 4, 5 et

6), le signal de retour à l'équilibre est similaire ; les trois modèles de calotte montrent une augmentation du flux de glace et un recul de la ligne d'échouage pendant la perturbation. Une tendance à la diminution du flux de glace est visible après la suppression de la perturbation (figures supplémentaires 4.11 et 4.13). En général, le retour à l'équilibre de la position de la ligne d'échouage est plus lent dans ces bassins, comme le reflètent leurs temps de retour à l'équilibre qui sont souvent de > 15 ans, en particulier dans Úa (Figure 4.7). Cependant, la période de relaxation prolongée montre que le flux dans l'expérience 5 °C récupère à moins de 3 % de sa valeur initiale pour tous les modèles et les trois bassins (4-6). Dans le même temps, toutes les lignes d'échouage reprennent lentement leur position initiale et ne montrent aucun signe de recul accéléré. Nous notons que ces bassins ne sont pas considérés comme vulnérables au MISI (Morlighem, 2020), et présentent actuellement un gain de masse plutôt qu'une perte (Rignot et al., 2019).

4.4.4 Secteurs de la plateforme flottante de Filchner-Ronne et de Ross

Ailleurs, les grands bassins qui se déversent dans les plateformes flottantes Filchner-Ronne et Ross présentent un comportement plus compliqué. En général, nous ne voyons pas de signes forts d'instabilité, c'est-à-dire que le flux à la ligne d'échouage décroît vers sa valeur initiale après la suppression de la perturbation, comme pour les bassins précédemment discutés. Cependant, pour le bassin de Filchner-Ronne en particulier, le flux de glace pour tous les modèles reste à 20-40 % au-dessus de sa valeur initiale après la période de relaxation de 80 ans dans l'expérience à 5 °C, et tous les modèles montrent des temps de réponse d'environ 20 ans (Figure 4.7). De plus, tous les modèles montrent des signes de recul supplémentaire après la suppression de la perturbation (entre 20 et 100 ans dans la Figure 4.11), mais à un rythme réduit. Cependant, nous constatons que dans ces simulations étendues (pour 5 °C), les lignes d'échouage (1) soit ont tendance à ré-avancer vers leur position initiale, (2) soit présentent une ré-avance de plusieurs kilomètres avant de sembler atteindre une nouvelle position stable (Figure A.4), (3) soit s'installent sur une position légèrement en retrait à une courte distance à l'intérieur des terres. Dans aucun cas, nous ne constatons un recul supplémentaire vers l'intérieur des terres à la fin des simulations après 500 ans. Pour les bassins de Filchner-Ronne et de Ross, le flux diminue à moins de 10 % (Elmer/Ice), 4,5 % (PISM), ou en dessous (Úa) de sa valeur initiale après 500 ans.

Nous représentons les profils suivants des lignes de courant aux principaux points de sortie alimentant les grandes plateformes flottantes de Filchner-Ronne et de Ross (voir Figure 4.14). Pour les deux profils alimentant la plateforme flottante de Ross et la plateforme flottante de Ronne, tous les modèles montrent des signes d'amincissement et un certain retrait supplémentaire après la suppression de la perturbation (entre 20 et 100 ans). Cependant, au cours de la période de relaxation prolongée (100 à 500 ans), les plateformes de glace recommencent à s'épaissir et les lignes d'échouage ne reculent pas plus loin en amont. Dans le profil de Filchner, nous observons un comportement similaire, avec un retrait supplémentaire après la fin de la perturbation (20 ans). Les lignes d'échouage dans PISM et Elmer/Ice ne reculent pas davantage après 100 ans, mais restent dans la même position (légèrement à l'intérieur des terres). Dans Úa, la ligne d'échouage commence à ré-avancer et retrouve presque sa position initiale après 500 ans. Dans l'ensemble, il n'y a pas de signe de recul accéléré dans ces bassins, même si les lignes d'échouage des plus grandes plateformes flottantes semblent présenter une inertie plus importante à se remettre d'une perturbation.

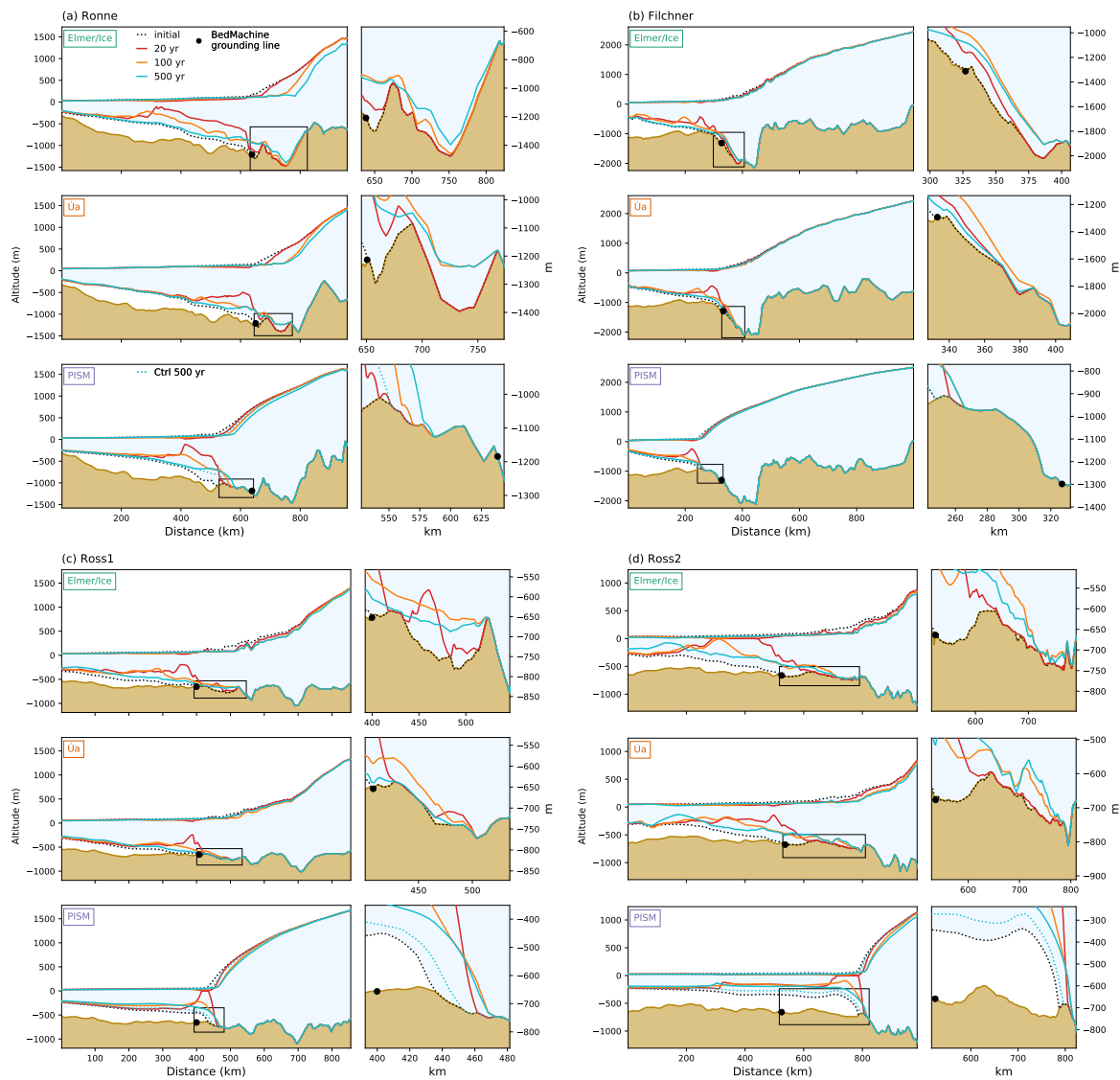


FIGURE 4.14 – Profils des plateformes flottantes de Ronne, Filchner et Ross pour les trois modèles à différents intervalles de temps pendant l’expérience de 5 °C. Les géométries des calottes de l’état initial (ligne pointillée remplie de bleu clair), à la fin de la perturbation (ligne rouge), après 80 ans de relâchement (ligne orange), et après 500 ans (ligne cyan) sont représentées. Les petits panneaux montrent un zoom dans la zone de la ligne d’échouage marquée par les carrés noirs. La résolution de chaque profil dépend de la résolution du modèle. Les positions des profils sont indiquées dans la Figure 4.5.

4.5 Discussion

À l’aide de trois modèles de calotte glaciaire, nous avons appliqué des perturbations de la fonte basale de manière à réaliser un déplacement de faible amplitude de la position actuelle des lignes d’échouage de l’Antarctique, cela afin d’évaluer leur régime de stabilité actuel. Ces résultats montrent que la plupart des lignes d’échouage, y compris celles des principaux bassins marins de l’Antarctique de l’Ouest, sont capables de revenir à leurs positions initiales lorsque la perturbation de la fonte induite par l’océan est supprimée, et peuvent donc être considérées comme stables. Ceci est clairement démontré par la décroissance exponentielle rapide (temps *e-folding* de < 20 ans) du flux de glace à la ligne d’échouage (notre indicateur de l’état du système) vers sa valeur initiale après la suppression de la perturbation, à la fois pour l’ensemble de la calotte glaciaire et

pour la plupart des bassins individuels. Ces résultats ont également montré que les lignes d'échouage individuelles peuvent revenir vers leurs anciennes positions (Figure 4.10) en moins de 100 ans, en particulier dans les petits bassins/plateformes flottantes, alors que les grands bassins ré-avancent à un rythme plus lent. Il est important de noter qu'il n'y a aucun signe de recul accéléré. Cette conclusion est encore renforcée par les simulations de PISM. Par construction, si la procédure de spin-up utilisée dans PISM force le modèle à un état stable, il lui sera alors possible de retrouver un état stable après perturbation. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de perturber davantage un tel état pour déterminer s'il est stable ou instable. En effet, PISM est capable de trouver un état d'équilibre, qui reproduit fidèlement les lignes d'échouage actuelles dans les conditions climatiques actuelles, ce qui permet de conclure qu'elles sont stables (voir l'Annexe de Urruty et al. (in review)). Dans l'ensemble, nous avons montré que les positions des lignes d'échouage actuelles sont stables dans leur géométrie actuelle, en l'absence de tout forçage externe actuel. Cependant, il est impératif que ce résultat soit compris dans le contexte et les limites de ces états initiaux construits pour être stables.

L'état actuel de la calotte glaciaire de l'Antarctique n'est pas en régime stationnaire ; les zones du secteur de la baie d'Amundsen en particulier s'amincissent à un rythme de plusieurs mètres par an (Rignot et al., 2019). Pour évaluer la stabilité des lignes d'échouage dans leur géométrie actuelle, nous avons besoin d'un modèle en régime stationnaire. Comme nous l'avons déjà mentionné, cela permet d'exclure le rôle du forçage externe (c'est-à-dire le réchauffement de l'atmosphère et des océans) et d'évaluer si les lignes d'échouage actuelles ont déjà franchi un point de basculement. Pour amener Elmer/Ice et Úa à l'état d'équilibre, il faut apporter une petite correction au bilan de masse imposé dans ces modèles. Celle-ci s'élève à 76 Gt an^{-1} dans Elmer/Ice et 81 Gt an^{-1} dans Úa, ce qui représente respectivement 4,2 % et 4,5 % du bilan de masse total de surface (Tableau 4.2). Comparé à l'impact de la perturbation sur le flux, ce déséquilibre ne représente que 3 à 5 % dans les expériences à $5 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figure 4.7). Pour les perturbations plus petites, le rapport est plus important, mais inférieur à 15-30 %. Bien que la correction du bilan de masse de cette manière permette à la géométrie des lignes d'échouage modélisées de rester proches des observations, le compromis est une calotte qui ne reproduit pas le déséquilibre réel entre le flux de glace à travers la ligne d'échouage et le bilan de masse de surface intégré en amont. Ce déséquilibre dans les flux de glace actuels (c'est-à-dire que l'accumulation intégrée sur la zone posée est inférieure au flux intégré à la ligne d'échouage) souligne clairement que les lignes d'échouage actuelles sont, et continueront probablement, à reculer au cours des prochaines décennies. Ces résultats ne suggèrent pas le contraire, mais seulement que le recul actuel est dû à un forçage externe plutôt qu'à une instabilité induite par la géométrie de la calotte glaciaire. Dans ce cas, nous pouvons conclure que la ligne d'échouage n'a pas encore franchi un point de basculement. Il faut noter que pour tirer cette conclusion, notre méthodologie exige que les points de basculement de la calotte glaciaire réelle (1) soient correctement représentés dans ces états initiaux et (2) n'aient pas été altérés par des modifications trop importantes de l'un des paramètres de notre modèle pour obtenir un état stable. Nous avons atteint ces deux objectifs en créant des états initiaux aussi proches que possible des observations actuelles, et en appliquant une petite correction au bilan de masse de la surface afin d'amener Úa et Elmer/Ice dans un état stationnaire.

Étant donné l'impact continu des changements du forçage climatique externe sur la calotte de l'Antarctique, il est important de déterminer si les conditions climatiques actuelles sont suffisantes pour forcer les lignes d'échouage à franchir un état critique du système et à s'engager dans un retrait irréversible. Cette question est abordée dans l'article Reese et al. (2022), en effectuant des simulations à l'échelle de plusieurs millénaires à l'aide du modèle PISM afin d'évaluer si les lignes d'échouage actuelles de l'Antarctique sont vouées à être instables sous le forçage climatique actuel. En effet, il est montré que lorsque les

facteurs climatiques externes actuels sont présents, les lignes d'échouage actuelles peuvent éventuellement être forcées dans des régions de la topographie du socle dans lesquelles les lignes d'échouage deviennent alors instables. Ainsi, certaines lignes d'échouage sont vouées à devenir instables à moins que le forçage climatique actuel ne soit inversé. Cela corrobore les suggestions précédentes selon lesquelles les conditions climatiques actuelles pourraient être suffisantes pour déclencher un retrait rapide des lignes d'échouage dans l'Antarctique de l'Ouest sur le long terme (Garbe et al., 2020; Golledge et al., 2021; Joughin et al., 2014).

Il peut paraître surprenant que les résultats révèlent que le secteur de la baie d'Amundsen de l'Antarctique de l'Ouest présente des positions réversibles des lignes d'échouage en réponse à une petite perturbation de leur position, et sont donc stables dans leur géométrie actuelle. Ceci est clairement reproduit dans les trois modèles de flux de glace. Parallèlement, les glaciers de Pine Island et de Thwaites ont des temps de réponse rapides, ce qui est cohérent avec les résultats de Levermann and Feldmann (2019). Cette réversibilité est évidente même pour la perturbation la plus forte, dans laquelle un certain nombre de petites plateformes flottantes disparaissent entièrement pendant la période de perturbation. Un certain nombre d'études antérieures ont suggéré que les pentes rétrogrades du socle de Pine Island et de Thwaites pourraient signifier qu'elles ont déjà commencé un retrait interne (MISI) (Favier et al., 2014; Joughin et al., 2010, 2014; Milillo et al., 2022; Mouginot et al., 2014; Rignot et al., 2014; Seroussi et al., 2017). Les expériences montrent que, dans des conditions stationnaires, c'est-à-dire en l'absence d'un déséquilibre d'origine externe dans le flux de glace (bien qu'il s'agisse d'un scénario peu probable à l'heure actuelle), les lignes d'échouage des glaciers de Pine Island et Thwaites sont stables par rapport à leurs positions actuelles. Des travaux antérieurs ont montré que la topographie du socle pourrait entraîner le franchissement de points de basculement au niveau du glacier de Pine Island (Rosier et al., 2021). Il est important de noter que ces simulations en régime stationnaire ne contredisent pas ce résultat, mais montrent que le retrait actuel de la ligne d'échouage du glacier de Pine Island n'est pas (encore) entraîné par le MISI, mais plutôt par les forçages externes. Ceci est également soutenu par les observations qui montrent que le recul de la ligne d'échouage s'est récemment ralenti, ce qui suggère que la position actuelle est en effet stable (Konrad et al., 2018). Lorsque la ligne d'échouage recule davantage vers les régions critiques identifiées dans Rosier et al. (2021), l'instabilité interne est susceptible de dominer le forçage externe.

Pour le glacier Thwaites, tous les modèles ont montré qu'une petite perturbation de la position actuelle de la ligne d'échouage (en l'absence de forçage externe) n'est pas suffisante pour amorcer le retrait dû au MISI. Nous notons que cela reste vrai lorsque le forçage climatique actuel est appliqué (expériences PISM); la ligne d'échouage et l'épaisseur de la plateforme flottante reviennent à un niveau proche des observations, comme le montrent les simulations en régime stationnaire des autres modèles (voir Figure 4.10). Il est important de noter que la suppression totale de la plateforme flottante dans notre perturbation la plus forte n'est pas suffisante pour déstabiliser la position actuelle de la ligne d'échouage, comme Wild et al. (2022) l'ont suggéré, en raison de l'effet d'arc-boutant limité qu'elle fournit actuellement. Bien qu'il soit peu probable que le recul observé actuellement à Thwaites soit dû au MISI, si un changement de grande amplitude de la position de la ligne d'échouage devait se produire (par exemple, en raison de changements futurs des conditions océaniques), il est possible que la ligne d'échouage devienne finalement instable. En effet, un certain nombre d'études de modélisation ont montré qu'un retrait accéléré dans le cadre d'un forçage climatique futur est possible lorsque la ligne d'échouage recule plus loin en amont (Joughin et al., 2014; Seroussi et al., 2017) bien qu'associé à de grandes incertitudes (Nias et al., 2019; Robel et al., 2019).

Ailleurs, sur la côte de George V et la terre de Wilkes, des régions avec des bassins marins profonds (voir les bassins 13 et 14 dans la Figure 4.5) qui sont considérés comme potentiellement sujets au MISI (Morlighem, 2020), nous ne trouvons aucun signe d'instabilité de la ligne d'échouage dans leur position actuelle. Au contraire, ces bassins montrent un retour à l'équilibre rapide du flux de glace à sa valeur initiale, et un ré-avancement de la ligne d'échouage à son ancienne position à 500 ans (voir les bassins 13 et 14 dans la Figure A.4). Les glaciers Cook et Ninnis, en particulier, ont leur ligne d'échouage actuelle positionnée sur des pentes progrades par rapport à la région du "bouchon de glace" identifiée dans le Mengel and Levermann (2014). Cependant, une fois que les lignes d'échouage auront reculé au-delà de cette région stabilisatrice, il y aura un potentiel de recul rapide dû au MISI dans le profond bassin de Wilkes. Un profond fossé existe également sous le glacier Totten, mais là encore, nous constatons que la ligne d'échouage est stable à sa position actuelle. Par conséquent, le retrait actuel (Konrad et al., 2018; Li et al., 2015) et futur (Pelle et al., 2021) de la ligne d'échouage du glacier Totten est probablement dû à des facteurs externes plutôt qu'au MISI.

En répétant ces expériences de perturbation à l'aide de trois modèles, nous avons saisi les incertitudes structurelles individuelles associées aux modèles de calotte glaciaire. Malgré les différences dans la procédure d'initialisation, la résolution de la grille et, dans certains cas, la position initiale des lignes d'échouage, aucun modèle ne montre de signes d'instabilité des lignes d'échouage (à l'exception de Dotson/Crosson dans PISM discuté dans la Section 4.4.2). Cependant, nous notons plusieurs sources potentielles d'incertitude. Tout d'abord, nous avons choisi de perturber les lignes d'échouage en augmentant la fonte basale dans le modèle de boîtes. Toute paramétrisation de la fonte sous la plateforme flottante comporte des incertitudes associées, et peut ne pas capturer certains processus physiques importants dans les cavités sous les plateformes. Cependant, la distribution de la fonte de la plateforme flottante n'est pas considérée comme influençant grandement ces résultats pour deux raisons principales. Premièrement, ces résultats sont cohérents sur une large gamme de perturbations de température, y compris le scénario irréaliste (+5 °C) dans lequel plusieurs plateformes de glace sont entièrement retirées. Deuxièmement, les différentes implémentations du modèle de boîtes dans chaque modèle conduiront à des distributions de taux de fonte légèrement différentes. Cependant, les résultats des différents modèles restent cohérents malgré cela. De plus, nous aurions pu perturber la ligne d'échouage en utilisant d'autres paramètres du modèle, par exemple la viscosité de la glace ou le frottement basal. Les expériences supplémentaires réalisées avec \dot{U}_a perturbant le frottement basal montrent des résultats similaires avec ceux présentés ici; les lignes d'échouage ont ré-avancé après que la perturbation de frottement ait été supprimée. Des études de sensibilité propre à Elmer/Ice sont présentées dans le Chapitre 5.

Le but de ces expériences est d'évaluer la stabilité des lignes d'échouage observées dans leur géométrie actuelle. Par conséquent, les résultats dépendent non seulement de la reproduction de la géométrie actuelle dans ces modèles d'écoulement de la glace, mais aussi des observations de la topographie du socle rocheux. Bien que notre connaissance de la topographie sous-glaciaire de l'Antarctique se soit considérablement améliorée au cours des deux dernières décennies Fretwell et al. (2013); Morlighem et al. (2020), des incertitudes subsistent, en particulier dans les régions mal étudiées de la calotte glaciaire. Une approche pour quantifier ces incertitudes serait de mener des expériences de perturbation supplémentaires, avec des modifications de la topographie. Nous y sommes parvenus en partie en effectuant des simulations à l'aide de 3 différents modèles de calotte et basé sur des grilles avec des résolutions différentes, où en particulier la topographie du socle

dans PISM est plus lisse que dans les autres modèles (voir Figure 4.10). La résolution de la grille elle-même est une source d'incertitude dans les simulations des modèles de calotte, en particulier autour de la ligne d'échouage (Durand et al., 2009; Pattyn et al., 2013). Encore une fois, nous avons partiellement capturé ces incertitudes dans la résolution de la grille en menant des expériences avec différents modèles. En outre, nous avons répété certaines expériences dans Úa dans lesquelles nous avons modifié la résolution de la maille autour de la ligne d'échouage, et nous avons constaté que les résultats n'étaient pas affectés par une résolution plus fine (500 m) au niveau de la ligne d'échouage.

Bien que ces modèles reproduisent la géométrie actuelle de la calotte glaciaire, il reste difficile de représenter avec précision tous les processus entrant dans la dynamique de la calotte glaciaire. Un processus physique particulier qui est actuellement difficile à modéliser est le vèlage d'icebergs (Cook et al., 2018; Depoorter et al., 2013). Dans Elmer/Ice et Úa, le front de glace est fixe et les plateformes de glace conservent une épaisseur minimale requise numériquement, même en cas de fonte complète. Les flux de bilans de masses de surface et basal sont toujours appliqués dans les zones qui ont atteint l'épaisseur minimale de glace. Il s'agit d'une approche courante dans un certain nombre de modèles de calotte en raison des difficultés numériques que pose la suppression totale de la glace du domaine. Il est possible que cette fine couche de glace favorise le retour de la plateforme flottante à un rythme plus rapide qu'une véritable ré-avancée du front de glace. Cette fine couche de glace va s'épaissir directement avec l'accumulation de surface lorsque la fonte basale perturbée est supprimée, alors qu'un front qui aurait reculé devrait d'abord ré-avancer vers sa position initiale. Cependant, nous notons que les expériences menées avec PISM montrent des temps de retour à l'équilibre similaires, où dans ce cas, les "cellules" de la plateforme flottante sont converties en "cellules" océaniques lorsque l'épaisseur de la glace tombe à zéro. Outre le vèlage, l'endommagement de la plateforme flottante peut avoir un impact important sur l'amplitude du recul de la ligne d'échouage en raison de l'affaiblissement des zones de cisaillement (Lhermitte et al., 2020). Il est donc possible qu'en incluant l'endommagement, le recul de la ligne d'échouage dans ces expériences de perturbation soit plus important. Cependant, les modèles d'endommagement ne sont pas encore suffisamment bien paramétrés pour être inclus dans ces modèles large échelle, et la mise en œuvre de l'endommagement avec une dépendance au temps, en particulier, est un défi actuel.

4.6 Conclusion

Nous montrons ici que les lignes d'échouage de l'Antarctique, y compris les glaciers de Pine Island et Thwaites, ne présentent aucune indication que l'instabilité due au MISI est déjà en cours avec la géométrie *actuelle* de la calotte glaciaire. Nous avons initialisé Úa et Elmer/Ice pour qu'ils soient dans un état stable proche de la géométrie actuelle de la calotte, puis nous avons effectué une analyse de stabilité numérique dans laquelle nous avons appliqué une perturbation de faible amplitude de la fonte induite par l'océan sous les plateformes. Dans toutes les expériences, nous avons constaté que les lignes d'échouage se sont légèrement éloignées de leur position initiale pendant l'application de la perturbation, puis sont revenues à leur position initiale après la suppression de la perturbation. Nous avons répété ces expériences en utilisant un état de la calotte glaciaire dans PISM qui inclue la tendance actuelle de la perte de masse et nous avons constaté que cela n'affectait pas la réversibilité des lignes d'échouage dans les expériences de perturbation. L'ensemble de ces résultats indique que les lignes d'échouage de l'Antarctique ne sont pas actuellement engagées dans un retrait irréversible causé par la dynamique interne (MISI). Au contraire, il est probable que le recul observé aujourd'hui soit purement dû au forçage externe.

Bien que les expériences présentées dans ce Chapitre ne suggèrent pas qu'un point de basculement interne ait déjà été franchi en Antarctique, il est crucial de rappeler que ces expériences ne reproduisent pas le déséquilibre de masse actuel de la calotte glaciaire. Étant donné qu'il semble très improbable que le changement climatique actuel puisse être inversé, le retrait futur des lignes d'échouage sous l'effet du changement des conditions atmosphériques et océaniques pourrait forcer ces lignes à atteindre des régions de la topographie du socle où la calotte glaciaire franchira un point de basculement. Le retrait de ces lignes serait alors dirigé par le MISI. Des travaux futurs sont nécessaires dans les différents bassins de l'Antarctique pour quantifier l'amplitude et la durée du forçage nécessaire pour que les lignes d'échouage actuelles évoluent vers un retrait irréversible qui ferait reculer les lignes d'échouage sur des centaines de kilomètres, engageant ainsi une élévation de plusieurs mètres du niveau de la mer.

Sommaire

5.1	Sensibilité de l'écoulement de la glace à la topographie basale	76
5.1.1	État de l'art	76
5.1.2	Étude de la rugosité des socles	77
5.1.3	Impact du socle sur l'écoulement de la glace	79
5.1.4	Discussion et Conclusion	83
5.2	Influence de la régularisation de l'inversion	83
5.2.1	Méthode	83
5.2.2	Résultats	83
5.2.3	Discussion et Conclusion	85
5.3	Influence de la loi de frottement	88
5.3.1	Approche méthodologique de l'expérience de sensibilité	88
5.3.2	Résultats	90
5.3.3	Discussion et Conclusion	93
5.4	Conclusion	95

L'étude précédente sur la stabilité de la ligne d'échouage a été conduite pour un unique jeu de paramètres et de données. Le choix de ces paramètres et du jeu de données est parfois arbitraire (e.g., valeur du frottement sous les plateformes flottantes, état inversé choisi pour les expériences). Nous avons estimé important de définir l'impact que pourraient avoir ces choix sur les résultats des expériences que nous avons réalisées dans le Chapitre 4.

Pour cela, nous présentons ici trois études de sensibilité qui ont pour objectif de montrer la robustesse de ces résultats et des conclusions précédentes. Ces études nous donneront également un ordre d'idée de l'incertitude de nos résultats. La première portera sur la sensibilité de la modélisation de l'écoulement de la glace à la topographie basale, suite à la mise à disposition de données récentes. La seconde se porte sur le choix des états inversés et de leur impact sur ces résultats. Pour finir, nous regardons l'impact de la loi de frottement ou de ses paramètres. Les deux dernières études seront réalisées sur la base des expériences de perturbations réalisées au Chapitre précédent.

5.1 Sensibilité de l'écoulement de la glace à la topographie basale

5.1.1 État de l'art

Afin de modéliser l'écoulement de la glace, il est important de connaître la topographie du socle de l'Antarctique. L'impact de la rugosité, l'amplitude et la fréquence des micro reliefs, du socle sur la modélisation ont pu être étudiés par Durand et al. (2011) et Gillet-Chaulet (2020). Il fut montré qu'une meilleure description de la rugosité au voisinage de la ligne d'échouage permet d'améliorer la modélisation de sa dynamique lorsque l'on cherche à observer de faibles déplacements de celle-ci. D'après Durand et al. (2011), une résolution de 5 km est suffisante au centre de la calotte tandis que sur les glaciers émissaires, une résolution de l'ordre du kilomètre est par contre nécessaire pour suivre les déplacements de la ligne d'échouage (Pattyn et al., 2013). Il semble donc évident de choisir les données avec la résolution et l'incertitude la plus faible pour cette étude. La résolution des données

Bingham and Siegert (2007) ont étudié les relations entre l'écoulement de la glace et la rugosité du socle, ils déterminent que la glace s'écoule plus rapidement quand le socle est plus lisse et sur des pentes pro-grade. La sensibilité des instabilités de la calotte Antarctique à la topographie basale est abordée par Gasson et al. (2015), qui concluent que les modèles sont sensibles à l'incertitude sur l'altitude du socle. Pour tester la sensibilité des modèles à la topographie basale, Sun et al. (2014) ajoutent du bruit au socle de trois zones de l'Antarctique. Cela permet d'étudier son impact sur la stabilité de la calotte polaire dans un modèle. Ils déterminent que le bruit ajouté au socle joue un rôle important lorsque celui-ci est à basse fréquence ce qui pourrait être lié à l'hypothèse de faible rapport d'aspect que nous choisissons de faire dans un modèle en SSA. Les variations à haute fréquence (rugosité) du socle sont donc possiblement moins importantes que la topographie pour modéliser l'écoulement de la glace.

L'étude que nous menons a pour objectif de modéliser l'écoulement de la glace et de caractériser les déplacements de la ligne d'échouage. Nous allons donc utiliser une topographie du socle récente et complète à disposition afin d'avoir la meilleure description de la topographie au niveau des lignes d'échouage.

Depuis 2013, les modèles numériques de calotte utilisent le jeu de données topographiques BedMap2 (Fretwell et al., 2013) défini sur une grille régulière de 1000 m de résolution horizontale. En 2019, un nouveau jeu de données topographiques de l'Antarctique a été distribué : BedMachine (Morlighem et al., 2020). Ce jeu de données a pour spécificité d'être défini sur une grille régulière de 500 m de résolution ainsi que d'être réalisé à partir de données de terrain plus récentes. Nous avons donc décidé de tester la sensibilité du modèle aux topographies et d'essayer de quantifier les évolutions que permet BedMachine par rapport à BedMap2. BedMap2 était utilisé dans les dernières études d'inter-comparaisons de modèles (Seroussi et al., 2019). Nos objectifs sont de définir l'apport de ces nouvelles données à la modélisation de l'écoulement de la glace.

La Figure 5.1 présente les différences en altitude entre les deux jeux de données du socle rocheux BedMap2 et BedMachine. Nous atteignons par endroit des différences de plus de 1 km. Ces variations importantes sont souvent situées dans les zones où il n'y a pas d'observation de l'épaisseur de glace, telles que les zones montagneuses ou loin des bases scientifiques permettant aux avions de décoller. Pour combler ces absences de données, une méthode basée sur la diffusion le long des lignes de vol est utilisée par Morlighem et al. (2020) à la place de la méthode de krikeage classiquement utilisé dans plusieurs

topographies basales de calottes (Bamber et al., 2001, 2013; Fretwell et al., 2013; Morlighem et al., 2017). La méthode par diffusion le long des lignes de vol permet de mieux conserver les creux et obtenir une forme du socle plus réaliste (Morlighem et al., 2020).

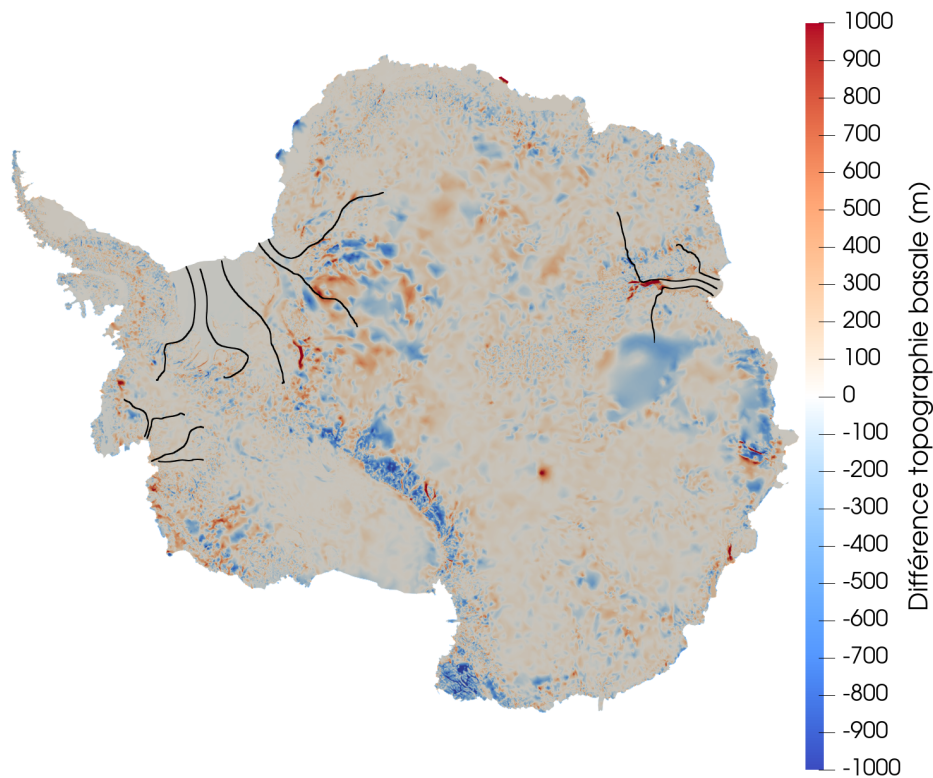
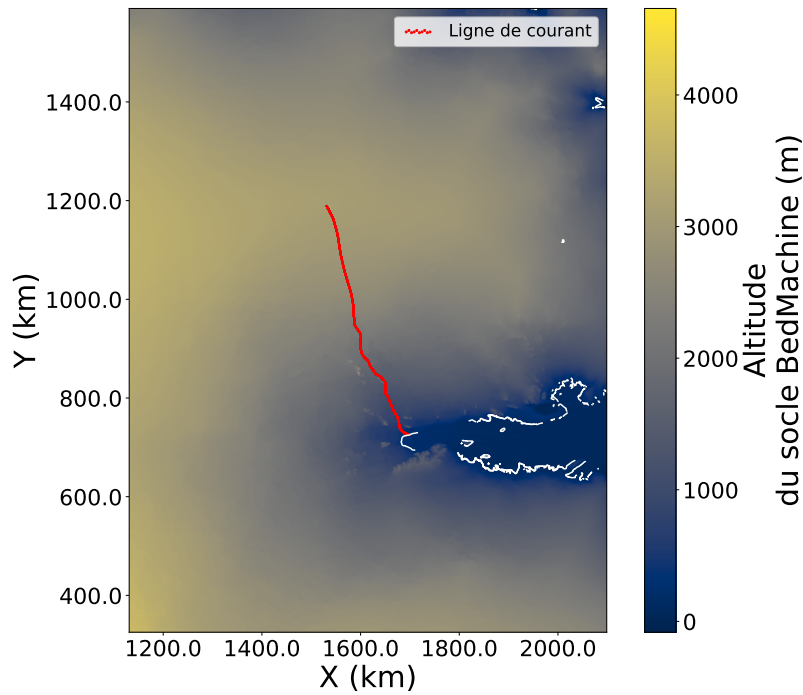


FIGURE 5.1 – Carte des différences d’altitude des topographies du socle entre BedMap2 et BedMachine. Les lignes de courant utilisées pour le calcul des FFTs sont représentées en noir.

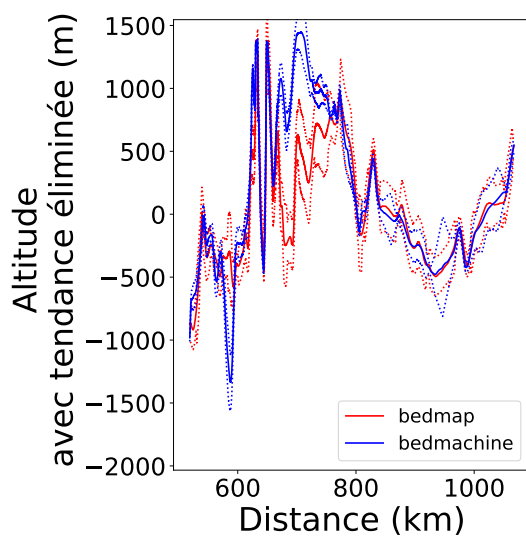
5.1.2 Étude de la rugosité des socles

Afin de comparer les rugosités des deux socles, l’altitude des socles de BedMachine (Morlighem et al., 2020) et BedMap2 (Fretwell et al., 2013) sont interpolés le long de lignes de courant calculées à partir des vitesses observées. Suivant Bingham and Siegert (2009) pour étudier la rugosité du socle nous effectuons des transformées de Fourier (FFT) le long des lignes de courant à partir de l’altitude du socle en ayant supprimé la tendance principale de l’élévation du socle pour ne garder que la rugosité (Figure 5.2). La tendance que nous soustrayons à l’altitude du socle est un polynôme d’ordre 3 qui contient les larges variations d’altitude. Cela permet de ne garder dans les données d’altitude que la rugosité à courte longueur d’onde qui nous intéresse dans cette étude.

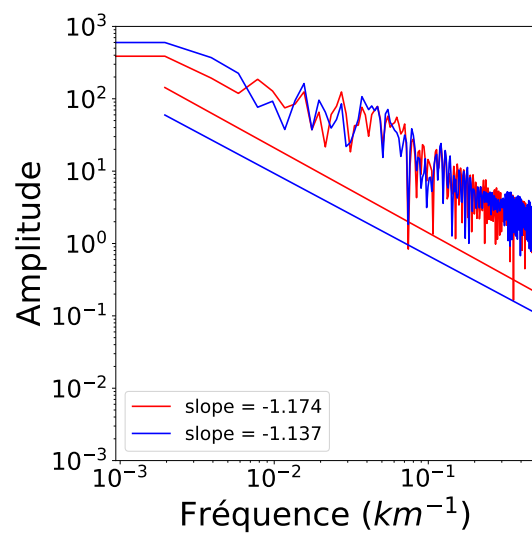
La FFT permet de représenter un signal dans le domaine des fréquences. Une FFT appliquée à une coupe du socle va représenter la densité d’une rugosité au sein de la topographie du socle. Lorsque l’amplitude relative à une fréquence donnée est élevée, cela signifie que cette fréquence contribue de manière importante au signal. Nous observons que les deux jeux de données présentent des courbes similaires. Une régression linéaire de l’amplitude en fonction de la fréquence dans un domaine log/log a été réalisée sur les FFTs permettant de calculer une pente. La pente log/log de la FFT permet de représenter les fréquences prédominantes, si les faibles fréquences prédominent alors la pente



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5.2 – Ligne de courant dans la partie posée du bassin versant de la plateforme de glace Amery présentant l'étude réalisé sur les 16 lignes de courants. (a) Localisation spatiale de la ligne de courant. La ligne d'échouage est représentée en blanc et la ligne de courant en rouge. (b) Profil d'altitude avec les incertitudes. La tendance de l'altitude a été éliminée. (c) Transformée de Fourier de la topographie du socle.

sera plus faible (proche de 0) à l'inverse si les hautes fréquences sont plus représentées, la pente aura une valeur plus fortement négative. Si ces résultats montrent une pente faible, nous pouvons déterminer que les rugosités de faible longueur d'onde sont bien représentées. Sur la Figure 5.2, qui est un cas choisi pour la différence marquée entre les topographies basales, les pentes calculées sont très similaires (-1.17 pour BedMap2 et -1.14 pour BedMachine) et indiquent donc des rugosités similaires entre ces deux jeux de données. Cependant, les résolutions spatiales de ces différentes données ne sont pas identiques, impliquant que l'amélioration de résolution de la grille n'a pas eu d'effet sur la rugosité du socle pour cette ligne de courant.

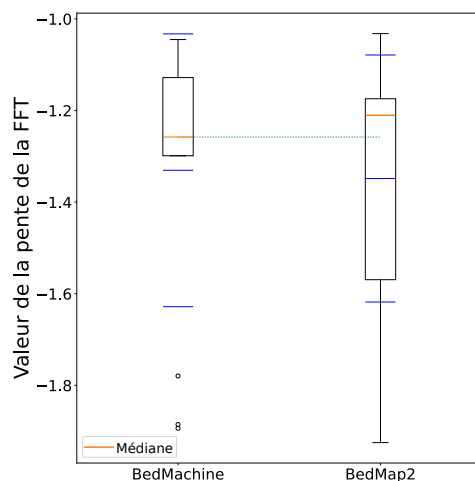


FIGURE 5.3 – Distribution des pentes des FFTs sur les parties posées des 16 lignes de courants pour BedMachine et BedMap. Le diagramme en boîte à moustache représente la médiane (trait orange), les quantiles 0.25 et 0.75 (limites de la boîte) ainsi que la dispersion des valeurs. Les moustaches des boîtes sont d'une longueur maximale de $1.5 \times$ l'écart interquartile. La moustache inférieure pour BedMachine est trop près du quantile 0.25 pour être distinguable. Ensuite les points plus éloignés (valeurs marginales) sont représentés par des cercles. Au-dessus de ces boîtes, la moyenne et l'écart-type à celle-ci sont représentés par des traits bleus.

Une étude statistique (Figure 5.3) sur la partie posée de 16 lignes de courant montre que les pentes des FFTs sur BedMachine ont une distribution peu étendue indiquant une rugosité plus homogène. Les valeurs de pente des FFTs pour BedMachine sont légèrement supérieures à celle pour BedMap2 et présentent moins de valeurs fortement négatives. Nous pouvons déduire que les fréquences élevées (0.5 à 0.1 km^{-1}) sont donc un peu mieux représentées avec la topographie de BedMachine. De manière globale, sur 16 lignes de courant, nous avons donc une amélioration de la rugosité et une rugosité plus homogène dans les fleuves de glace.

5.1.3 Impact du socle sur l'écoulement de la glace

Nous réalisons une étude sur l'impact de l'incertitude du socle sur le modèle. Nous avons construit un état actuel, comme présenté dans le Chapitre 3. Cependant, nous avons utilisé la topographie de BedMap2 pour réaliser l'inversion et les forçages utilisés lors de la relaxation sont la paramétrisation PDC (Pollard and Deconto, 2012b) pour la fonte basale et un bilan de masse issu d'une modélisation du modèle régional MAR (Agosta et al., 2019). Nous avons ensuite réalisé deux simulations de 20 ans à partir de cet état actuel. La première en gardant la topographie BedMap2 et une seconde avec les mêmes paramètres,

mais la topographie basale de BedMachine. Nous cherchons ainsi à comprendre les effets du changement de topographie sur les vitesses modélisées (Figure 5.4) pour un même jeu de paramètres de frottement et de viscosité. En parallèle, nous pourrions déterminer s'il est possible de transférer un état inversé, les paramètres de frottement et de viscosité, avec une topographie basale vers une autre.

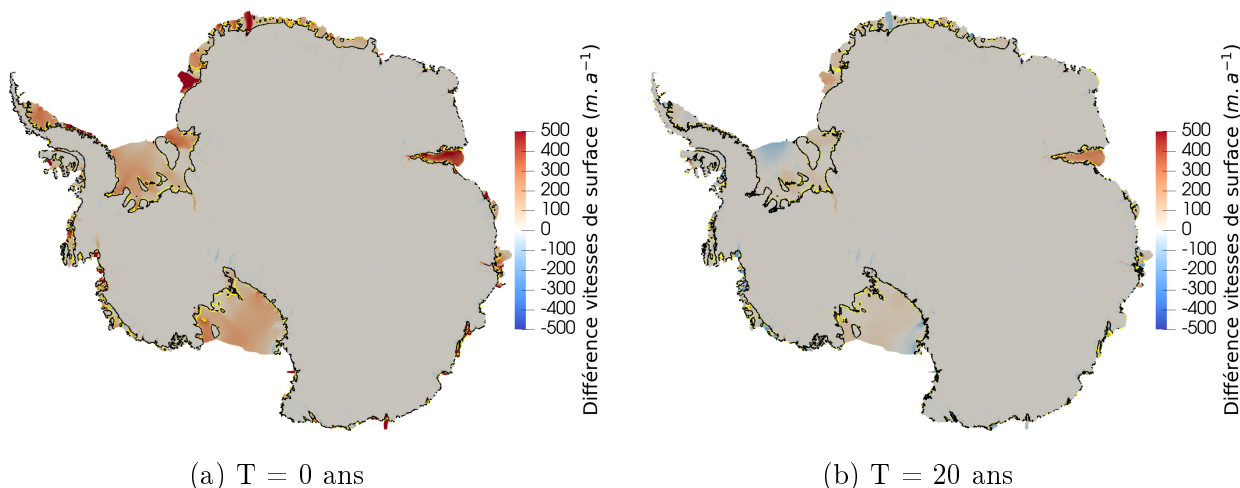


FIGURE 5.4 – Différence des vitesses modélisées entre BedMap2 et BedMachine. Les simulations sur 20 ans ont été effectuées en gardant les données provenant d’une inversion faite avec BedMap2 pour observer les effets du changement de topographie sur les vitesses modélisées. Les lignes d’échouage sont représentées en jaune pour BedMap2 et en noir pour BedMachine.

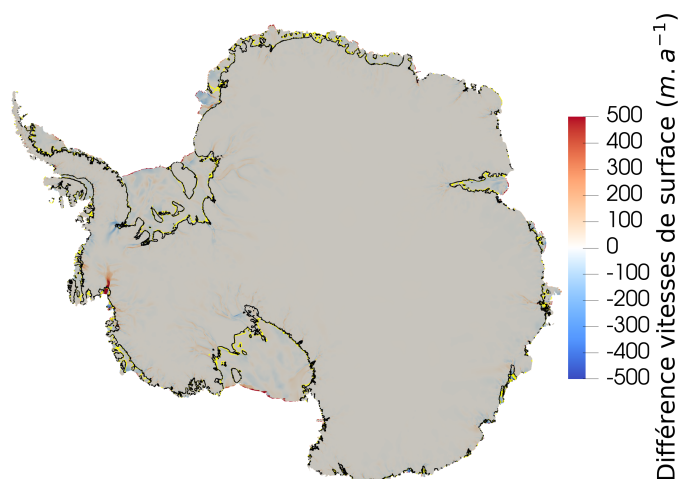


FIGURE 5.5 – Différence des vitesses modélisées entre deux simulations la première utilisant BedMap2 et la deuxième BedMachine au premier pas de temps ($t = 0$ ans). Les états inversés de ces simulations ont été réalisées avec leur topographie respective.

Sur la Figure 5.4a, nous observons que lors du premier pas de temps la différence entre les vitesses modélisées avec la topographie BedMap2 et BedMachine est potentiellement importante (jusqu’à 500 m/a), principalement sur les plateformes où une augmentation de la vitesse est observée quand nous utilisons BedMachine. Dans la Figure 5.5, nous

montrons pour comparaison les différences de vitesses entre la simulation BedMap2 et une autre simulation réalisée avec BedMachine dont l'inversion a également été réalisée avec BedMachine. Cette Figure 5.5 montre des différences beaucoup plus faibles (< 100 m/a). Les fronts des plateformes de la Figure 5.5 montrent de très fortes valeurs. Nous pouvons donc déduire que les importantes augmentations de vitesse sur la Figure 5.4a montrent que nous sommes sensibles à la topographie basale au voisinage de la ligne d'échouage et donc les paramètres inversés sont sensibles à la topographie dans les zones proches de la ligne d'échouage. Après 20 ans de simulation (Figure 5.4b), ces différences sont moins marquées. À 20 ans, les principales différences sont alors visibles dans les fleuves de glace et sur les plateformes flottantes. Une vitesse supérieure, autour de 200 m a^{-1} et jusqu'à plus de 500 m a^{-1} localement, est visible sur certaines plateformes telles que Amery (voir Figure 5.7b). Des diminutions importantes sont visibles en mer d'Amundsen, de l'ordre de -200 m a^{-1} pour Pine Island, et jusqu'à -500 m a^{-1} sur Crosson/Dotson (voir Figure 5.7a). Le modèle a adapté la topographie de surface à la nouvelle topographie basale. Le changement d'une topographie à l'autre a donc un impact sur les vitesses modélisées, mais celui-ci s'atténue après un temps de relaxation.

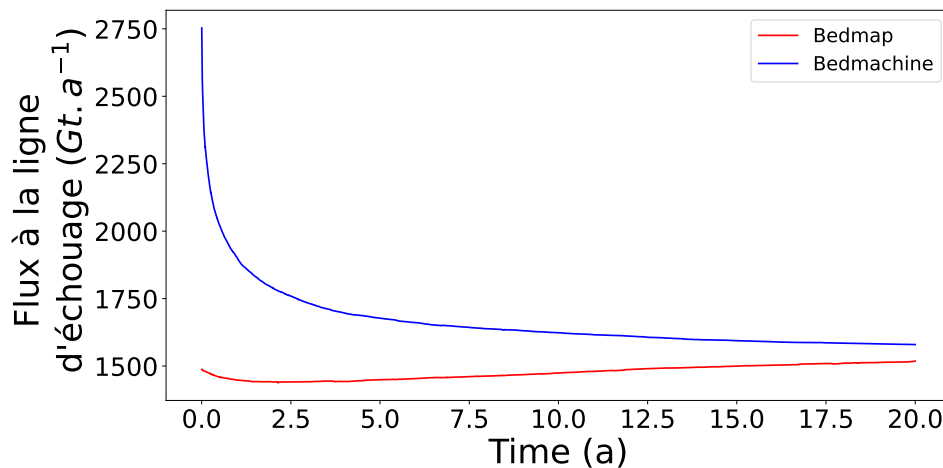


FIGURE 5.6 – Évolution des flux intégrés le long de la ligne d'échouage de simulations pronostiques utilisant les topographies BedMap2 et BadMachine sur un état inversé avec BedMap2 durant 20 ans

L'impact dû aux différences de topographie s'observe également sur le flux de glace intégré le long des lignes d'échouage, la Figure 5.6 montre que dans le cas de l'utilisation de BedMachine sur un état initialisé avec BedMap2, le flux passe 2750 Gt a^{-1} à 1750 Gt a^{-1} sur les 5 premières années de simulation. La simulation utilisant la topographie BedMap2 avec le même état inversé présente un flux légèrement inférieur à 1500 Gt a^{-1} durant les 5 premières années. Cet écart diminue durant les 20 ans de simulation et tend à se stabiliser en s'équilibrant avec les bilans de masse de surface et basale. À la fin des 20 ans de simulation, l'écart restant est de moins de 100 Gt a^{-1} .

La ligne de courant sur la plateforme Amery (voir Figure 5.8c) présente une plus faible différence sur la zone proche du front (0 à 300 km) de la plateforme, mais la topographie proche de la ligne d'échouage (à partir de 300 km du front) présente des écarts importants de 600 m. Le recul des lignes d'échouage sur les nouvelles données est très marqué sur les plateformes de Dotson et Crosson (voir Figure 5.7a). Toujours sur Dotson et Crosson (voir Figure 5.8a et 5.8b), des différences respectives de 1000 m et 400 m de profondeur entre les topographies basales sont visibles.

Ces différences locales dans les vitesses modélisées proviennent de différences géomé-

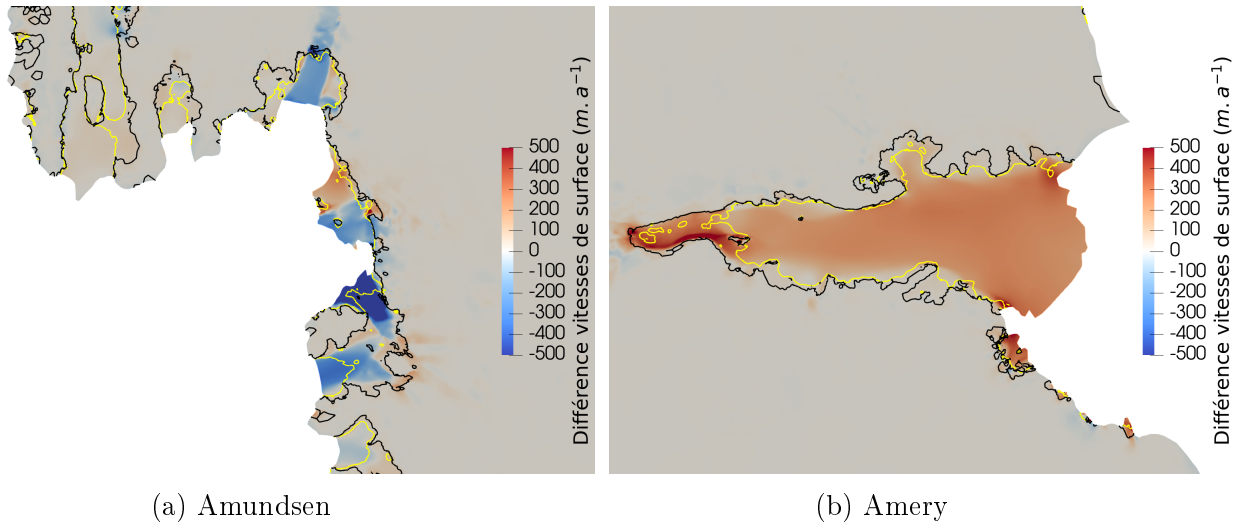


FIGURE 5.7 – Agrandissement de la Figure 5.4b pour (a) la baie d’Amundsen et (b) la plateforme d’Amery à $t = 20$ ans. Les lignes d’échouage sont représentées en jaune pour BedMap2 et en noir pour BedMachine.

triques. De manière globale, les lignes d’échouage de BedMap2 sont plus avancées que sur BedMachine. Sur les coupes (Figure 5.8), nous observons que le socle de BedMachine présente de grandes différences avec celui de BedMap2 sous les plateformes flottantes. BedMachine présente un socle plus profond sous les plateformes mentionnées, cela impactant alors l’ensemble de la dynamique du glacier émissaire.

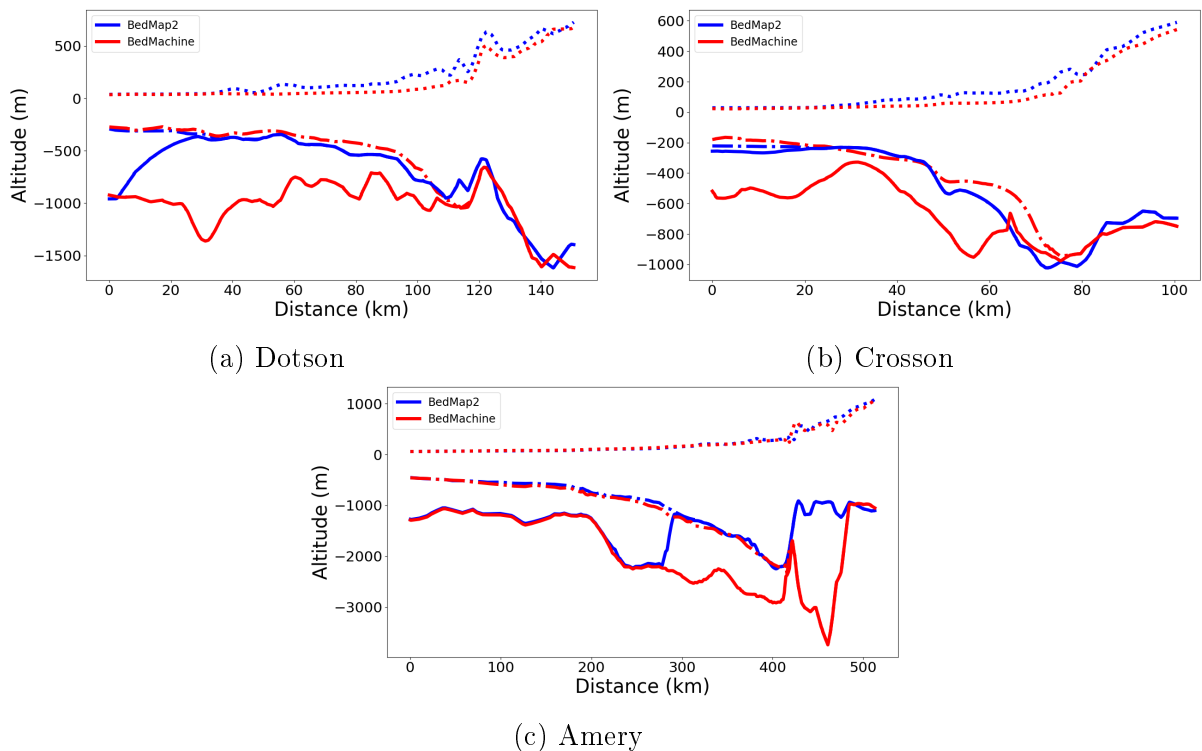


FIGURE 5.8 – Coupes de trois plateformes flottantes selon des lignes de courant à 20 ans représentant la surface du socle (trait plein), la surface supérieure (trait pointillé) et la surface basale de la glace (trait point-tiret). En rouge, la topographie obtenue avec BedMachine et en bleu celle obtenue avec BedMap2.

5.1.4 Discussion et Conclusion

Les topographies BedMap2 et BedMachine sont différentes, principalement au voisinage des lignes d'échouages. Cela impacte donc la position de la ligne d'échouage. BedMachine dispose d'une grille mieux résolue, 500 m au lieu de 1000 m, mais l'impact d'une telle résolution semble n'impacter que légèrement la rugosité de la topographie basale.

Le transfert d'un état inversé avec BedMap2 vers la topographie de BedMachine est complexe. Les différences dans les topographies sous les plateformes et sur la position de la ligne d'échouage ont un impact important sur l'état inversé. Si, nous souhaitons réaliser ce transfert d'état inversé, il faut réaliser un raffinement du précédent état inversé avec la nouvelle topographie. Cela pourrait être réalisé de manière similaire à ce que nous avons fait pour les vitesses dans la Section 3.4.4, en réalisant qu'un nombre limité d'itération d'inversion pour réduire le coût numérique par rapport à une inversion complète.

5.2 Influence de la régularisation de l'inversion

Lors de l'étape d'inversion (Section 3.4), nous avons sélectionné cinq états inversés ayant des champs de frottement et de viscosité légèrement différents mais obtenant les meilleurs résultats pour le compromis recherché (voir Section 3.4.4). Nous avons réalisé cinq états actuels à partir de ceux-ci. Dans le Chapitre 4, nous avons seulement utilisé l'état initial R15 pour l'ensemble des expériences de perturbations réalisées. Chaque état initial comportant des champs de frottement et de viscosité différents, leur comportement à ces expériences de perturbation pourrait être différent. La sensibilité de l'inversion par rapport aux incertitudes sur les données (vitesses observées, géométrie, température de la glace) a été testée par Habermann et al. (2017). Cette étude montre que le modèle inverse est sensible aux erreurs sur les observations. La conclusion de cette étude est que pour améliorer les modèles inverses, une possibilité est de les contraindre par des données plus précises pour inverser les zones d'écoulement complexe telles que les glaciers émissaires.

Afin de confirmer les résultats obtenus dans le Chapitre 4 et le choix d'utiliser seulement l'inversion R15 dans le Chapitre 4, nous avons décidé de tester l'ensemble de ces cinq états initiaux sur ces expériences de perturbation. Comme nous l'avons montré sur la Figure 3.11, il y a des différences notables entre les cinq états inversés.

5.2.1 Méthode

Cette étude sera décomposée en deux parties. Une première étape où nous allons comparer l'évolution des états inversés lors de la relaxation de 20 ans. Parmi ces 20 années, 5 années sont réalisées avec une loi de frottement de Weertman linéaire puis 15 ans avec une loi de Coulomb régularisée. La seconde partie, nous réaliserons les expériences de perturbation à partir des cinq états initiaux avec un bilan de masse corrigé, de la même manière que dans le Chapitre 4 où nous n'avons utilisé que l'état initial R15. Nous réalisons cette expérience pour une perturbation de +3 °C sur le modèle de boîte sans prolongation de la période de retour à l'équilibre.

5.2.2 Résultats

Évolution des états inversés lors de la relaxation

Le changement de loi de frottement au cours de la relaxation explique la transition nettement visible, par une inflexion à 5 ans sur les courbes de la Figure 5.9. Sur la Figure

5.9 où sont représentés le volume total de glace, le volume au-dessus de la flottaison ainsi que le déplacement moyen de la ligne d'échouage. Ces variables sont représentatives de la géométrie de la calotte et des déplacements des lignes d'échouage. Le volume total est croissant indiquant une augmentation de la masse de la calotte de 19.77 ± 3.28 mmSLE sur 20 ans. Pour la masse au-dessus de la flottaison, la constatation est similaire et d'un ordre de grandeur similaire, 18.50 ± 3.88 mmSLE. Les résultats montrent à une augmentation de la surface posée et donc une avancée globale de la ligne d'échouage de 508 ± 29 m.

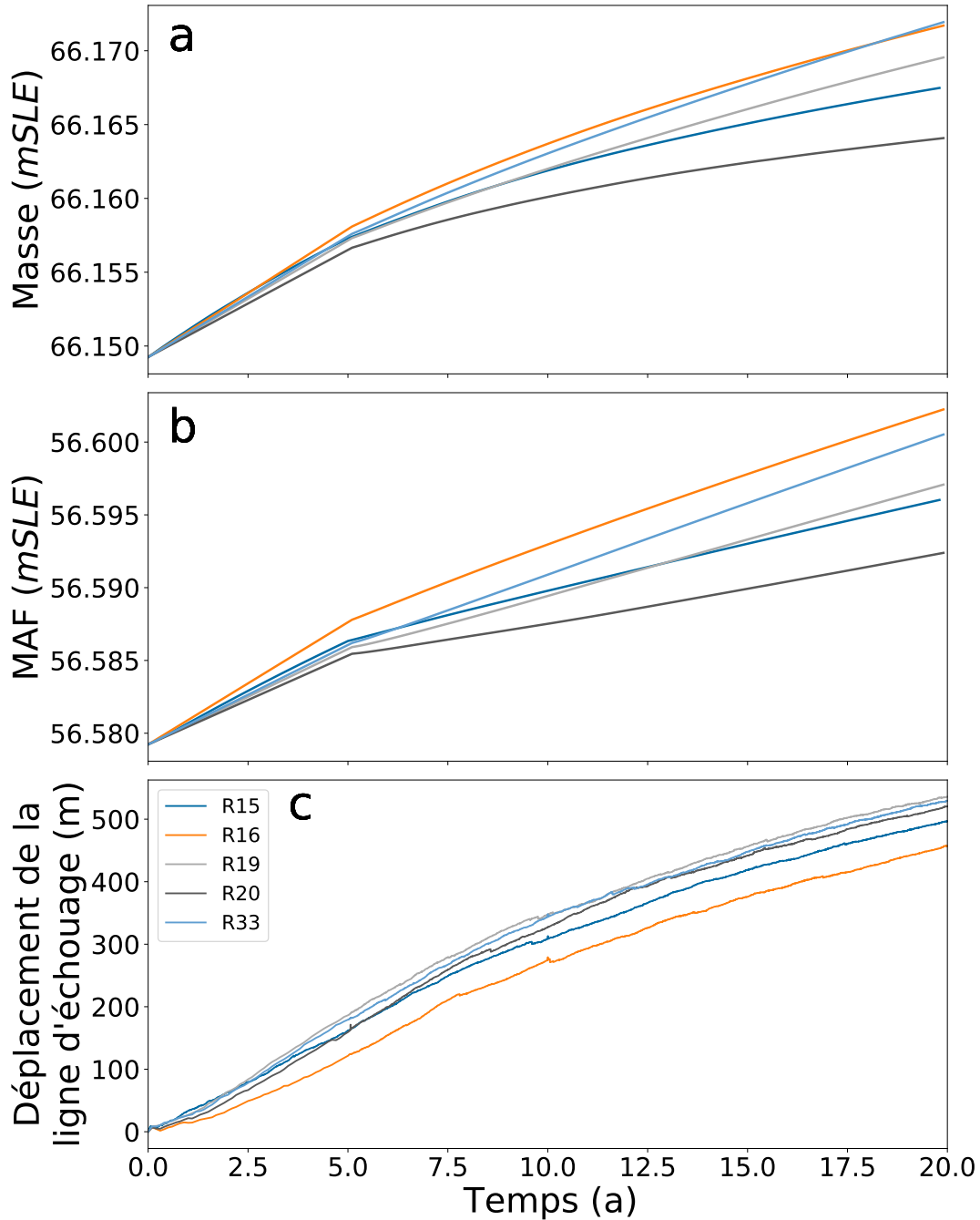


FIGURE 5.9 – Sensibilité au choix de l'état initial : variations de (a) la masse, (b) la masse au-dessus de la flottaison et (c) le déplacement moyen de la GL durant la période de relaxation.

Résultats des expériences de perturbation

Nous présentons ici les résultats pour une perturbation de +3 °C, les autres menant à des conclusions identiques. Nous utilisons les mêmes indicateurs géométriques que ci-dessus pour observer l'évolution du modèle. La perturbation de la fonte basale induit une perte de masse de la calotte et un recul de la ligne d'échouage comme nous avons pu l'observer dans le Chapitre 4.

À la fin de la perturbation ($t = 20$ ans) pour cet ensemble d'état initiaux, nous observons sur la Figure 5.10a une perte de masse de 699 ± 4 mmSLE. La calotte regagne de la masse lorsque la perturbation est retirée et la perte de masse n'est plus que de 618 ± 3 mmSLE. Dans le cas de la masse au-dessus de la flottaison, Figure 5.10b, nous obtenons des valeurs de perte de masse au-dessus de la flottaison de 43 ± 2 mmSLE à 20 ans et 204 ± 5 mmSLE à 100 ans. La ligne d'échouage a reculé de 901 ± 33 m en 20 ans et de 1696 ± 33 m en 100 ans (Figure 5.10c).

Si nous regardons le flux à la ligne d'échouage durant la perturbation (Figure 5.10d), celui-ci augmente de 1657 ± 100 Gt a^{-1} à 20 ans et sa valeur est toujours de 212 ± 16 Gt a^{-1} plus élevé qu'à l'état initial à 100 ans. Le taux de retour du flux est le ratio entre les variations de flux à la fin de la simulation et à son maximum. Cet indicateur est de $87 \pm 2\%$ pour l'ensemble de 5 simulations.

Pour mettre en évidence des différences entre les membres de cet ensemble, nous avons représenté sur la Figure 5.11a le rapport $\sigma/\bar{\mu}$ avec σ l'écart type et $\bar{\mu}$ la moyenne de l'ensemble pour les vitesses à $t=20$ ans. Ces cartes ont pour objectif de mettre en évidence les zones où l'écart-type est important par rapport à la moyenne. Les zones, où $\sigma/\bar{\mu}$ est conséquent, seraient donc plus sensibles au choix de l'état inversé. Sur la Figure 5.11a, les fortes valeurs de $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses de surface se retrouvent principalement au voisinage de la ligne d'échouage, sur les plateformes et dans les fleuves de glace qui les nourrissent. Les bassins de Pine Island et Thwaites sont les plus impactés avec des valeurs dépassant $\sigma/\bar{\mu} = 100\%$ (Valeur maximale 170%).

Sur la Figure 5.11b, nous avons représenté l'écart-type σ pour déterminer la sensibilité de l'état inversé sur l'épaisseur. Les fortes valeurs de σ pour l'épaisseur se retrouvent également autour de certaines lignes d'échouages, de Thwaites (valeur maximale $\sigma_{max}=265$ m) et de la terre de la Reine Maud. Sur Amery et Ross, nous pouvons observer de fortes valeurs de σ en aval des lignes d'échouage. Sur la plateforme de Ross, la valeur maximale est $\sigma_{max}=240$ m et sur Ronne-Filchner, elle est de $\sigma_{max}=134$ m.

La Figure 5.12 présente trois zooms sur les régions de la baie d'Amundsen et des plateformes de Ronne-Filchner et Ross. Nous observons que sur la plateforme de Ross (Figure 5.12c), les fortes valeurs de $\sigma/\bar{\mu}$ pour la vitesse de surface sont dans une zone où le maillage est plus grossier. Nous retrouvons cette caractéristique sur Ronne-Filchner également, comme le montre la Figure 5.12b.

5.2.3 Discussion et Conclusion

Les cinq états inversés donnent un comportement très similaire lors de la construction des états actuels. Ils suivent tous la même trajectoire, c'est-à-dire une augmentation de la masse de glace et une avancée des lignes d'échouage. À 20 ans, l'écart-type représente 19% de la valeur moyenne de l'ensemble pour la masse au-dessus de la flottaison. À la fin de la relaxation, les cinq états actuels sont différents en termes de masse et de position de ligne d'échouage tel que nous pouvons le voir sur la Figure 5.9 mais leurs comportements au cours de la relaxation sont similaires.

Ces expériences de perturbation avec les cinq états initiaux montrent un comportement extrêmement similaire sur la géométrie comme sur le flux. Si on ne regarde que les va-

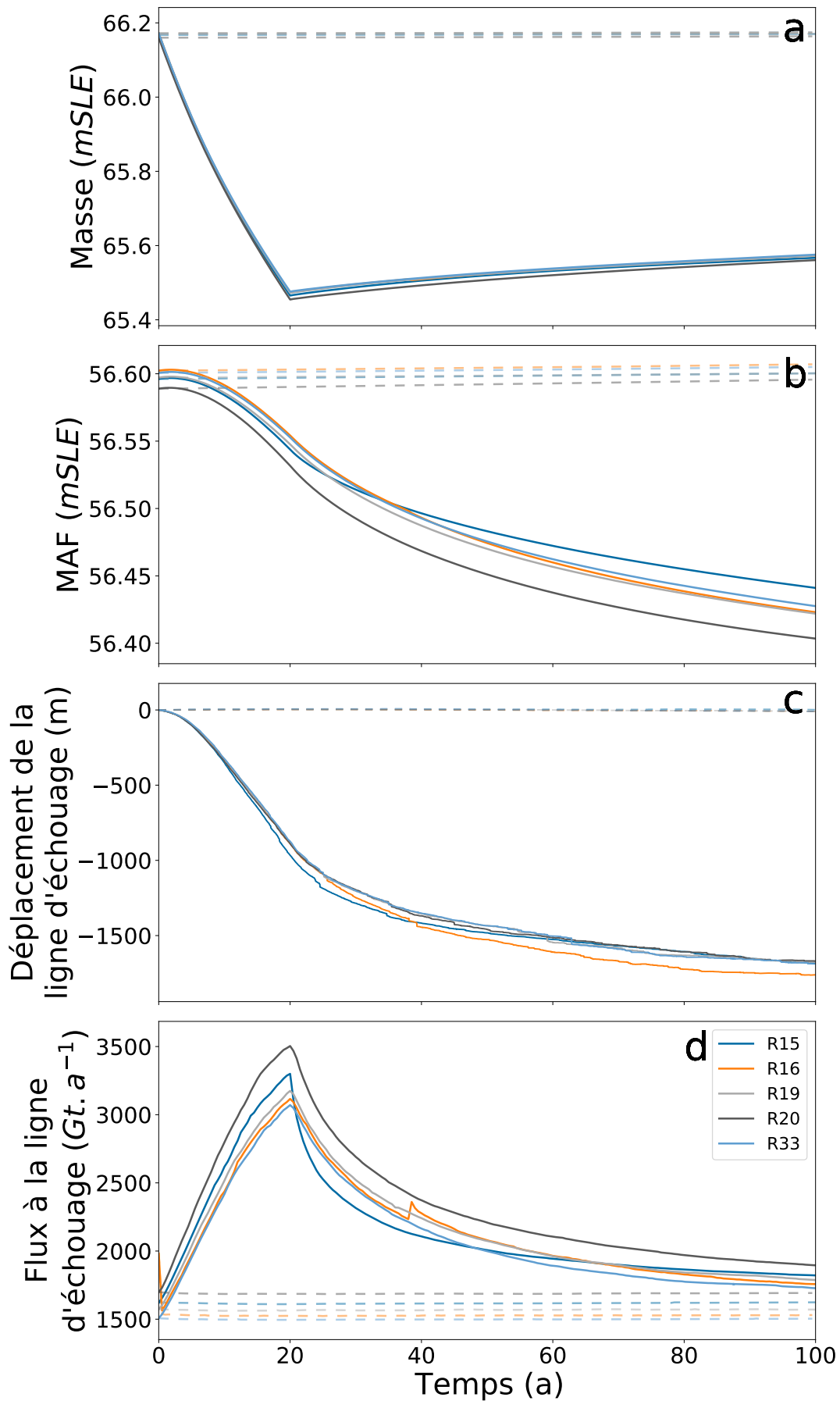


FIGURE 5.10 – Sensibilité au choix de l'état initial : variations de (a) la masse, (b) la masse au-dessus de la flottaison et (c) le déplacement moyen de la GL durant durant une expérience de perturbation de $3^{\circ}C$ pour les 5 états initiaux. Les simulations de contrôle sans perturbation sont représentées en lignes pointillées.

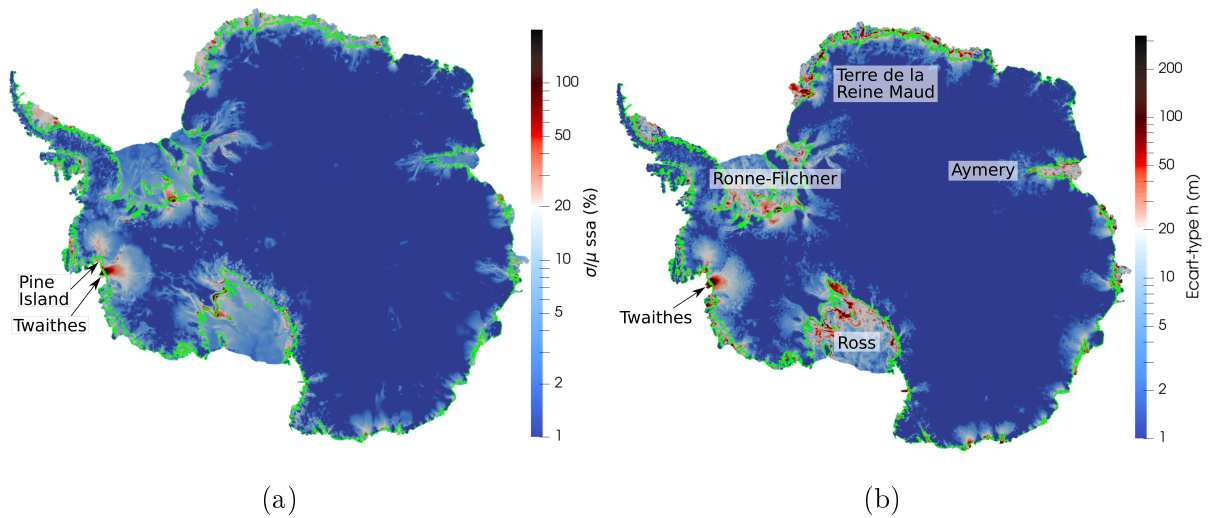


FIGURE 5.11 – Écart entre les états inversés à la fin ($t=100$ ans) de l'expérience avec $+3$ °C. (a) Ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses de surface. La ligne d'échouage de l'état est représentée en vert. (b) Écart-type σ pour l'épaisseur. La position d'une ligne d'échouage est représentée en vert.

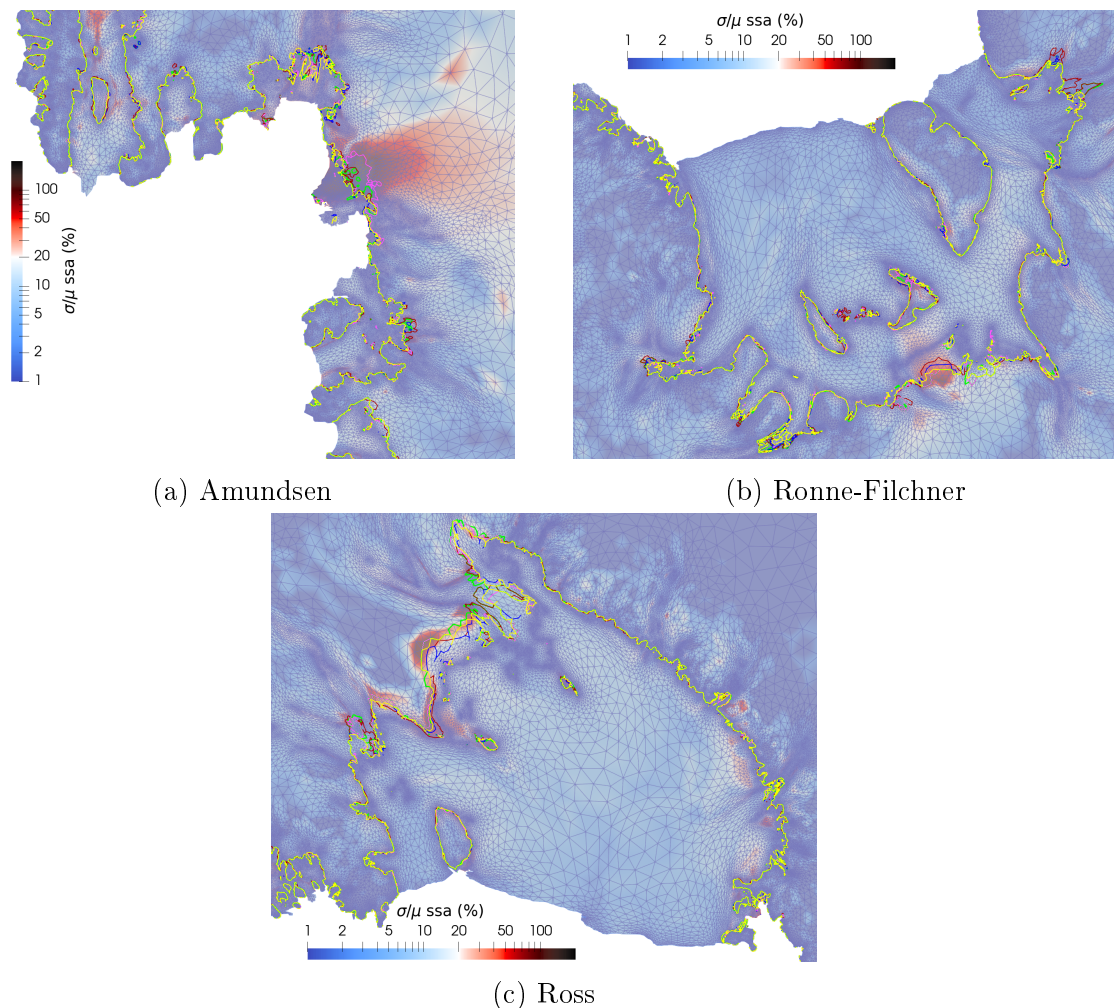


FIGURE 5.12 – Agrandissement sur les bassins de Amundsen, Ronne-Filchner et Ross du champ de $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses de surface dans le cas de la comparaison des cinq états inversés. Le maillage est représenté en fine lignes bleues. Les lignes d'échouage sont représentées pour les cinq états initiaux R15 (Rouge), R16 (vert), R19 (Jaune), R20 (Rose) et R33 (Bleu).

leurs intégrées sur l'ensemble de l'Antarctique, nous pouvons dire que ces expériences ne sont pas sensibles dans son comportement à l'état inversé ayant construit l'état initial. Cependant quand nous nous attardons plus sur les cartes de la Figure 5.11, les résultats montrent des disparités spatiales fortes des indicateurs. Le choix de l'état inversé et donc des champs de frottement et de viscosité est important pour les bassins tels que Thwaites et Pine Island. Ces différences de vitesse sur les plateformes entraînent des différences sur l'épaisseur de celle-ci.

Les fortes disparités de vitesse pour les plateformes froides de Ross et Ronne-Filchner semblent provenir d'un maillage trop grossier autour de la ligne d'échouage. Durant les perturbations, la ligne d'échouage a reculé de manière à sortir de la zone raffinée selon les observations. Cela risque d'engendrer de plus grandes différences dans les zones moins raffinées du maillage.

Il apparaît que la dynamique du modèle n'est pas fondamentalement impactée par le choix d'un état inversé parmi les 5 que nous avons sélectionnés précédemment (voir Section 3.4.4). Ces différents états utilisés ne changent pas les résultats généraux de l'expérience de perturbation même si nous avons pu voir des différences importantes dans la modélisation de l'écoulement de la glace et dans la contribution au niveau des mers. Cependant, le choix d'un état inversé aurait des impacts bien plus importants si l'objectif de ces simulations était la prédiction de l'augmentation du niveau des mers.

5.3 Influence de la loi de frottement

Dans la Section 2.3.3, différentes lois de frottement ont été présentées. La loi de frottement impacte la réponse non-linéaire des vitesses modélisées aux perturbations et donc la dynamique de la ligne d'échouage. Brondex et al. (2017) montrent l'impact de la loi de frottement pour trouver une position stable de la ligne d'échouage en testant quatre lois de frottement différentes : Weertman non linéaire (Weertman, 1974), Budd (Budd et al., 1984), Tsai (Tsai et al., 2015) et Schoof (Schoof, 2007a). Dans cet article, les lignes d'échouage modélisées sont distantes de plusieurs centaines de kilomètres après 20 ka de simulation. Brondex et al. (2017) montrent également des variations importantes de la contribution au niveau des mers sur des simulations de 100 ans avec des pertes de masse supplémentaire de 5% avec une loi de Schoof et jusqu'à 30% avec la loi de Budd par rapport à une loi de Weertman non-linéaire. Dans le cas présenté ici, nous souhaitons comprendre si le choix de la loi de frottement ou bien de paramètres de la loi peut changer fondamentalement le résultat des expériences de perturbation.

5.3.1 Approche méthodologique de l'expérience de sensibilité

Dans cette étude de sensibilité, nous reprenons le schéma des expériences de perturbations du Chapitre 4 qui sont réalisées en partant de l'état inversé R15. Dans un premier temps, nous essayons différentes extrapolations du frottement sous les zones flottantes pour la loi de Coulomb régularisée (Équation 2.26, Joughin et al. (2019)). Nous proposons d'essayer trois valeurs différentes $C_{prior}=[0,10,100]$ kPa. C_{prior} est utilisé dans les zones où le frottement n'a pas pu être inversé comme cela est présenté dans la Section 3.5.1. Durant les expériences du Chapitre 4, nous avons utilisé $C_{prior}=10$ kPa. Nous comparons, ensuite, la loi de Weertman linéaire avec la loi de Coulomb régularisée.

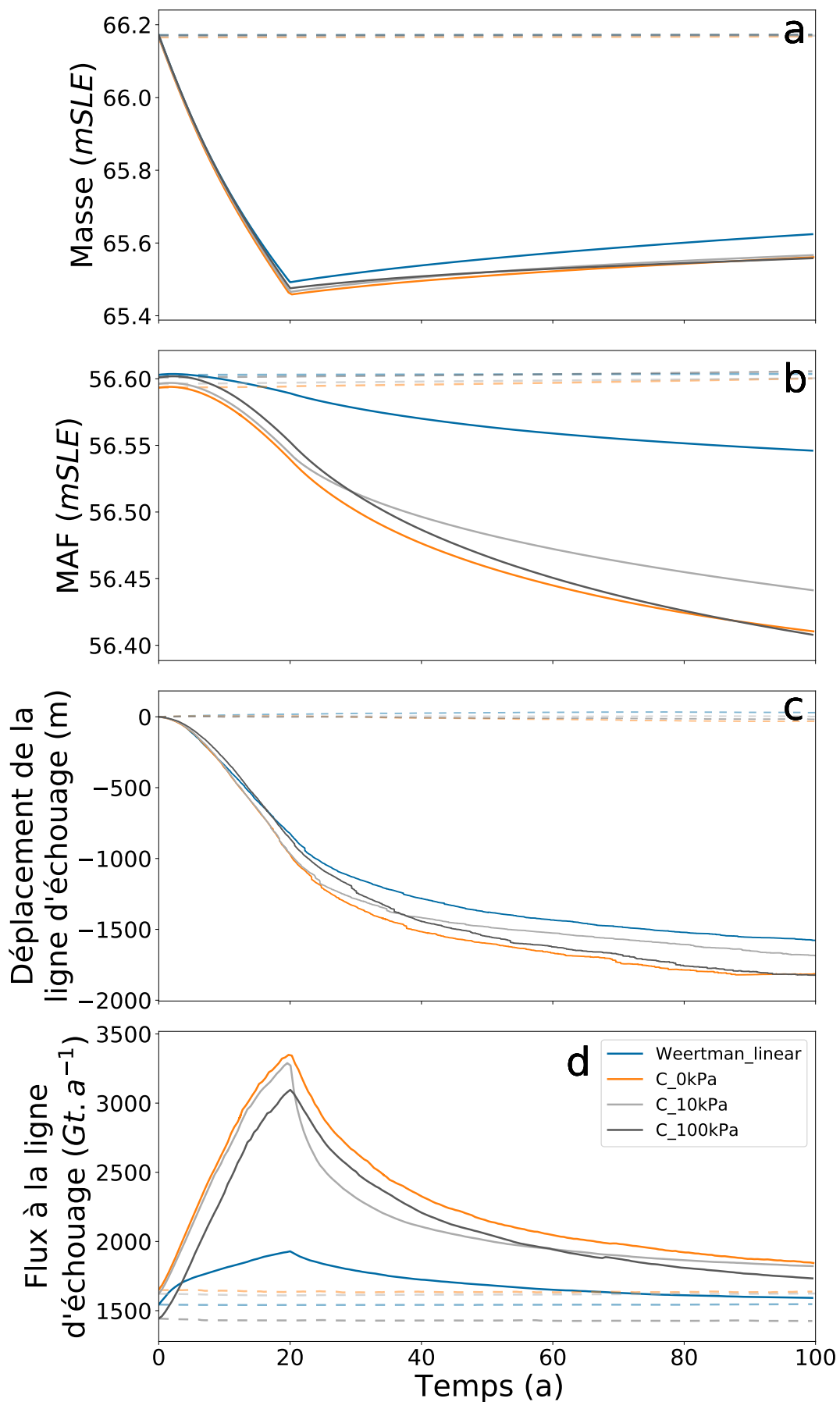


FIGURE 5.13 – Sensibilité à la loi de frottement : Variations des indicateurs géométriques et du flux à la ligne d'échouage de la calotte durant une expérience de perturbation de $+3^{\circ}C$. Les simulations de contrôle sans perturbation sont représentées en lignes pointillées.

5.3.2 Résultats

Comme précédemment, nous allons ici nous concentrer sur l'expérience simulant un réchauffement de $+3^{\circ}\text{C}$ de l'océan, les autres menant à des conclusions identiques. Nous utilisons les mêmes indicateurs que ci-dessus pour observer l'évolution du modèle.

Nous remarquons, sur la Figure 5.13a, que les trois courbes de l'évolution de la masse pour les simulations utilisant la loi de Coulomb régularisée sont très proches les unes des autres et parfois difficilement distinguables. Entre ces trois simulations réalisées avec la loi de Coulomb, les écarts sont faibles. Nous observons une perte de masse moyenne de 702 ± 6 mmSLE à la fin de l'expérience ($t = 100$ ans). La dispersion de la perte de masse est plus importante dans le cas de la masse au-dessus de la flottaison. Elle est de 52 ± 3 mmSLE à la fin de la perturbation et atteint 186 ± 14 mmSLE à la fin de l'expérience. Il y a donc une augmentation de la dispersion entre ces trois simulations au cours de la période de retour à l'équilibre. Si nous regardons le flux à la ligne d'échouage, Figure 5.13d, durant la perturbation, celui-ci augmente de 1690 ± 25 Gt a^{-1} à 20 ans et il reste encore 234 ± 63 Gt a^{-1} de plus qu'à l'état initial à la fin de l'expérience de perturbation ($t = 100$ ans). La capacité de retour du flux est de $86 \pm 4\%$ pour ces trois simulations.

Pour ces trois simulations avec la loi de Coulomb régularisée, nous avons représenté le ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses de surface et l'écart-type pour les épaisseurs sur la Figure 5.14. Le ratio $\sigma/\bar{\mu}$ est élevé dans certaines parties proches des lignes d'échouage du bassin de Ross (valeur maximale 140%) et de Ronne-Filchner (valeur maximale 67%) ainsi que de manière très localisée sur Pine Island (valeur maximale 141%, voir la Figure 5.18a). Comme observé précédemment dans le cas de la sensibilité à l'état inversé, ces zones présentent un recul important de la ligne d'échouage et le maillage n'y est plus suffisamment résolu. Le recul des lignes d'échouage et les valeurs importantes de $\sigma/\bar{\mu}$ dans ce cas précis ne relèvent pas de cette étude de sensibilité, mais se doivent d'être notés. L'écart-type de l'épaisseur est important sur les plateformes flottantes ainsi que pour les bassins de Pine Island ($\sigma_{max} = 111$ m) et Thwaites ($\sigma_{max} = 107$ m). Nous retrouvons les plus forts écarts-types sur l'épaisseur dans les zones où le ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses est élevé (voir Figure 5.17).

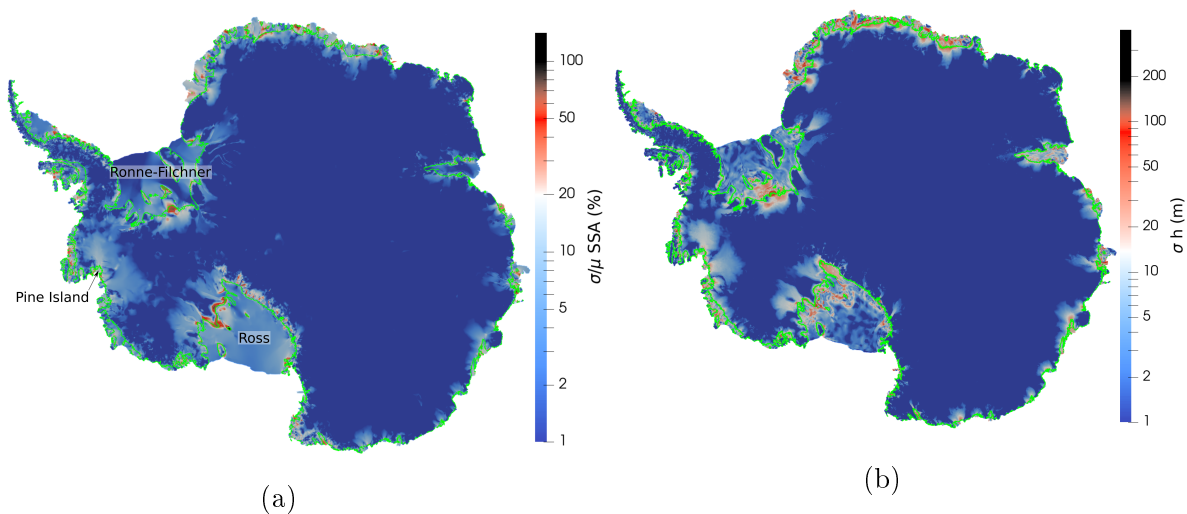
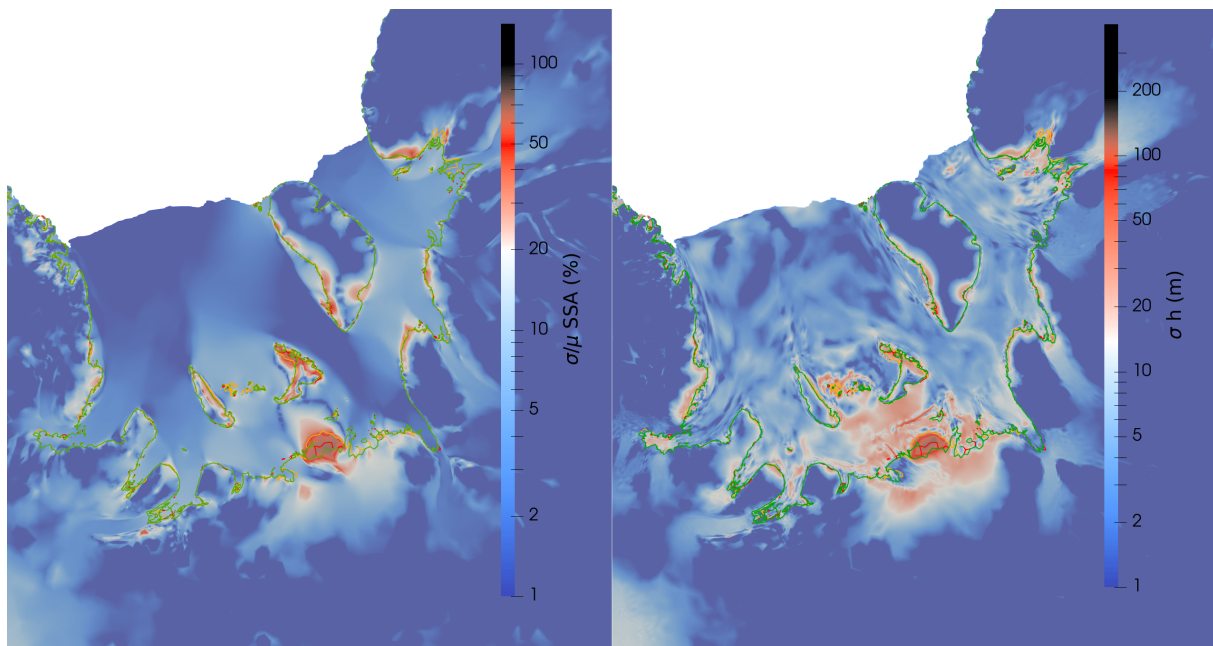
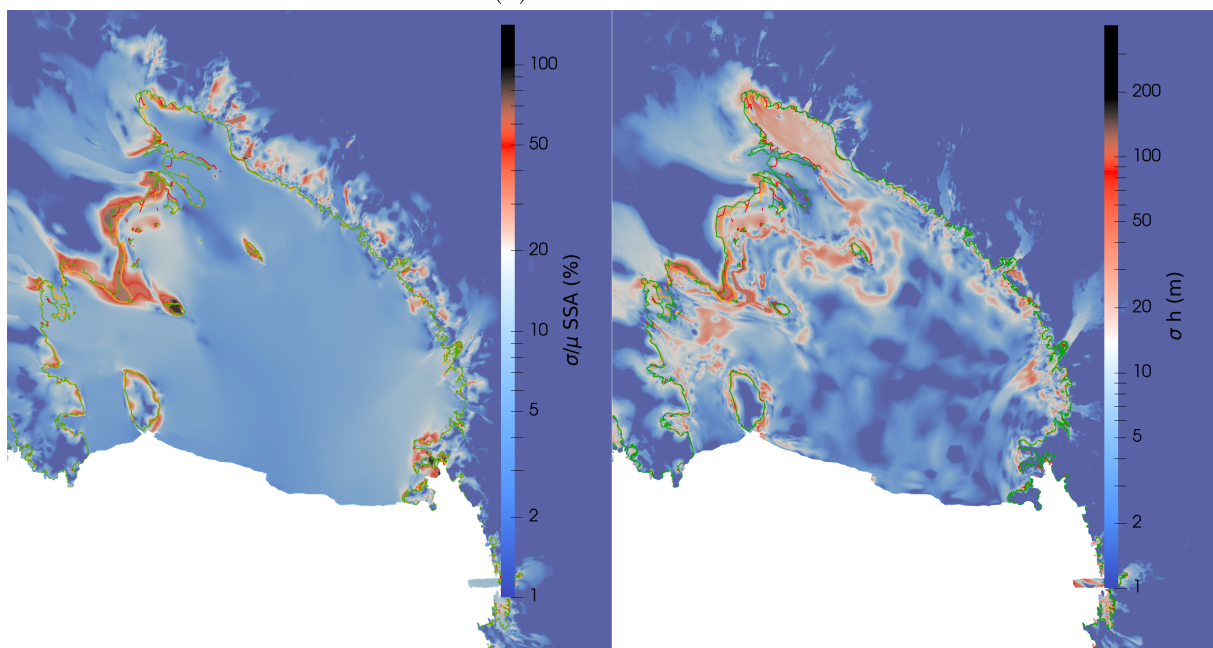


FIGURE 5.14 – (a) Ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses de surface et (b) écart-type σ pour l'épaisseur à $t=100$ ans pour l'ensemble de simulation avec une loi de Coulomb régularisée. La position d'une ligne d'échouage est représentée en vert.



(a) Ronne-Filchner



(b) Ross

FIGURE 5.15 – Comparaison à $t = 100$ ans, pour les plateformes de Ronne-Filchner (a) et Ross (b) du ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour la vitesse (panneau de gauche) et de l'écart-type de l'épaisseur (panneau de droite) pour les simulations utilisant la loi de Coulomb régularisée. Les lignes d'échouage sont représentées pour les trois configurations $C=100$ kPa (Rouge), $C=0$ kPa (vert) et $C=10$ kPa (Orange).

Nous comparons maintenant la simulation réalisée avec la loi de Weertman et celle réalisée avec la loi de Coulomb avec $C_{prior}=10$ kPa. Les courbes de la masse totale (Figure 5.13a) divergent beaucoup moins que celle de la masse au-dessus de la flottaison (Figure 5.13b). Les variations de masse au-dessus de la flottaison sont dès les 20 premières années importantes et nous notons que la simulation Weertman perd moins de masse. Nous obtenons une perte de 39 mmSLE à la fin de la perturbation par rapport à $t=0$ ans. Cette perte de masse se retrouve également dans le flux à la ligne d'échouage dont l'augmentation due à la perturbation est de 1300 Gta^{-1} plus faible pour la simulation avec la loi de Weertman linéaire. Weertman conduit à une perte de masse plus faible de 66 mmSLE par rapport à Coulomb. Malgré les différences observées, un indicateur du comportement du modèle est la capacité de retour du flux à la ligne d'échouage qui est de 89% dans le cas de la loi de Coulomb et de 88% dans le cas de la loi de Weertman.

Nous comparons les champs de vitesse et d'épaisseur à $t = 100$ ans sur la Figure 5.16. La simulation utilisant la loi de Coulomb présente globalement des vitesses plus élevées sur les plateformes flottantes et dans les fleuves de glace, sauf pour les plateformes de Brunt, Lazarev et des parties de Abbot et Getz qui montrent des vitesses plus faibles par rapport à la simulation avec la loi de Weertman. Ces différences de vitesse et donc de flux impactent également l'épaisseur. Nous avons donc, sur la Figure 5.16b, une épaisseur de la glace posée plus faible, avec la loi de Coulomb régularisée, juste en amont de la ligne d'échouage et une augmentation de l'épaisseur des plateformes. Cette observation confirme la remarque que nous avons faite précédemment sur les courbes de la Figure 5.13. Il y a une perte de la masse au-dessus de la flottaison. Cette perte est causée par l'augmentation du flux de glace à la ligne d'échouage et par le recul de la ligne d'échouage. Cependant, les variations temporelles de la masse totale sont dues au forçage que nous appliquons lors de la perturbation. Après la perturbation, les résultats montrent une augmentation de l'épaisseur des plateformes et une contribution au niveau des mers à un taux plus faible bien que toujours positif.

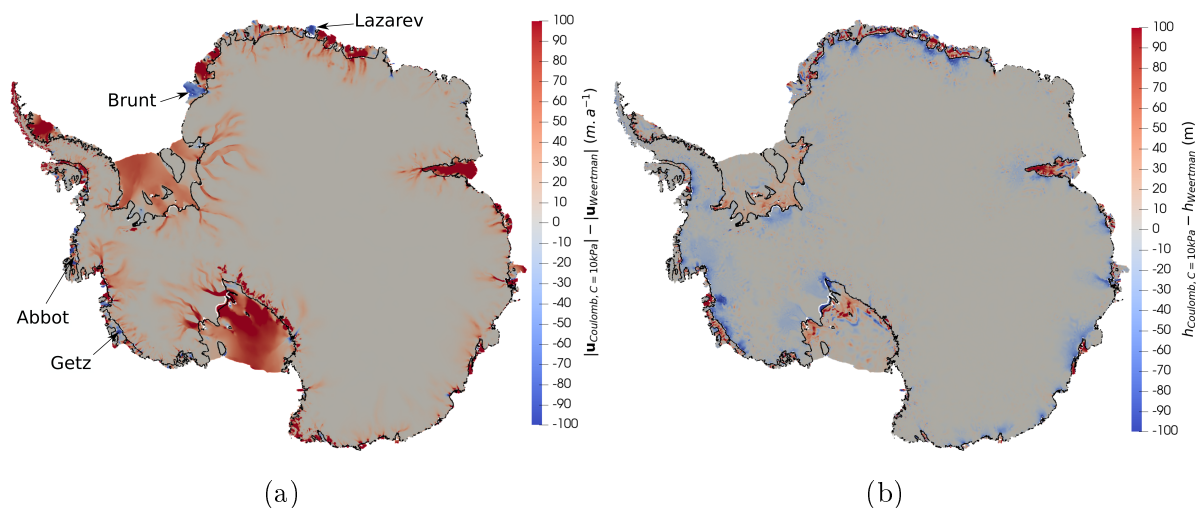
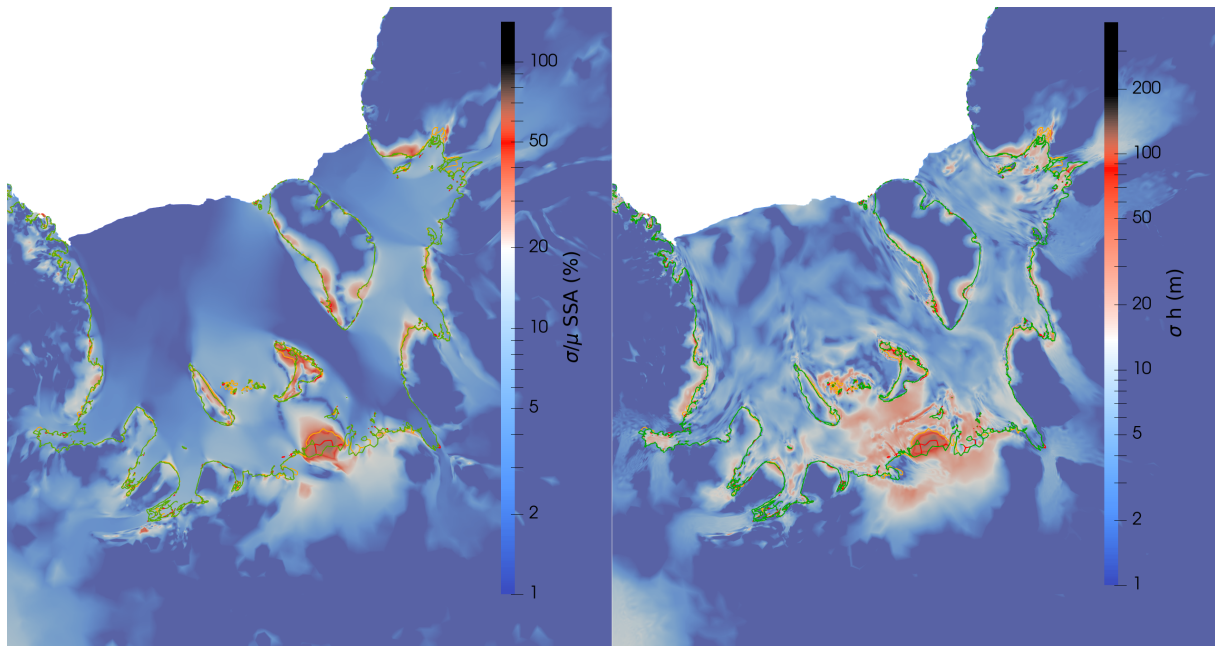


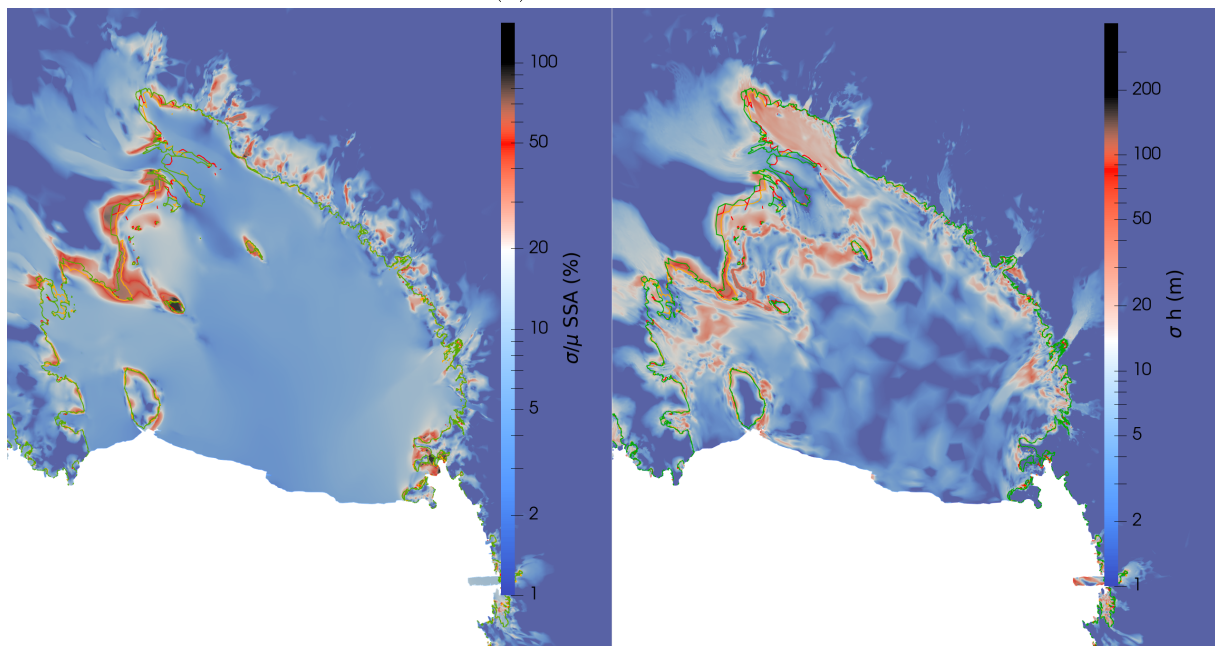
FIGURE 5.16 – (a) Carte des différences de vitesse et (b) des différences d'épaisseur entre la simulation avec une loi de Weertman linéaire et celle avec une loi de Coulomb régularisée. Les lignes d'échouage sont représentées pour la simulation utilisant une loi de Weertman linéaire (Noire) et pour celle utilisant une loi de Coulomb régularisée (Blanc).

Les Figure 5.17 et 5.18 présentent des zooms sur les régions de la mer d'Amundesen et des plateformes de Ronne-Filchner, Ross et Amery. Nous observons que sur la plateforme de Ross (Figure 5.18b), les valeurs élevées de $\sigma/\bar{\mu}$ pour la vitesse de surface sont situées

dans la zone où la distance entre les lignes d'échouage est maximale. Il s'agit également de la zone que nous avons présentée comme ayant un maillage plus grossier dans la Section 5.2.2. Nous retrouvons cette caractéristique sur Ronne-Filchner également, voir la Figure 5.17a.



(a) Ronne-Filchner

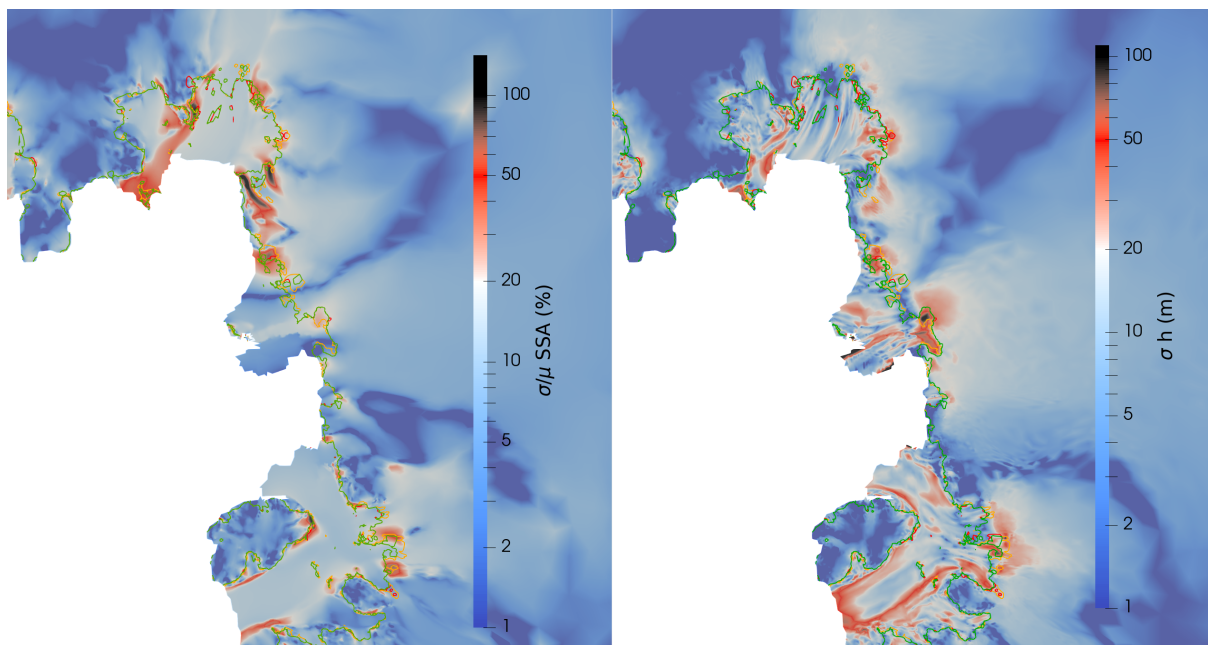


(b) Ross

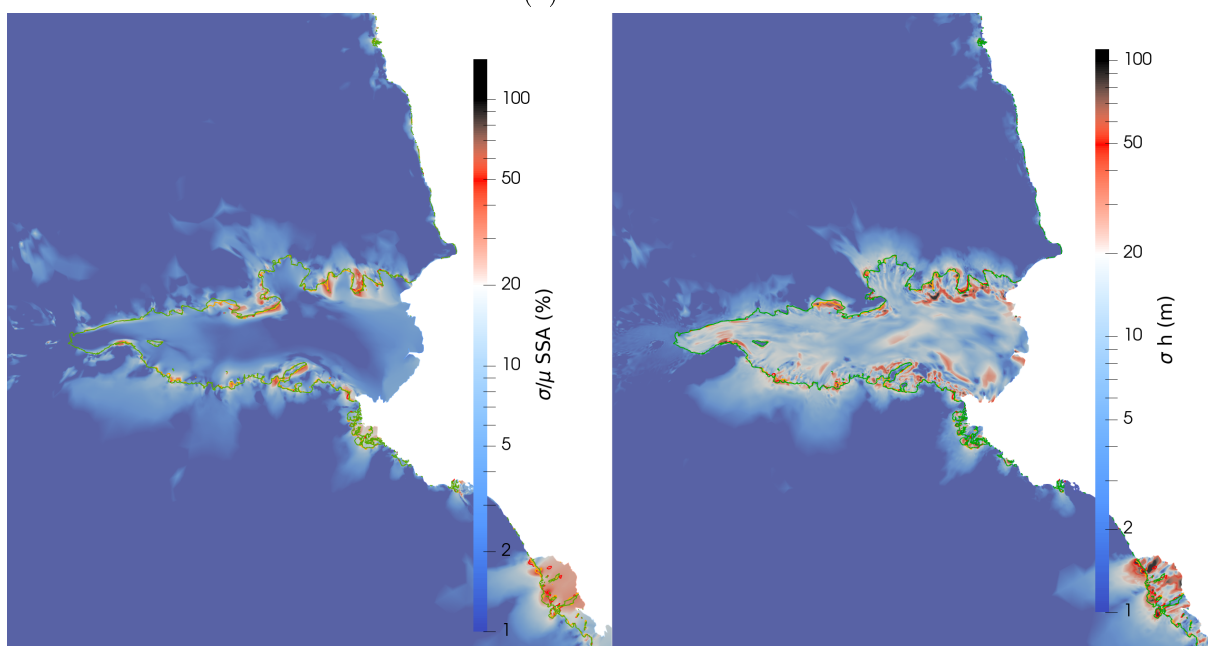
FIGURE 5.17 – Mise en relation pour les plateformes de Ronne-Filchner et Ross du ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour la vitesse (panneau de gauche) et de l'écart-type de l'épaisseur (panneau de droite) pour les simulations utilisant la loi de Coulomb régularisée.

5.3.3 Discussion et Conclusion

Le paramètre C_{prior} joue un rôle lorsque les lignes d'échouage avancent par rapport au moment où la conversion du coefficient de frottement a été réalisée. Les différences sont faibles entre ces trois différentes simulations parce que les lignes d'échouage ont dans ces



(a) Amundsen



(b) Amery

FIGURE 5.18 – Mise en relation pour la baie d’Amundsen et la plateforme Amery du ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour la vitesse (panneau de gauche) et de l’écart-type de l’épaisseur (panneau de droite) pour les simulations utilisant la loi de Coulomb régularisée.

x

expériences plutôt tendance à reculer (et donc ne pas voir ces différences de C_{prior}). Le comportement de la calotte durant l'expérience de perturbation que nous avons menée n'est pas sensible au choix du paramètre de frottement extrapolé sous les plateformes. Néanmoins, nous avons observé des variations notables des champs de vitesse et d'épaisseur. Il semble que l'amplitude de ces variations puissent provenir d'un manque de raffinement du maillage autour de la ligne d'échouage.

Le comportement de la ligne d'échouage est différent entre ces deux lois de frottement. Nous avons observé qu'une loi de Weertman linéaire diminue de manière importante le flux à la ligne d'échouage et de la même manière la perte de masse de la calotte. Cela entraîne ainsi un recul moindre des lignes d'échouage (Figure 5.13c). Brondex et al. (2019) montrent que la dynamique de la ligne d'échouage est sensible au choix de la loi de frottement, leurs résultats montre que la loi de Weertman produit moins de recul et celui-ci est plus lent. Åkesson et al. (2021) montrent que le recul de la ligne d'échouage est réduit en utilisant la loi de Weertman impactant directement la contribution au niveau des mers. Ces expériences sont sensibles aux différences entre ces deux lois. Cependant, dans ces deux simulations, nous observons une augmentation du flux qui revient à une valeur proche du flux initial en 80 ans. La capacité de retour après une perturbation au flux initial à la ligne d'échouage est identique. Le comportement de la calotte vis-à-vis d'une perturbation reste similaire, quelle que soit la loi de frottement bien que l'impact sur le niveau des mers soit différent.

5.4 Conclusion

Au travers de ces trois études de sensibilité, nous avons étudié les variations que produisaient des choix différents de la topographie basale puis les différences de comportement de la ligne d'échouage induit par les choix réalisés de l'état inversé et de la loi de frottement dans les expériences de perturbation.

L'étude sur le socle rocheux montre qu'une résolution plus fine du socle ne semble pas présenter d'importantes modifications de l'écoulement. Une meilleure connaissance de celui-ci dans les zones peu connues, sous les plateformes flottantes par exemple, aura un impact important sur la dynamique de la ligne d'échouage. L'utilisation des données les plus récentes est donc conseillée et il faut s'attendre à observer des différences assez importantes sur la dynamique de la ligne d'échouage sur certains bassins.

Une topographie précise du socle permet également de mieux contraindre l'inversion car plus les observations seront juste mieux le coefficient de frottement pourra être déterminé par l'inversion. Nous avons pu voir qu'entre cinq états inversés à la fin de la relaxation nous avons des sorties de modèles légèrement différentes. Cependant, cela n'a pas d'impact sur son comportement aux expériences de perturbation. Nous constatons un impact plus important sur le choix d'une loi de frottement de Coulomb régularisée par rapport à une loi linéaire. La loi de Coulomb régularisée permet de mieux représenter les flux de la calotte lors d'une expérience de perturbation. Le choix du paramètre de frottement dans les zones où il ne peut être inversé n'a que peu d'impacts ici, mais en aurait sûrement beaucoup plus si la ligne d'échouage venait à avancer.

Nous pouvons remarquer un point commun entre les 2 études de sensibilité sur les états inversés et la loi de Coulomb régularisée. Nous avons de fortes différences de vitesse et d'épaisseur lorsque la ligne d'échouage sort d'une zone raffinée tel que sur les plateformes de Ross et Ronne-Filchner.

Conclusions et Perspectives

Sommaire

6.1 Conclusions	97
6.2 Perspectives	98
6.2.1 Expérimentales	98
6.2.2 Numériques	99

6.1 Conclusions

La calotte Antarctique représente le premier potentiel contributeur à l'augmentation du niveau des mers. Elle est sensible au changement climatique actuel et pourrait être rapidement déstabilisée, impliquant une perte de masse importante donc une contribution au niveau des mers. L'instabilité des calottes marines (MISI) est le principal mécanisme proposé par lequel les lignes d'échouage sont considérées comme instables, c'est-à-dire qu'elles subissent un retrait auto-entretenu et irréversible. Cependant, il n'a pas été évalué si les lignes d'échouage de l'Antarctique subissent déjà le MISI dans leur position actuelle. L'étude de ces instabilités au travers du projet H2020 TiPACCs a pour objectif de déterminer la stabilité actuelle des lignes d'échouage. Pour déterminer l'état de stabilité, nous utilisons des simulations numériques qui représentent la calotte Antarctique dans son état actuel.

Dans le Chapitre 2, nous avons posé les bases de la physique de notre modèle. Nous avons développé les différentes équations permettant de résoudre l'écoulement de la glace dans le modèle ainsi que leurs conditions aux limites. Nous avons choisi d'utiliser l'approximation de la Shallow-Shelf Approximation (SSA) pour modéliser l'écoulement de la glace dans le cadre de la calotte Antarctique.

Une fois la physique que nous avons appliquée défini, nous avons appliqué une méthode d'initialisation du modèle dans le Chapitre 3. Nous avons utilisé une inversion à partir des données de vitesse de surface pour obtenir les paramètres de friction et de viscosité. Il s'en suit une relaxation permettant de réduire les fortes valeurs de dh/dt . Cette initialisation a eu pour objectif de construire des états initiaux reproduisant le plus fidèlement possible les données récentes de la calotte Antarctique. Nous avons obtenu 5 états actuels très proches des observations que nous avons utilisés dans nos expériences de perturbations. Ces états sont géométriquement très similaires aux observations, mais les flux sont plus faibles de ceux observés produisant un ré-avancement des lignes d'échouage

durant la relaxation.

Dans le Chapitre 4, nous avons appliqué un bilan de masse corrigé afin d'obtenir un état initial stable de la calotte nécessaire pour nos expériences de stabilité. Nous avons réalisé ensuite des expériences en appliquant des perturbations sur un état initial afin de déterminer la stabilité de la calotte Antarctique. Les principales conclusions de ces expériences sont que l'ensemble des lignes d'échouage semble ne pas être dans un processus de retrait auto-entretenu et irréversible dans leurs configurations actuelles. Le retour à un flux à la ligne d'échouage similaire est rapide. Cependant, le ré-avancement des lignes d'échouage, bien qu'enclenché sur certains bassins, est lent et dépend de l'inertie du bassin vis-à-vis de la perturbation. Nous avons montré qu'il n'y a donc pas d'instabilité enclenchée du fait de la position de la ligne d'échouage. Le retrait actuel de la calotte est dû au forçage actuel, qui ne semble pas pouvoir s'inverser vu la tendance climatique actuelle. Par conséquent, si le déséquilibre de masse actuellement observé venait à disparaître, le recul de la ligne d'échouage s'arrêterait probablement.

La question s'est posée de connaître la sensibilité des résultats des expériences de perturbation à des choix que nous réalisons. Dans le Chapitre 5, nous avons réalisé 3 études de sensibilité, sur le choix de la topographie basale, sur celui de l'état inversé et sur les choix réalisés sur le frottement, l'utilisation d'une loi de frottement de Weertman linéaire ou bien de Coulomb régularisé. Nous en avons déduit qu'améliorer la résolution du socle ne change pas sensiblement sa rugosité, mais les données plus récentes apportent de l'information sur la topographie basale sous les plateformes et dans les zones avoisinant les lignes d'échouage. Les résultats de notre expérience de perturbation n'ont pas fondamentalement été impactés par le choix de l'état inversé ou bien par le frottement défini. Nous avons montré ainsi que le comportement de la calotte à nos expériences de perturbation est peu sensible à ces deux éléments. Néanmoins, une loi de frottement de Weertman ne représente pas la même dynamique de la ligne d'échouage et les différences observées en termes de flux sont très importantes. La loi de Weertman minimise les vitesses lors de l'application d'une perturbation par rapport à une loi de Coulomb régularisé, donc les flux à la ligne d'échouage. L'étude de sensibilité sur le choix de l'état inversé conduit à une différence de 50 mmSLE, ce qui est loin d'être négligeable lors de prédiction de l'augmentation du niveau des mers.

6.2 Perspectives

6.2.1 Expérimentales

Au sein du projet TiPACCs, nos expériences de perturbations faibles, mais numériquement significatives seront suivies d'un autre jeu d'expériences permettant de tester la stabilité pour des perturbations plus longues et plus importantes. Une configuration identique sera reprise. Nous prolongerons le temps de perturbation de plusieurs dizaines d'années, il s'en suivra une phase de retour à l'équilibre qui sera amorcée à partir de différents temps. Cette expérience aura pour objectif de définir si le comportement de la calotte et de la ligne d'échouage varie en fonction de la durée de la perturbation. Si oui, cela signifierait que nous avons franchi un point de basculement. Et dans le cas opposé, la perturbation engendrerait alors une réponse proportionnelle à la perturbation sans produire de recul auto-entretenu et irréversible.

Nos expériences de stabilité présentées dans le Chapitre 4 dépendent d'un état initial stationnaire. Dans notre cas, nous avons forcé l'état actuel à être stationnaire en modifiant le

bilan de masse. Il sera également possible de rechercher un état stationnaire correspondant au forçage que nous appliquons, donc sans correction. Pour cela, nous aurons besoin de réaliser une initialisation avec une phase de relaxation très longue en espérant atteindre un équilibre car la dynamique de l'écoulement va ramener la calotte vers un équilibre entre les flux entrant et sortant mais ces processus peuvent demander une grande échelle de temps tel que dans une procédure de Spin-Up .

6.2.2 Numériques

Elmer/Ice est un modèle d'écoulement de la glace qui est en constante évolution. Actuellement des travaux sont en cours pour l'ajout de caractéristiques physiques (Évolution du front de glace, Vêlage d'Iceberg, Endommagement) des glaciers au modèle.

La capacité de déplacer le front de glace avec le vêlage d'icebergs sera la prochaine évolution importante pour la dynamique des calottes. La perte de glace par vêlage représente la moitié de la perte de glace des calottes marines (Greene et al., 2022; Rignot et al., 2013). Actuellement, la quantité de glace sortant par le front de glace est représentée par un flux de glace dans nos simulations, mais nous ne représentons pas directement un vêlage d'icebergs. Pour le moment, nous définissons une limite de 1 m d'épaisseur dans le modèle. Disposer d'un front évolutif nécessitera une ré-avancée du front avant d'augmenter l'épaisseur de la plateforme.

Comme nous l'avons vu dans certaines conclusions du Chapitre 5, il semble nécessaire de réaliser un maillage évolutif dont le raffinement autour de la ligne d'échouage suit les déplacements de celle-ci. Pour le moment, il est possible de réaliser cela manuellement en arrêtant nos simulations et réalisant un nouveau maillage avec la nouvelle position de ligne d'échouage. Un maillage adaptatif permettra alors de raffiner les mailles autour de la ligne d'échouage au cours de la simulation et permettra de descendre à des résolutions horizontales de 500 m autour de la ligne d'échouage ce qui d'après Seroussi and Morlighem (2018) permet de mieux représenter la fonte au niveau des lignes d'échouage.

Annexes : Figures supplémentaires au Chapitre 4

Les figures ci-dessous présentent des résultats spécifiques pour les expériences prolongées à 500 ans ainsi que certaines figures spécifiques aux modèles \tilde{U} a et PISM.

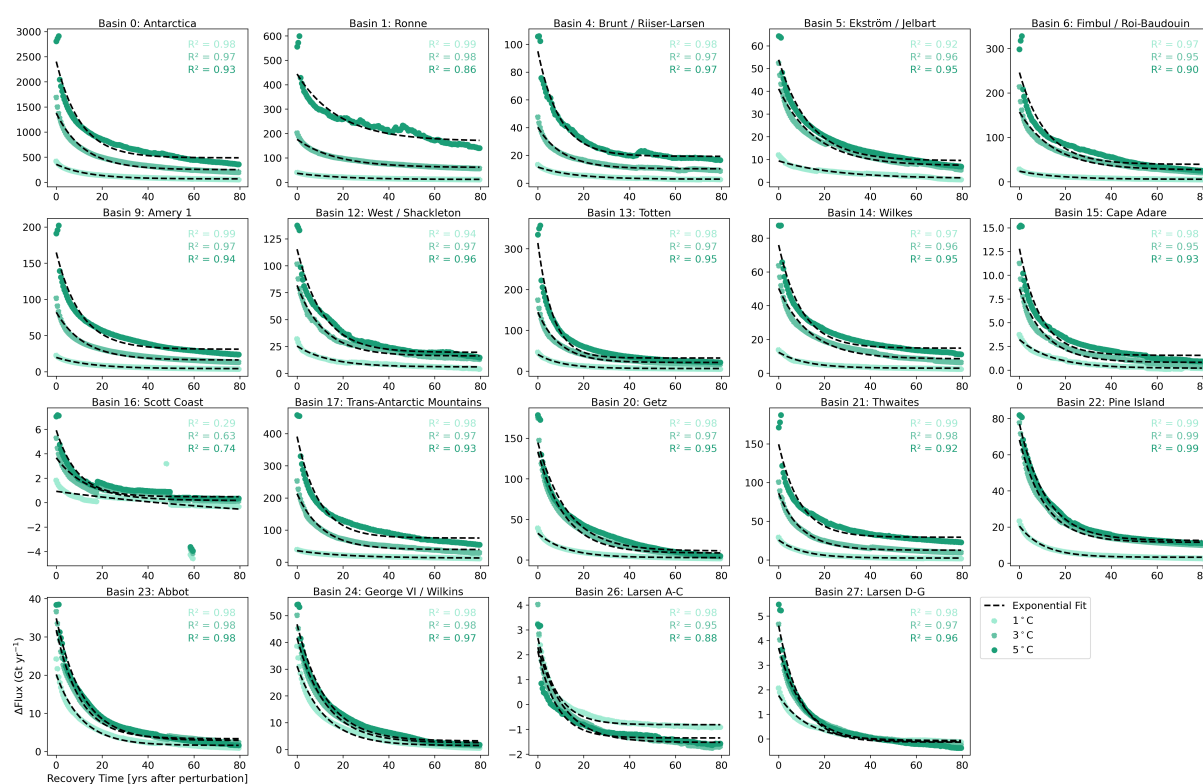


FIGURE A.1 – Récupération exponentielle de la variation du flux de glace à travers la ligne d'échouage dans les 80 ans qui suivent la perturbation. Les résultats sont présentés par bassin versant pour les expériences de perturbation utilisant Elmer/Ice. Dans chaque cas, les points colorés sont les résultats du modèle pour chaque expérience de perturbation et les lignes pointillées sont l'ajustement exponentiel. Les valeurs de R^2 sont indiquées pour chaque expérience dans la couleur correspondante.

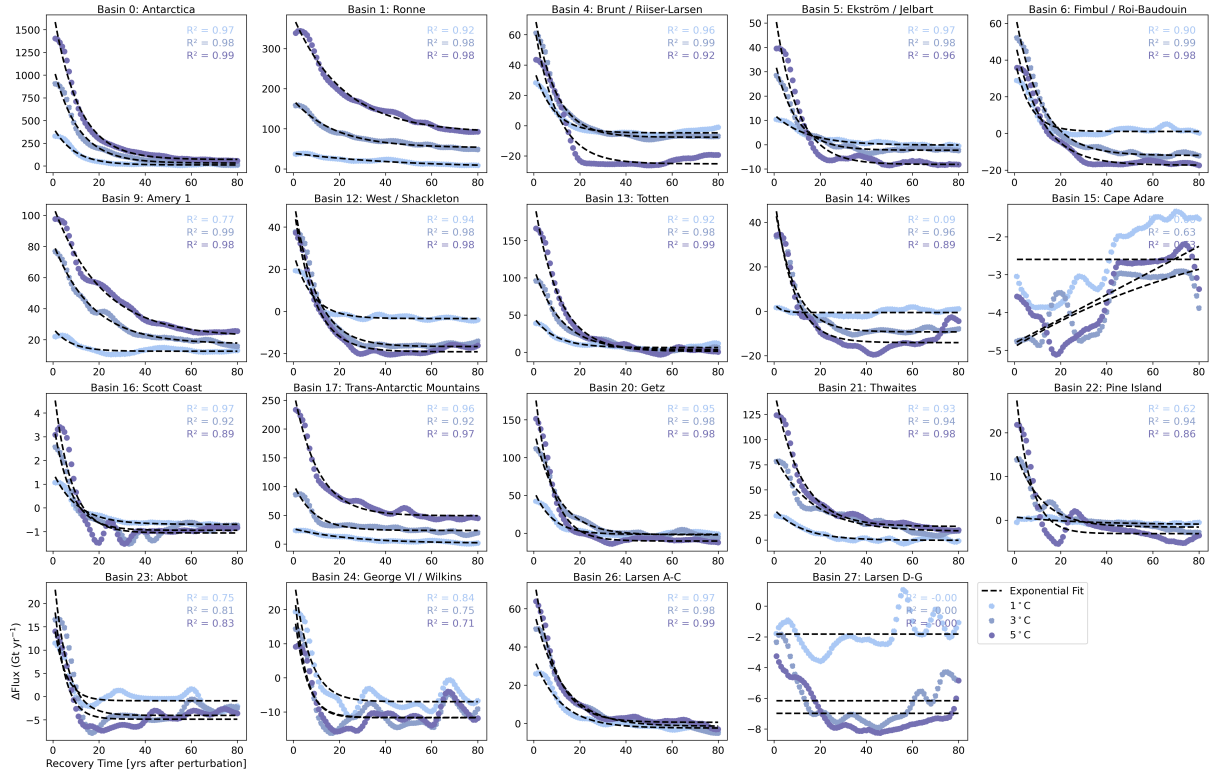


FIGURE A.2 – Récupération exponentielle de la variation du flux de glace à travers la ligne d'échouage dans les 80 ans qui suivent la perturbation. Les résultats sont présentés par bassin versant pour les expériences de perturbation utilisant PISM. Dans chaque cas, les points colorés sont les résultats du modèle pour chaque expérience de perturbation et les lignes pointillées sont l'ajustement exponentiel. Les valeurs de R^2 sont indiquées pour chaque expérience dans la couleur correspondante.

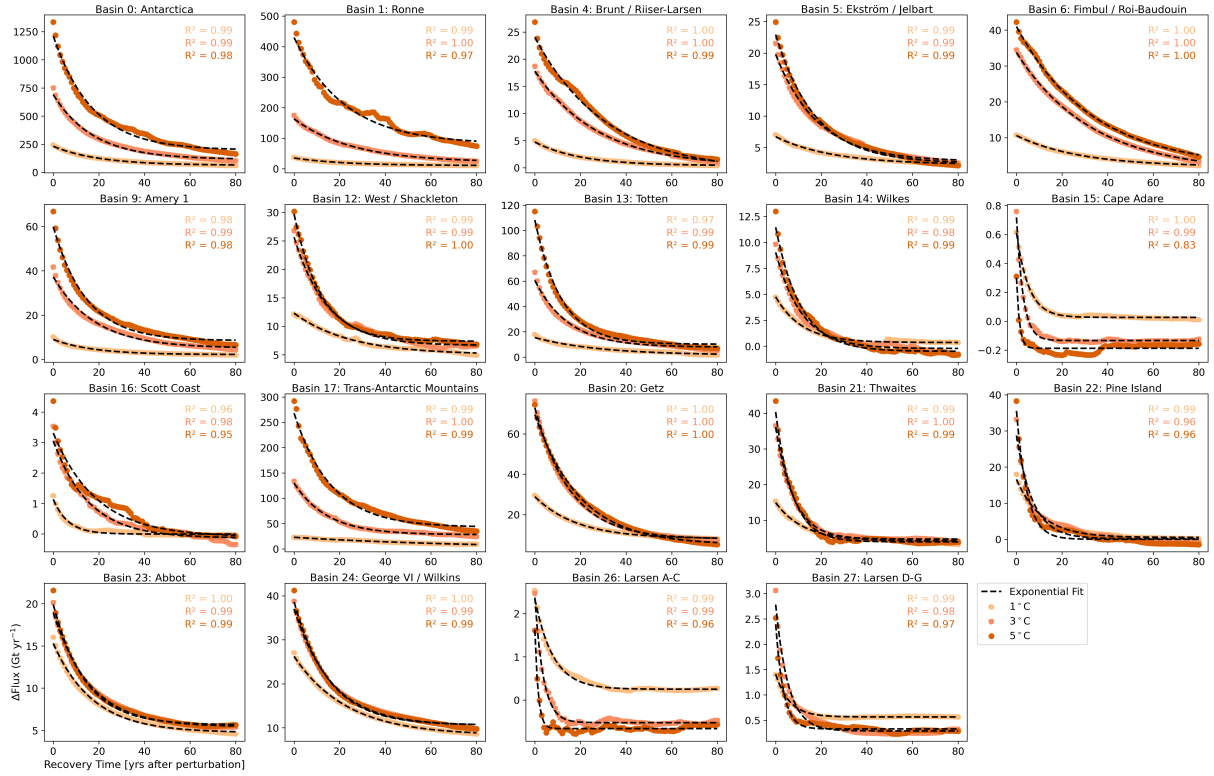


FIGURE A.3 – Récupération exponentielle de la variation du flux de glace à travers la ligne d'échouage dans les 80 ans qui suivent la perturbation. Les résultats sont présentés par bassin versant pour les expériences de perturbation utilisant \hat{U}_a . Dans chaque cas, les points colorés sont les résultats du modèle pour chaque expérience de perturbation et les lignes pointillées sont l'ajustement exponentiel. Les valeurs de R^2 sont indiquées pour chaque expérience dans la couleur correspondante.

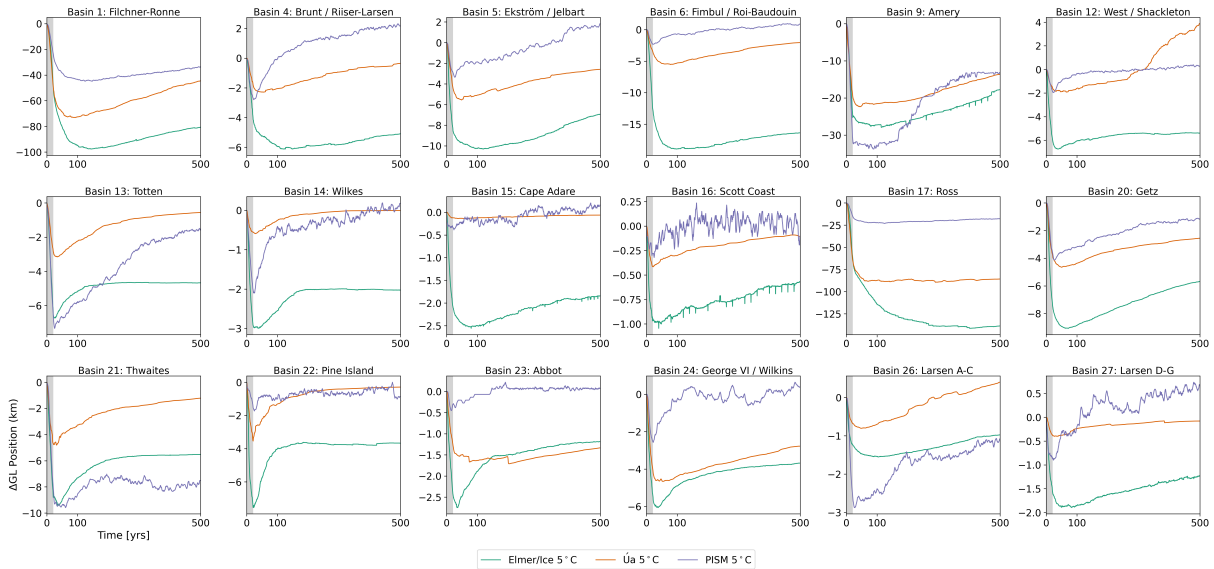


FIGURE A.4 – Changement de position de la ligne d'échouage pour les bassins de drainage individuels. Les résultats sont présentés pour les trois modèles pour l'expérience de perturbation de 5 °C.

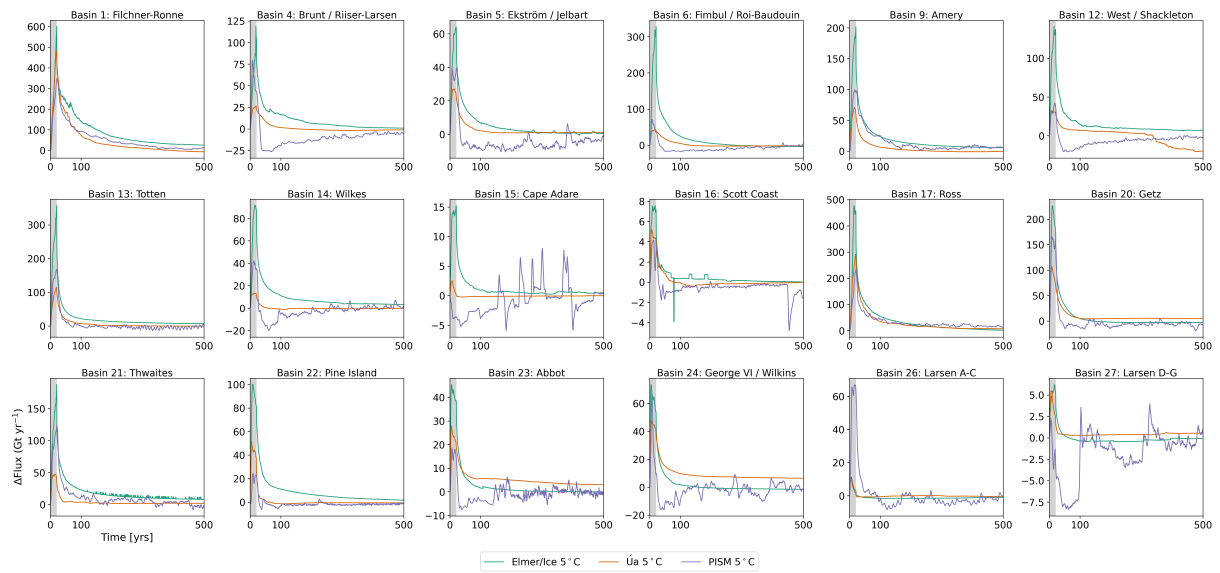


FIGURE A.5 – Changement du flux de la ligne d'échouage pour les bassins de drainage individuels. Les résultats sont présentés pour les trois modèles pour l'expérience de perturbation de 5 °C.

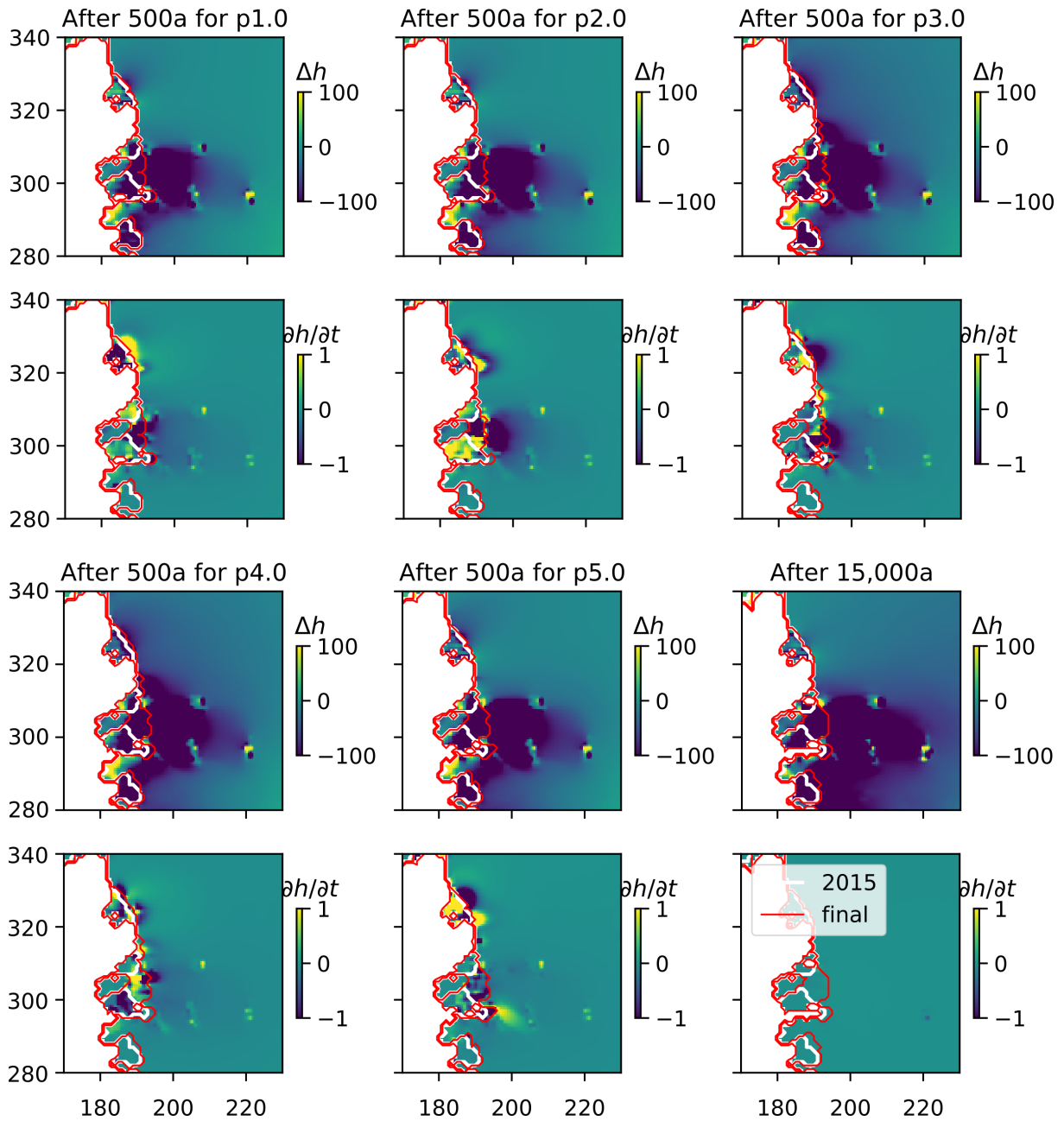


FIGURE A.6 – Changements de la position de la ligne d’échouage et de l’épaisseur de la glace (ligne supérieure), ainsi que du taux de changement de l’épaisseur de la glace (ligne inférieure) à la fin (500 ans) des expériences de perturbation de faible amplitude (cinq premières colonnes) et dans l’évolution à long terme (dernière colonne) simulée avec PISM, avec un zoom dans la région des plateformes flottantes Dotson et Crosson.

Table des figures

1.1	Carte de vitesse de la calotte Antarctique (Mouginot et al., 2019). La ligne noire représente la limite de la glace posée sur le socle. Il peut s'agir de ligne d'échouage ou bien de front de glace.	3
1.2	Topographie basale de l'Antarctique (Morlighem et al., 2020). Les zones sous le niveau des mers sont représentées dans des teintes bleues. Le front de glace est représenté par la ligne noire et la ligne d'échouage est la ligne blanche.	4
1.3	Schéma du MISI. Cette instabilité provoque un recul instable de la ligne d'échouage sur les pentes du lit rétrograde. Inspirée de Pattyn and Morlighem (2020)	6
1.4	Schématisation des points de basculement	7
1.5	Inventaire énergétique global et bilan du niveau de la mer. a) Changements observés dans l'inventaire énergétique global pour la période 1971-2018 avec les contributions des composantes comme indiqué dans la légende de la figure. Le réchauffement du système terrestre pour toute la période et l'incertitude associée sont indiqués à droite du graphique (barre rouge = estimation centrale; ombrage = plage très probable); b) Changements observés dans les composantes du niveau moyen global de la mer pour 1971-2018 comme indiqué dans la légende de la figure. Le changement moyen mondial observé du niveau de la mer à partir des reconstitutions des marégraphes (1971-1993) et des mesures des altimètres satellitaires (1993-2018) est présenté à titre de comparaison (ligne pointillée) sous forme de moyenne mobile sur 3 ans pour réduire le bruit d'échantillonnage. La fermeture du bilan global du niveau de la mer pour toute la période est indiquée à droite du graphique (barre rouge = estimation centrale de la somme des composants; ombrage rouge = plage très probable; barre noire = estimation centrale du niveau total de la mer; partage en gris = très probable intervalle). Figure issue de Fox-Kemper et al. (2021)	9
1.6	Évolution mondiale moyenne prédite et projetée du niveau de la mer suivant différents scénarios climatiques. La courbe en pointillés représente la potentielle évolution du niveau des mers dans le cas où l'instabilité présumée liée aux falaises de glace s'enclencherait. Figure issue de IPCC (2021)	10
2.1	Représentation schématique de l'écoulement de la glace avec les approximations de la SSA et les conditions aux limites.	24
3.1	Vitesse de surface observée pour l'année 2015/2016 Mouginot et al. (2017)	31

3.2	Différence entre les vitesses annuelles 2015-2016 et le jeu de vitesses agrégées. La différence est réalisée sur la surface disposant de mesures de vitesses annuelles.	31
3.3	Schéma du modèle de boîte (modifié de Reese et al. (2018)). B_0 représente la boîte en aval de la cavité et les B_k avec $k = 1, \dots, n$ représentent chaque boîte du modèle.	33
3.4	(a) Les bassins définis par Zwally et al. (2012) et utilisés pour le modèle de boîte et (b) le numéro de chaque boîte. Le numéro maximum de boîtes est différent par bassin, puisqu'il dépend de la taille de chaque bassin. Le nombre de boîtes varie entre 1 et 5.	34
3.5	Comparaison entre les observations de Rignot et al. (2013) et les paramétrisations de fonte basale dans Elmer/Ice.	35
3.6	Identique à la Figure 3.5 mais sur la Baie d'Amundsen.	35
3.7	Identique à la Figure 3.5 mais sur la plateforme d'Amery.	36
3.8	Conception et optimisation du maillage du bassin versant de Filchner-Ronne	37
3.9	Schéma d'une itération de l'optimisation	38
3.10	Représentation de chaque fonction de régularisation en fonction de la fonction coût total. La couleur du point correspond à la moyenne quadratique de l'erreur entre l'observation et la vitesse modélisée. Les croix rouges correspondent aux états inversés sélectionnés.	41
3.11	Résultats et écart entre les états inversés. (a) Frottement \mathbf{t}_b et (b) de viscosité μ moyennés sur les 5 états inversés sélectionnés. Ratio σ/μ pour les variables inversées. (c) Le frottement est représenté par \mathbf{t}_b et (d) la viscosité par $\bar{\mu}$	42
3.12	Évolution (a) de la distribution du taux de changement d'épaisseur au cours du temps et (b) du flux à la ligne d'échouage durant la relaxation.	44
3.13	Évolution de la forme des plateformes flottantes et de la fonte basale durant les 60 ans de relaxation. Pour chaque sous-figure, la partie supérieure est la fonte basale et la partie inférieure est la topographie de la plateforme flottante. La ligne rouge pointillée correspond à la topographie du socle.	45
3.14	Comparaison des lignes d'échouage initiales et de l'épaisseur entre les observations et de l'état actuel R15 obtenu pour de la mer d'Amundsen. La position de la ligne d'échouage observée (noir) et celle de l'état actuel R15 (vert).	47
4.1	Schéma résumant l'organisation des expériences numériques utilisé pour l'analyse de la stabilité des lignes d'échouage actuelles en Antarctique. Le dispositif comprend les différentes procédures d'initialisation des modèles (encadré gris) ainsi que les deux différents types d'expériences de modèles pronostiques (encadré bleu) : l'analyse de stabilité numérique présentée dans le présent manuscrit (partie A; encadré orange) et l'analyse de recul engagé présentée dans Reese et al. (2022) (partie B; encadré jaune). Les trois procédures différentes d'initialisation du modèle produisent trois états initiaux comparables ("état initial commun"; encadré vert), à partir desquels toutes les expériences sont lancées.	50
4.2	Représentation des champs de dh/dt pour Elmer/Ice (a) avant l'application du bilan de masse corrigé, (b) après 1 an d'application du bilan de masse corrigé.	53
4.3	Vitesses annuelles de la surface de la glace provenant de MEaSURES pour 2015/16 et vitesses de la surface de la glace calculées dans chaque modèle de calotte glaciaire après initialisation.	54

4.4	Épaisseur de glace provenant de BedMachine Antarctica v2 et épaisseur de glace calculée dans chaque modèle de calotte après initialisation. Les lignes d'échouage sont indiquées en noir.	55
4.5	Les positions initiales modélisées de la ligne d'échouage sont représentées par des lignes colorées, la position observée de la ligne d'échouage est représentée en noir. Les plateformes flottantes sont indiquées par un ombrage gris. Les lignes rouges indiquent les positions des transects présentés dans la Figure 4.10. Les lignes grises marquent les limites des bassins IMBIE : (Zwally et al., 2012). L'encart montre un zoom sur le secteur de la mer d'Amundsen en Antarctique de l'Ouest. Le fond est la topographie actuelle du socle de l'Antarctique (BedMachine ; Morlighem, 2020) montrant les régions où la topographie du socle est inférieure (ombrage bleu) et supérieure (ombrage brun) au niveau de la mer en mètres au-dessus du niveau de la mer (m a.s.l.).	57
4.6	Le changement du bilan de masse basale est indiqués pour les trois modèles et toutes les expériences de perturbation par rapport à leurs expériences de contrôle.	59
4.8	Le changement de la position de la ligne d'échouage, le changement du bilan de masse basale et le changement du volume en équivalent niveau des mers sont indiqués pour les trois modèles et toutes les expériences de perturbation par rapport à leurs expériences de contrôle.	60
4.7	Variations du flux de glace au travers de la ligne d'échouage pour les simulations perturbées utilisant les trois modèles de calotte. Les trois expériences de perturbation de la température (1 °C, 3 °C, 5 °C) sont présentées pour des bassins individuels sélectionnés. Pour des raisons de facilité, nous avons fusionné les résultats des bassins se déversant dans les plateformes flottantes Amery, Filchner-Ronne et Ross. Voir la Figure 4.13 pour d'autres bassins. Les flux PISM sont lissés en utilisant un filtre de moyenne courante de 5 ans. La période de perturbation est indiquée en gris. Le graphique à barres montre le temps <i>e-folding</i> . Chaque barre indique le temps de réponse médian des trois expériences (1 °C, 3 °C, 5 °C) pour chaque modèle, et les barres d'erreur indiquent la plage. Les barres ne sont pas représentées pour les modèles individuels de certains bassins (par exemple Cape Adare pour PISM) où l'ajustement exponentiel au changement de flux de glace a été jugé médiocre et la valeur R^2 est inférieure à 0,8. Il y a quatre expériences individuelles pour PISM où les résultats du flux sont bruités (en raison d'une résolution de grille trop grossière) de sorte que l'ajustement exponentiel pour cette perturbation de température individuelle a une valeur de $R^2 < 0,8$ (voir Figure A.2). Nous avons fixé la valeur minimale de la limite inférieure des barres d'erreur à zéro, car une valeur négative n'aurait pas de sens.	61
4.9	Déplacements de la ligne d'échouage, flux au travers de la ligne d'échouage et perte de masse à l'échelle de l'Antarctique étendus à 500 ans pour les trois modèles pour l'expérience de perturbation de 5 °C.	62

4.10	Profils du secteur de la baie de la mer d'Amundsen (ASE) pour les trois modèles à différents intervalles de temps pendant l'expérience de 5 °C. Les géométries de la calotte à l'état initial (ligne pointillée remplie de bleu clair), à la fin de la perturbation à 20 ans (ligne rouge), après 80 ans de retour à l'équilibre à 100 ans (ligne orange), et après 500 ans (ligne cyan) sont représentées. Les positions des lignes d'échouage observées (BedMachine) sont indiquées par des points noirs. Les petits panneaux montrent un zoom dans la région marquée par les carrés noirs. Les positions des profils sont indiquées dans la Figure 4.5. La résolution de ces lignes d'écoulement dépend de la résolution horizontale de chaque modèle, expliquant ainsi les différences dans la topographie basale.	63
4.11	Changement de la position de la ligne d'échouage pour les bassins de drainage individuels. Les résultats sont présentés pour les trois modèles et toutes les expériences de perturbation par rapport à leurs expériences de contrôle.	64
4.12	Profils des plateformes flottantes Amery, Cook et Totten pour les trois modèles à différents intervalles de temps pendant l'expérience de 5 °C. Les géométries des calottes de l'état initial (ligne pointillée remplie de bleu clair), à la fin de la perturbation (ligne rouge), après 80 ans de relâchement (ligne orange), et après 500 ans (ligne cyan) sont représentées. Les petits panneaux montrent un zoom dans la zone de la ligne d'échouage marquée par les carrés noirs. La résolution de chaque profil dépend de la résolution du modèle. Les positions des profils sont indiquées dans la Figure 4.5. . . .	66
4.13	Changement du flux de la ligne d'échouage pour les bassins de drainage individuels. Les résultats sont présentés pour les trois modèles et toutes les expériences de perturbation par rapport à leurs expériences de contrôle. . .	67
4.14	Profils des plateformes flottantes de Ronne, Filchner et Ross pour les trois modèles à différents intervalles de temps pendant l'expérience de 5 °C. Les géométries des calottes de l'état initial (ligne pointillée remplie de bleu clair), à la fin de la perturbation (ligne rouge), après 80 ans de relâchement (ligne orange), et après 500 ans (ligne cyan) sont représentées. Les petits panneaux montrent un zoom dans la zone de la ligne d'échouage marquée par les carrés noirs. La résolution de chaque profil dépend de la résolution du modèle. Les positions des profils sont indiquées dans la Figure 4.5. . . .	69
5.1	Carte des différences d'altitude des topographies du socle entre BedMap2 et BedMachine. Les lignes de courant utilisées pour le calcul des FFTs sont représentées en noir.	77
5.2	Ligne de courant dans la partie posée du bassin versant de la plateforme de glace Amery présentant l'étude réalisé sur les 16 lignes de courants. (a) Localisation spatiale de la ligne de courant. La ligne d'échouage est représentée en blanc et la ligne de courant en rouge. (b) Profil d'altitude avec les incertitudes. La tendance de l'altitude a été éliminée. (c) Transformée de Fourier de la topographie du socle.	78

5.3	Distribution des pentes des FFTs sur les parties posées des 16 lignes de courants pour Bedmachine et BedMap. Le diagramme en boîte à moustache représente la médiane (trait orange), les quantiles 0.25 et 0.75 (limites de la boîte) ainsi que la dispersion des valeurs. Les moustaches des boîtes sont d'une longueur maximale de 1.5 x l'écart interquartile. La moustache inférieure pour BedMachine est trop près du quantile 0.25 pour être distinguable. Ensuite les points plus éloignés (valeurs marginales) sont représentés par des cercles. Au-dessus de ces boîtes, la moyenne et l'écart-type à celle-ci sont représentés par des traits bleus.	79
5.4	Différence des vitesses modélisées entre BedMap2 et BedMachine. Les simulations sur 20 ans ont été effectuées en gardant les données provenant d'une inversion faite avec BedMap2 pour observer les effets du changement de topographie sur les vitesses modélisées. Les lignes d'échouage sont représentées en jaune pour BedMap2 et en noir pour BedMachine.	80
5.5	Différence des vitesses modélisées entre deux simulations la première utilisant BedMap2 et la deuxième BedMachine au premier pas de temps ($t = 0$ ans). Les états inversés de ces simulations ont été réalisées avec leur topographie respective.	80
5.6	Évolution des flux intégrés le long de la ligne d'échouage de simulations pronostiques utilisant les topographies BedMap2 et BadMachine sur un état inversé avec BedMap2 durant 20 ans	81
5.7	Agrandissement de la Figure 5.4b pour (a) la baie d'Amundsen et (b) la plateforme d'Amery à $t = 20$ ans. Les lignes d'échouage sont représentées en jaune pour BedMap2 et en noir pour BedMachine.	82
5.8	Coupes de trois plateformes flottantes selon des lignes de courant à 20 ans représentant la surface du socle (trait plein), la surface supérieure (trait pointillé) et la surface basale de la glace (trait point-tiret). En rouge, la topographie obtenue avec BedMachine et en bleu celle obtenue avec BedMap2.	82
5.9	Sensibilité au choix de l'état initial : variations de (a) la masse, (b) la masse au-dessus de la flottaison et (c) le déplacement moyen de la GL durant la période de relaxation.	84
5.10	Sensibilité au choix de l'état initial : variations de (a) la masse, (b) la masse au-dessus de la flottaison et (c) le déplacement moyen de la GL durant durant une expérience de perturbation de 3°C pour les 5 états initiaux. Les simulations de contrôle sans perturbation sont représentées en lignes pointillées.	86
5.11	Écart entre les états inversés à la fin ($t=100$ ans) de l'expérience avec $+3^{\circ}\text{C}$. (a) Ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses de surface. La ligne d'échouage de l'état est représentée en vert. (b) Écart-type σ pour l'épaisseur. La position d'une ligne d'échouage est représentée en vert.	87
5.12	Agrandissement sur les bassins de Amundsen, Ronne-Filchner et Ross du champ de $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses de surface dans le cas de la comparaison des cinq états inversés. Le maillage est représenté en fine lignes bleues. Les lignes d'échouage sont représentées pour les cinq états initiaux R15 (Rouge), R16 (vert), R19 (Jaune), R20 (Rose) et R33 (Bleu).	87
5.13	Sensibilité à la loi de frottement : Variations des indicateurs géométriques et du flux à la ligne d'échouage de la calotte durant une expérience de perturbation de $+3^{\circ}\text{C}$. Les simulations de contrôle sans perturbation sont représentées en lignes pointillées.	89

5.14	(a) Ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour les vitesses de surface et (b) écart-type σ pour l'épaisseur à $t=100$ ans pour l'ensemble de simulation avec une loi de Coulomb régularisée. La position d'une ligne d'échouage est représentée en vert.	90
5.15	Comparaison à $t = 100$ ans, pour les plateformes de Ronne-Filchner (a) et Ross (b) du ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour la vitesse (panneau de gauche) et de l'écart-type de l'épaisseur (panneau de droite) pour les simulations utilisant la loi de Coulomb régularisée. Les lignes d'échouage sont représentées pour les trois configurations $C=100$ kPa (Rouge), $C=0$ kPa (vert) et $C=10$ kPa (Orange). 91	91
5.16	(a) Carte des différences de vitesse et (b) des différences d'épaisseur entre la simulation avec une loi de Weertman linéaire et celle avec une loi de Coulomb régularisée. Les lignes d'échouage sont représentées pour la simulation utilisant une loi de Weertman linéaire (Noire) et pour celle utilisant une loi de Coulomb régularisée (Blanc).	92
5.17	Mise en relation pour les plateformes de Ronne-Filchner et Ross du ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour la vitesse (panneau de gauche) et de l'écart-type de l'épaisseur (panneau de droite) pour les simulations utilisant la loi de Coulomb régularisée.	93
5.18	Mise en relation pour la baie d'Amundsen et la plateforme Amery du ratio $\sigma/\bar{\mu}$ pour la vitesse (panneau de gauche) et de l'écart-type de l'épaisseur (panneau de droite) pour les simulations utilisant la loi de Coulomb régularisée.	94
A.1	Récupération exponentielle de la variation du flux de glace à travers la ligne d'échouage dans les 80 ans qui suivent la perturbation. Les résultats sont présentés par bassin versant pour les expériences de perturbation utilisant Elmer/Ice. Dans chaque cas, les points colorés sont les résultats du modèle pour chaque expérience de perturbation et les lignes pointillées sont l'ajustement exponentiel. Les valeurs de R^2 sont indiquées pour chaque expérience dans la couleur correspondante.	101
A.2	Récupération exponentielle de la variation du flux de glace à travers la ligne d'échouage dans les 80 ans qui suivent la perturbation. Les résultats sont présentés par bassin versant pour les expériences de perturbation utilisant PISM. Dans chaque cas, les points colorés sont les résultats du modèle pour chaque expérience de perturbation et les lignes pointillées sont l'ajustement exponentiel. Les valeurs de R^2 sont indiquées pour chaque expérience dans la couleur correspondante.	102
A.3	Récupération exponentielle de la variation du flux de glace à travers la ligne d'échouage dans les 80 ans qui suivent la perturbation. Les résultats sont présentés par bassin versant pour les expériences de perturbation utilisant Úa. Dans chaque cas, les points colorés sont les résultats du modèle pour chaque expérience de perturbation et les lignes pointillées sont l'ajustement exponentiel. Les valeurs de R^2 sont indiquées pour chaque expérience dans la couleur correspondante.	103
A.4	Changement de position de la ligne d'échouage pour les bassins de drainage individuels. Les résultats sont présentés pour les trois modèles pour l'expérience de perturbation de 5°C	103
A.5	Changement du flux de la ligne d'échouage pour les bassins de drainage individuels. Les résultats sont présentés pour les trois modèles pour l'expérience de perturbation de 5°C	104

A.6 Changements de la position de la ligne d'échouage et de l'épaisseur de la glace (ligne supérieure), ainsi que du taux de changement de l'épaisseur de la glace (ligne inférieure) à la fin (500 ans) des expériences de perturbation de faible amplitude (cinq premières colonnes) et dans l'évolution à long terme (dernière colonne) simulée avec PISM, avec un zoom dans la région des plateformes flottantes Dotson et Crosson. 105

Bibliographie

- Adusumilli, S., Fricker, H. A., Medley, B., Padman, L., and Siegfried, M. R. : Interannual variations in meltwater input to the Southern Ocean from Antarctic ice shelves, *Nature Geoscience*, 13, 616–620, <https://doi.org/10.1038/s41561-020-0616-z>, 2020a.
- Adusumilli, S., Fricker, H. A., Medley, B., Padman, L., and Siegfried, M. R. : Interannual variations in meltwater input to the Southern Ocean from Antarctic ice shelves, *Nature Geoscience*, 13, 616–620, <https://doi.org/10.1038/s41561-020-0616-z>, 2020b.
- Agosta, C., Amory, C., Kittel, C., Orsi, A., Favier, V., Gallée, H., Van Den Broeke, M. R., Lenaerts, J. T., Van Wessem, J. M., Van De Berg, W. J., and Fettweis, X. : Estimation of the Antarctic surface mass balance using the regional climate model MAR (1979-2015) and identification of dominant processes, *Cryosphere*, 13, 281–296, <https://doi.org/10.5194/tc-13-281-2019>, 2019.
- Åkesson, H., Morlighem, M., O'Regan, M., and Jakobsson, M. : Future projections of Petermann Glacier under ocean warming depend strongly on friction law, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 126, e2020JF005921, 2021.
- Asay-Davis, X. S., Cornford, S. L., Durand, G., Galton-Fenzi, B. K., Gladstone, R. M., Hilmar Gudmundsson, G., Hattermann, T., Holland, D. M., Holland, D., Holland, P. R., Martin, D. F., Mathiot, P., Pattyn, F., and Seroussi, H. : Experimental design for three interrelated marine ice sheet and ocean model intercomparison projects : MISMIP v. 3 (MISMIP +), ISOMIP v. 2 (ISOMIP +) and MISOMIP v. 1 (MISOMIP1), *Geoscientific Model Development*, 9, 2471–2497, <https://doi.org/10.5194/gmd-9-2471-2016>, 2016.
- Bamber, J. L., Layberry, R. L., and Gogineni, S. : A new ice thickness and bed data set for the Greenland ice sheet : 1. Measurement, data reduction, and errors, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106, 33 773–33 780, 2001.
- Bamber, J. L., Griggs, J., Hurkmans, R., Dowdeswell, J., Gogineni, S., Howat, I., Mouginot, J., Paden, J., Palmer, S., Rignot, E., et al. : A new bed elevation dataset for Greenland, *The Cryosphere*, 7, 499–510, 2013.
- Bassis, J., Berg, B., Crawford, A., and Benn, D. : Transition to marine ice cliff instability controlled by ice thickness gradients and velocity, *Science*, 372, 1342–1344, 2021a.
- Bassis, J. N., Berg, B., Crawford, A. J., and Benn, D. I. : Transition to marine ice cliff instability controlled by ice thickness gradients and velocity, *Science*, 372, 1342–1344, https://doi.org/10.1126/SCIENCE.ABF6271/SUPPL_FILE/ABF6271S5.MP4, 2021b.

- Bingham, R. G. and Siegert, M. J. : Radar-derived bed roughness characterization of Institute and Möller ice streams, West Antarctica, and comparison with Siple Coast ice streams, *Geophysical Research Letters*, 34, L21 504, <https://doi.org/10.1029/2007GL031483>, 2007.
- Bingham, R. G. and Siegert, M. J. : Quantifying subglacial bed roughness in Antarctica : implications for ice-sheet dynamics and history, *Quaternary Science Reviews*, 28, 223–236, <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2008.10.014>, 2009.
- Brondex, J., Gagliardini, O., Gillet-Chaulet, F., and Durand, G. : Sensitivity of grounding line dynamics to the choice of the friction law, *Journal of Glaciology*, 63, 854–866, <https://doi.org/10.1017/jog.2017.51>, 2017.
- Brondex, J., Gillet-Chaulet, F., and Gagliardini, O. : Sensitivity of centennial mass loss projections of the Amundsen basin to the friction law, *Cryosphere*, 13, 177–195, <https://doi.org/10.5194/tc-13-177-2019>, 2019.
- Budd, W. F., Janssen, D., and Smith, I. N. : A Three-Dimensional Time-Dependent Model of the West Antarctic Ice Sheet, *Annals of Glaciology*, 5, 29–36, <https://doi.org/10.3189/1984AOG5-1-29-36>, 1984.
- Bueler, E. and Brown, J. : Shallow shelf approximation as a "sliding law" in a thermomechanically coupled ice sheet model, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 114, 1–21, <https://doi.org/10.1029/2008JF001179>, 2009.
- Bueler, E. and Van Pelt, W. : Mass-conserving subglacial hydrology in the Parallel Ice Sheet Model version 0.6, *Geoscientific Model Development*, 8, 1613–1635, <https://doi.org/10.5194/gmd-8-1613-2015>, 2015.
- Burgard, C., Jourdain, N. C., Reese, R., Jenkins, A., and Mathiot, P. : An assessment of basal melt parameterisations for Antarctic ice shelves, *The Cryosphere Discussions*, pp. 1–56, 2022.
- Church, J. A., Clark, P. U., Cazenave, A., Gregory, J. M., Jevrejeva, S., Levermann, A., Merrifield, M. A., Milne, G. A., Nerem, R. S., Nunn, P. D., and Others : Sea level change, Tech. rep., PM Cambridge University Press, <https://doi.org/10.1017/CBO9781107415324.026>, 2013.
- Cook, A. J. and Vaughan, D. G. : Overview of areal changes of the ice shelves on the Antarctic Peninsula over the past 50 years, *Cryosphere*, 4, 77–98, <https://doi.org/10.5194/tc-4-77-2010>, 2010.
- Cook, S., Åström, J., Zwinger, T., Galton-Fenzi, B. K., Greenbaum, J. S., and Coleman, R. : Modelled fracture and calving on the Totten Ice Shelf, *The Cryosphere*, 12, 2401–2411, 2018.
- Cornford, S. L., Martin, D. F., Graves, D. T., Ranken, D. F., Le Brocq, A. M., Gladstone, R. M., Payne, A. J., Ng, E. G., and Lipscomb, W. H. : Adaptive mesh, finite volume modeling of marine ice sheets, *Journal of Computational Physics*, 232, 529–549, <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2012.08.037>, 2013.
- Cornford, S. L., Seroussi, H., Asay-Davis, X. S., Hilmar Gudmundsson, G., Arthern, R., Borstad, C., Christmann, J., Dias Dos Santos, T., Feldmann, J., Goldberg, D., Hoffman, M. J., Humbert, A., Kleiner, T., Leguy, G., Lipscomb, W. H., Merino, N., Durand, G., Morlighem, M., Pollard, D., Rückamp, M., Rosie Williams, C., and Yu, H. : Results of

- the third Marine Ice Sheet Model Intercomparison Project (MISMIP+), *Cryosphere*, 14, 2283–2301, <https://doi.org/10.5194/tc-14-2283-2020>, 2020.
- Cuffey, K. M. and Paterson, W. S. B. : *The physics of glaciers*, Academic Press, 2010.
- Dangendorf, S., Hay, C., Calafat, F. M., Marcos, M., Piecuch, C. G., Berk, K., and Jensen, J. : Persistent acceleration in global sea-level rise since the 1960s, *Nature Climate Change*, 9, 705–710, <https://doi.org/10.1038/s41558-019-0531-8>, 2019.
- De Angelis, H. and Skvarca, P. : Glacier surge after ice shelf collapse, *Science*, 299, 1560–1562, <https://doi.org/10.1126/SCIENCE.1077987/ASSET/35A50170-8F78-48FF-8107-30CBCF6CD338/ASSETS/GRAPHIC/SE0831315005.JPG>, 2003.
- De Fleurian, B., Gagliardini, O., Zwinger, T., Durand, G., Le Meur, E., Mair, D., and Råback, P. : A subglacial hydrological model dedicated to glacier sliding., *Cryosphere Discussions*, 7, 2013.
- DeConto, R. M. and Pollard, D. : Contribution of Antarctica to past and future sea-level rise, *Nature*, 531, 591–597, <https://doi.org/10.1038/nature17145>, 2016.
- Depoorter, M. A., Bamber, J. L., Griggs, J. A., Lenaerts, J. T., Ligtenberg, S. R., Van Den Broeke, M. R., and Moholdt, G. : Erratum : Calving fluxes and basal melt rates of Antarctic ice shelves (*Nature* (2013) 502 (89-92) DOI : 10.1038/nature12567), *Nature*, 502, 580, <https://doi.org/10.1038/nature12737>, 2013.
- Durand, G., Gagliardini, O., De Fleurian, B., Zwinger, T., and Le Meur, E. : Marine ice sheet dynamics : Hysteresis and neutral equilibrium, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 114, 3009, <https://doi.org/10.1029/2008JF001170>, 2009.
- Durand, G., Gagliardini, O., Favier, L., Zwinger, T., and Le Meur, E. : Impact of bedrock description on modeling ice sheet dynamics, *Geophysical Research Letters*, 38, n/a–n/a, <https://doi.org/10.1029/2011GL048892>, 2011.
- Dutrieux, P., Vaughan, D. G., Corr, H. F., Jenkins, A., Holland, P. R., Joughin, I., and Fleming, A. H. : Pine Island glacier ice shelf melt distributed at kilometre scales, *Cryosphere*, 7, 1543–1555, <https://doi.org/10.5194/tc-7-1543-2013>, 2013.
- Dutton, A., Carlson, A. E., Long, A. J., Milne, G. A., Clark, P. U., DeConto, R., Horton, B. P., Rahmstorf, S., and Raymo, M. E. : Sea-level rise due to polar ice-sheet mass loss during past warm periods, *Science*, 349, aaa4019, <https://doi.org/10.1126/science.aaa4019>, 2015.
- Edwards, T. L., Brandon, M. A., Durand, G., Edwards, N. R., Golledge, N. R., Holden, P. B., Nias, I. J., Payne, A. J., Ritz, C., and Wernecke, A. : Revisiting Antarctic ice loss due to marine ice-cliff instability, *Nature*, 566, 58–64, <https://doi.org/10.1038/s41586-019-0901-4>, 2019.
- Favier, L., Durand, G., Cornford, S. L., Gudmundsson, G. H., Gagliardini, O., Gillet-Chaulet, F., Zwinger, T., Payne, A. J., and Le Brocq, A. M. : Retreat of Pine Island Glacier controlled by marine ice-sheet instability, *Nature Climate Change*, 4, 117–121, <https://doi.org/10.1038/nclimate2094>, 2014.
- Favier, L., Jourdain, N. C., Jenkins, A., Merino, N., Durand, G., Gagliardini, O., Gillet-Chaulet, F., and Mathiot, P. : Assessment of sub-shelf melting parameterisations using the ocean-ice-sheet coupled model NEMO(v3.6)-Elmer/Ice(v8.3), *Geoscientific Model Development*, 12, 2255–2283, <https://doi.org/10.5194/gmd-12-2255-2019>, 2019.

- Fowler, A. : Weertman, Lliboutry and the development of sliding theory, *Journal of Glaciology*, 56, 965–972, 2010.
- Fowler, A. C. : Sliding with Cavity Formation, *Journal of Glaciology*, 33, 255–267, <https://doi.org/10.3189/S0022143000008820>, 1987.
- Fox-Kemper, B., Hewitt, H., Xiao, C., Adalgeirsdottir, G., Drijfhout, S., Edwards, T., Golledge, N., Hemer, M., Kopp, R., Krinner, G., et al. : Ocean, Cryosphere and Sea Level Change, book section 9, pp. 1211–1362, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA,, <https://doi.org/10.1017/9781009157896.011>, 2021.
- Fretwell, P., Pritchard, H. D., Vaughan, D. G., Bamber, J. L., Barrand, N. E., Bell, R., Bianchi, C., Bingham, R. G., Blankenship, D. D., Casassa, G., Catania, G., Callens, D., Conway, H., Cook, A. J., Corr, H. F., Damaske, D., Damm, V., Ferraccioli, F., Forsberg, R., Fujita, S., Gim, Y., Gogineni, P., Griggs, J. A., Hindmarsh, R. C., Holmlund, P., Holt, J. W., Jacobel, R. W., Jenkins, A., Jokat, W., Jordan, T., King, E. C., Kohler, J., Krabill, W., Riger-Kusk, M., Langley, K. A., Leitchenkov, G., Leuschen, C., Luyendyk, B. P., Matsuoka, K., Mouginot, J., Nitsche, F. O., Nogi, Y., Nost, O. A., Popov, S. V., Rignot, E., Rippon, D. M., Rivera, A., Roberts, J., Ross, N., Siegert, M. J., Smith, A. M., Steinhage, D., Studinger, M., Sun, B., Tinto, B. K., Welch, B. C., Wilson, D., Young, D. A., Xiangbin, C., and Zirizzotti, A. : Bedmap2 : Improved ice bed, surface and thickness datasets for Antarctica, *Cryosphere*, 7, 375–393, <https://doi.org/10.5194/tc-7-375-2013>, 2013.
- Frey, P.-J. and Alauzet, F. : Anisotropic mesh adaptation for CFD computations, *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 194, 5068–5082, 2005.
- Fürst, J. J., Durand, G., Gillet-Chaulet, F., Tavard, L., Rankl, M., Braun, M., and Gagliardini, O. : The safety band of Antarctic ice shelves, *Nature Climate Change*, 6, 479–482, <https://doi.org/10.1038/nclimate2912>, 2016.
- Gagliardini, O., Cohen, D., Råback, P., and Zwinger, T. : Finite-element modeling of subglacial cavities and related friction law, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 112, 2027, <https://doi.org/10.1029/2006JF000576>, 2007.
- Gagliardini, O., Zwinger, T., Gillet-Chaulet, F., Durand, G., Favier, L., De Fleurian, B., Greve, R., Malinen, M., Martín, C., Råback, P., Ruokolainen, J., Sacchettini, M., Schäfer, M., Seddik, H., and Thies, J. : Capabilities and performance of Elmer/Ice, a new-generation ice sheet model, *Geoscientific Model Development*, 6, 1299–1318, <https://doi.org/10.5194/gmd-6-1299-2013>, 2013.
- Garbe, J., Albrecht, T., Levermann, A., Donges, J. F., and Winkelmann, R. : The hysteresis of the Antarctic Ice Sheet, *Nature*, 585, 538–544, <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2727-5>, 2020.
- Gardner, A. S., Moholdt, G., Scambos, T., Fahnestock, M., Ligtenberg, S., Van Den Broeke, M., and Nilsson, J. : Increased West Antarctic and unchanged East Antarctic ice discharge over the last 7 years, *Cryosphere*, 12, 521–547, <https://doi.org/10.5194/tc-12-521-2018>, 2018.
- Garrigues, J. : La méthode des éléments finis, URL <http://jgarrigues.perso.centrale-marseille.fr/File/EF0.pdf>, 2002.
- Gasson, E., DeConto, R., and Pollard, D. : Antarctic bedrock topography uncertainty and ice sheet stability, *Geophysical Research Letters*, 42, 5372–5377, <https://doi.org/10.1002/2015GL064322>, 2015.

- Gilbert, J. C. and Lemaréchal, C. : The module M1QN3, Tech. Rep. October, 2009.
- Gillet-Chaulet, F. : Assimilation of surface observations in a transient marine ice sheet model using an ensemble Kalman filter, *Cryosphere*, 14, 811–832, <https://doi.org/10.5194/tc-14-811-2020>, 2020.
- Gillet-Chaulet, F., Gagliardini, O., Seddik, H., Nodet, M., Durand, G., Ritz, C., Zwinger, T., Greve, R., and Vaughan, D. G. : Greenland ice sheet contribution to sea-level rise from a new-generation ice-sheet model, *Cryosphere*, 6, 1561–1576, <https://doi.org/10.5194/tc-6-1561-2012>, 2012.
- Glasser, N. F. and Scambos, T. A. : A structural glaciological analysis of the 2002 Larsen B ice-shelf collapse, *Journal of Glaciology*, 54, 3–16, <https://doi.org/10.3189/002214308784409017>, 2008.
- Glen, J. W. : The creep of polycrystalline ice, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 228, 519–538, <https://doi.org/10.1098/rspa.1955.0066>, 1955.
- Goelzer, H., Huybrechts, P., Fürst, J. J., Nick, F. M., Andersen, M. L., Edwards, T. L., Fettweis, X., Payne, A. J., and Shannon, S. : Sensitivity of Greenland ice sheet projections to model formulations, *Journal of Glaciology*, 59, 733–749, <https://doi.org/10.3189/2013JoG12J182>, 2013.
- Goelzer, H., Nowicki, S., Payne, A., Larour, E., Seroussi, H., Lipscomb, W. H., Gregory, J., Abe-Ouchi, A., Shepherd, A., Simon, E., Agosta, C., Alexander, P., Aschwanden, A., Barthel, A., Calov, R., Chambers, C., Choi, Y., Cuzzone, J., Dumas, C., Edwards, T., Felikson, D., Fettweis, X., Golledge, N. R., Greve, R., Humbert, A., Huybrechts, P., Le Clec'H, S., Lee, V., Leguy, G., Little, C., Lowry, D., Morlighem, M., Nias, I., Quiquet, A., Rückamp, M., Schlegel, N. J., Slater, D. A., Smith, R., Straneo, F., Tarasov, L., Van De Wal, R., and Van Den Broeke, M. : The future sea-level contribution of the Greenland ice sheet : A multi-model ensemble study of ISMIP6, *Cryosphere*, 14, 3071–3096, <https://doi.org/10.5194/tc-14-3071-2020>, 2020.
- Golledge, N. R., Clark, P. U., He, F., Dutton, A., Turney, C. S., Fogwill, C. J., Naish, T. R., Levy, R. H., McKay, R. M., Lowry, D. P., Bertler, N. A., Dunbar, G. B., and Carlson, A. E. : Retreat of the Antarctic Ice Sheet During the Last Interglaciation and Implications for Future Change, *Geophysical Research Letters*, 48, e2021GL094513, <https://doi.org/10.1029/2021GL094513>, 2021.
- Greene, C. A., Gardner, A. S., Schlegel, N. J., and Fraser, A. D. : Antarctic calving loss rivals ice-shelf thinning, *Nature* 2022 609 :7929, 609, 948–953, <https://doi.org/10.1038/S41586-022-05037-W>, 2022.
- Greve, R. and Blatter, H. : Dynamics of Ice Sheets and Glaciers, *Advances in Geophysical and Environmental Mechanics and Mathematics*, pp. 1–272, <https://doi.org/10.1007/978-3-642-03415-2>, 2009.
- Gudmundsson, G. H., Krug, J., Durand, G., Favier, L., and Gagliardini, O. : The stability of grounding lines on retrograde slopes, *Cryosphere*, 6, 1497–1505, <https://doi.org/10.5194/tc-6-1497-2012>, 2012.
- Gudmundsson, G. H., Paolo, F. S., Adusumilli, S., and Fricker, H. A. : Instantaneous Antarctic ice sheet mass loss driven by thinning ice shelves, *Geophysical Research Letters*, 46, 13 903–13 909, <https://doi.org/10.1029/2019GL085027>, 2019.

- Gudmundsson, H. : GHilmarG/UaSource : Ua2019b, <https://doi.org/10.5281/zenodo.3706624>, 2020.
- Gulev, S. K., Thorne, P. W., Ahn, J., Dentener, F. J., Domingues, C. M., Gerland, S., Gong, D., Kaufman, D. S., Nnamchi, H. C., Quaas, J., et al. : Changing State of the Climate System, book section 2, pp. 287–422, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA,, <https://doi.org/10.1017/9781009157896.004>, 2021.
- Habermann, M., Truffer, M., and Maxwell, D. : Error sources in basal yield stress inversions for Jakobshavn Isbræ, Greenland, derived from residual patterns of misfit to observations, *Journal of Glaciology*, 63, 999–1011, <https://doi.org/10.1017/JOG.2017.61>, 2017.
- Haseloff, M. and Sergienko, O. V. : The effect of buttressing on grounding line dynamics, *Journal of Glaciology*, 64, 417–431, <https://doi.org/10.1017/jog.2018.30>, 2018.
- Hogg, A. E. and Gudmundsson, G. H. : Commentary : Impacts of the Larsen-C Ice Shelf calving event, *Nature Climate Change*, 7, 540–542, <https://doi.org/10.1038/nclimate3359>, 2017.
- Howat, I. M., Porter, C., Smith, B. E., Noh, M. J., and Morin, P. : The reference elevation model of antarctica, *Cryosphere*, 13, 665–674, <https://doi.org/10.5194/tc-13-665-2019>, 2019.
- Huybrechts, P. : Report of the third EISMINT workshop on model intercomparison, Tech. Rep. April, URL <http://epic.awi.de/6776/>, 1998.
- Huybrechts, P., Payne, T., Abe-Ouchi, A., Calov, R., Fabre, A., Fastook, J. L., Greve, R., Hindmarsh, R. C., Hoydal, O., Jóhannesson, T., MacAyeal, D. R., Marsiat, I., Ritz, C., Verbitsky, M. Y., Waddington, E. D., and Warner, R. : The EISMINT benchmarks for testing ice-sheet models, *Annals of Glaciology*, 23, 1–12, <https://doi.org/10.3189/s0260305500013197>, 1996.
- IPCC : Summary for Policymakers, book section 9, pp. 3–32, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, <https://doi.org/10.1017/9781009157896.011>, 2021.
- Jacobs, S. S., Jenkins, A., Giulivi, C. F., and Dutrieux, P. : Stronger ocean circulation and increased melting under Pine Island Glacier ice shelf, *Nature Geoscience* 2011 4 :8, 4, 519–523, <https://doi.org/10.1038/NGEO1188>, 2011.
- Jenkins, A. : A one-dimensional model of ice shelf-ocean interaction, *Journal of Geophysical Research*, 96, 20 671, <https://doi.org/10.1029/91jc01842>, 1991.
- Jenssen, D. : A Three-Dimensional Polar Ice-Sheet Model, *Journal of Glaciology*, 18, 373–389, <https://doi.org/10.3189/s0022143000021067>, 1977.
- Ji Leong, W. and Joseph Horgan, H. : DeepBedMap : A deep neural network for resolving the bed topography of Antarctica, *Cryosphere*, 14, 3687–3705, <https://doi.org/10.5194/tc-14-3687-2020>, 2020.
- Joughin, I. and Alley, R. B. : Stability of the West Antarctic ice sheet in a warming world, *Nature Geoscience*, 4, 506–513, <https://doi.org/10.1038/ngeo1194>, 2011.

- Joughin, I., Smith, B. E., and Holland, D. M. : Sensitivity of 21st century sea level to ocean-induced thinning of Pine Island Glacier, Antarctica, *Geophysical Research Letters*, 37, <https://doi.org/10.1029/2010GL044819>, 2010.
- Joughin, I., Smith, B. E., and Medley, B. : Marine ice sheet collapse potentially under way for the thwaites glacier basin, West Antarctica, *Science*, 344, 735–738, <https://doi.org/10.1126/science.1249055>, 2014.
- Joughin, I., Smith, B. E., and Schoof, C. G. : Regularized Coulomb Friction Laws for Ice Sheet Sliding : Application to Pine Island Glacier, Antarctica, *Geophysical Research Letters*, 46, 4764–4771, <https://doi.org/10.1029/2019GL082526>, 2019.
- Joughin, I., Shapero, D., Smith, B., Dutrieux, P., and Barham, M. : Ice-shelf retreat drives recent Pine Island Glacier speedup, *Science Advances*, 7, 3080–3091, https://doi.org/10.1126/SCIADV.ABG3080/SUPPL_FILE/SCIADV.ABG3080_SM.PDF, 2021.
- Konrad, H., Shepherd, A., Gilbert, L., Hogg, A. E., McMillan, M., Muir, A., and Slater, T. : Net retreat of Antarctic glacier grounding lines, *Nature Geoscience*, 11, 258–262, <https://doi.org/10.1038/s41561-018-0082-z>, 2018.
- Larour, E., Seroussi, H., Morlighem, M., and Rignot, E. : Continental scale, high order, high spatial resolution, ice sheet modeling using the Ice Sheet System Model (ISSM), *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 117, 2012.
- Lazeroms, W. M., Jenkins, A., Hilmar Gudmundsson, G., and Van De Wal, R. S. : Modelling present-day basal melt rates for Antarctic ice shelves using a parametrization of buoyant meltwater plumes, *Cryosphere*, 12, 49–70, <https://doi.org/10.5194/tc-12-49-2018>, 2018.
- Le Clec'h, S., Quiquet, A., Charbit, S., Dumas, C., Kageyama, M., and Ritz, C. : A rapidly converging initialisation method to simulate the present-day Greenland ice sheet using the GRISLI ice sheet model (version 1.3), *Geoscientific Model Development*, 12, 2481–2499, 2019.
- Le Meur, E., Gagliardini, O., Zwinger, T., and Ruokolainen, J. : Glacier flow modelling : a comparison of the Shallow Ice Approximation and the full-Stokes solution, *Comptes Rendus Physique*, 5, 709–722, 2004.
- Lee, J.-Y., Marotzke, J., Bala, G., Cao, L., Corti, S., Dunne, J. P., Engelbrecht, F., Fischer, E., Fyfe, J. C., Jones, C., et al. : Future global climate : scenario-based projections and near-term information, book section 4, p. 553–672, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA,, <https://doi.org/10.1017/9781009157896.006>, 2021.
- Lenton, T. M., Held, H., Kriegler, E., Hall, J. W., Lucht, W., Rahmstorf, S., and Schellnhuber, H. J. : Tipping elements in the Earth’s climate system, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 105, 1786–1793, <https://doi.org/10.1073/pnas.0705414105>, 2008.
- Letréguilly, A., Huybrechts, P., and Reeh, N. : Steady-state characteristics of the Greenland ice sheet under different climates, *Journal of Glaciology*, 37, 149–157, <https://doi.org/10.3189/s0022143000042908>, 1991.
- Levermann, A. and Feldmann, J. : Scaling of instability timescales of Antarctic outlet glaciers based on one-dimensional similitude analysis, *Cryosphere*, 13, 1621–1633, <https://doi.org/10.5194/tc-13-1621-2019>, 2019.

- Lhermitte, S., Sun, S., Shuman, C., Wouters, B., Pattyn, F., Wuite, J., Berthier, E., and Nagler, T. : Damage accelerates ice shelf instability and mass loss in Amundsen Sea Embayment, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 117, 24 735–24 741, <https://doi.org/10.1073/pnas.1912890117>, 2020.
- Li, X., Rignot, E., Morlighem, M., Mouginot, J., and Scheuchl, B. : Grounding line retreat of Totten Glacier, East Antarctica, 1996 to 2013, *Geophysical Research Letters*, 42, 8049–8056, <https://doi.org/10.1002/2015GL065701>, 2015.
- Macayeal, D. R. : Large-scale ice flow over a viscous basal sediment : theory and application to ice stream B, Antarctica, *Journal of Geophysical Research*, 94, 4071–4087, <https://doi.org/10.1029/jb094ib04p04071>, 1989.
- MacAyeal, D. R. : A tutorial on the use of control methods in ice-sheet modeling, *Journal of Glaciology*, 39, 91–98, <https://doi.org/10.3189/s0022143000015744>, 1993.
- McKay, D. A., Staal, A., Abrams, J. F., Winkelmann, R., Sakschewski, B., Loriani, S., Fetzer, I., Cornell, S. E., Rockström, J., and Lenton, T. M. : Updated assessment suggests $> 1.5^\circ\text{C}$ global warming could trigger multiple climate tipping points, *Authorea Preprints*, 2022.
- Melchior Van Wessem, J., Jan Van De Berg, W., Noël, B. P., Van Meijgaard, E., Amory, C., Birnbaum, G., Jakobs, C. L., Krüger, K., Lenaerts, J. T., Lhermitte, S., Ligtenberg, S. R., Medley, B., Reijmer, C. H., Van Tricht, K., Trusel, L. D., Van Ulft, L. H., Wouters, B., Wuite, J., and Van Den Broeke, M. R. : Modelling the climate and surface mass balance of polar ice sheets using RACMO2 - Part 2 : Antarctica (1979-2016), *Cryosphere*, 12, 1479–1498, <https://doi.org/10.5194/tc-12-1479-2018>, 2018.
- Mengel, M. and Levermann, A. : Ice plug prevents irreversible discharge from east Antarctica, *Nature Climate Change*, 4, 451–455, <https://doi.org/10.1038/nclimate2226>, 2014.
- Mercer, J. H. : West Antarctic ice sheet and CO₂ greenhouse effect : A threat of disaster, *Nature*, 271, 321–325, <https://doi.org/10.1038/271321a0>, 1978.
- Merkens, J. L., Reimann, L., Hinkel, J., and Vafeidis, A. T. : Gridded population projections for the coastal zone under the Shared Socioeconomic Pathways, *Global and Planetary Change*, 145, 57–66, <https://doi.org/10.1016/j.gloplacha.2016.08.009>, 2016.
- Milillo, P., Rignot, E., Rizzoli, P., Scheuchl, B., Mouginot, J., Bueso-Bello, J. L., Prats-Iraola, P., and Dini, L. : Rapid glacier retreat rates observed in West Antarctica, *Nature Geoscience*, 15, 48–53, <https://doi.org/10.1038/s41561-021-00877-z>, 2022.
- Morlighem, M. : Ice sheet properties inferred by combining numerical modeling and remote sensing data termination de propri ' par mod ', URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00697004/>, 2011.
- Morlighem, M. : MEaSUREs BedMachine Antarctica, Version 2, <https://doi.org/10.5067>, 2020.
- Morlighem, M., Rignot, E., Seroussi, H., Larour, E., Ben Dhia, H., and Aubry, D. : Spatial patterns of basal drag inferred using control methods from a full-Stokes and simpler models for Pine Island Glacier, West Antarctica, *Geophysical Research Letters*, 37, 2010.

- Morlighem, M., Williams, C., Rignot, E., An, L., Bamber, J., Chauche, N., Dowdeswell, J., Dorschel, B., Holland, D., Holland, D., et al. : BedMachine v3 : Complete bed topography and ocean bathymetry mapping of Greenland from multi-beam radar sounding combined with mass conservation, 2017.
- Morlighem, M., Rignot, E., Binder, T., Blankenship, D., Drews, R., Eagles, G., Eisen, O., Ferraccioli, F., Forsberg, R., Fretwell, P., Goel, V., Greenbaum, J. S., Gudmundsson, H., Guo, J., Helm, V., Hofstede, C., Howat, I., Humbert, A., Jokat, W., Karlsson, N. B., Lee, W. S., Matsuoka, K., Millan, R., Mouginot, J., Paden, J., Pattyn, F., Roberts, J., Rosier, S., Ruppel, A., Seroussi, H., Smith, E. C., Steinhage, D., Sun, B., den Broeke, M. R., Ommen, T. D., van Wessem, M., and Young, D. A. : Deep glacial troughs and stabilizing ridges unveiled beneath the margins of the Antarctic ice sheet, *Nature Geoscience*, 13, 132–137, <https://doi.org/10.1038/s41561-019-0510-8>, 2020.
- Mouginot, J., Rignot, E., and Scheuchl, B. : Sustained increase in ice discharge from the Amundsen Sea Embayment, West Antarctica, from 1973 to 2013, *Geophysical Research Letters*, 41, 1576–1584, <https://doi.org/10.1002/2013GL059069>, 2014.
- Mouginot, J., Rignot, E., Scheuchl, B., and Millan, R. : Comprehensive annual ice sheet velocity mapping using Landsat-8, Sentinel-1, and RADARSAT-2 data, *Remote Sensing*, 9, 364, <https://doi.org/10.3390/rs9040364>, 2017.
- Mouginot, J., Rignot, E., and Scheuchl, B. : Continent-Wide, Interferometric SAR Phase, Mapping of Antarctic Ice Velocity, *Geophysical Research Letters*, 46, 9710–9718, <https://doi.org/10.1029/2019GL083826>, 2019.
- Neumann, B., Vafeidis, A. T., Zimmermann, J., and Nicholls, R. J. : Future coastal population growth and exposure to sea-level rise and coastal flooding - A global assessment, *PLoS ONE*, 10, <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0118571>, 2015.
- Nias, I. J., Cornford, S. L., Edwards, T. L., Gourmelen, N., and Payne, A. J. : Assessing Uncertainty in the Dynamical Ice Response to Ocean Warming in the Amundsen Sea Embayment, West Antarctica, *Geophysical Research Letters*, 46, 11 253–11 260, <https://doi.org/10.1029/2019GL084941>, 2019.
- O’Neill, B. C., Tebaldi, C., Van Vuuren, D. P., Eyring, V., Friedlingstein, P., Hurtt, G., Knutti, R., Kriegler, E., Lamarque, J.-F., Lowe, J., et al. : The scenario model intercomparison project (ScenarioMIP) for CMIP6, *Geoscientific Model Development*, 9, 3461–3482, 2016.
- Oppenheimer, M., Glavovic, B., Hinkel, J., van de Wal, R., Magnan, A. K., Abd-Elgawad, A., Cai, R., Cifuentes-Jara, M., Deconto, R. M., Ghosh, T., et al. : Sea level rise and implications for low lying islands, coasts and communities, 2019.
- Otosaka, I. N., Shepherd, A., Ivins, E. R., Schlegel, N.-J., Amory, C., van den Broeke, M., Horwath, M., Joughin, I., King, M., Krinner, G., et al. : Mass Balance of the Greenland and Antarctic Ice Sheets from 1992 to 2020, *Earth System Science Data Discussions*, pp. 1–33, 2022.
- Paolo, F. S., Fricker, H. A., and Padman, L. : Volume loss from Antarctic ice shelves is accelerating, *Science*, 348, 327–331, <https://doi.org/10.1126/science.aaa0940>, 2015.
- Pattyn, F. : Sea-level response to melting of Antarctic ice shelves on multi-centennial timescales with the fast Elementary Thermomechanical Ice Sheet model (f. ETISh v1.0), *The Cryosphere*, 11, 1851–1878, 2017.

- Pattyn, F. : The paradigm shift in Antarctic ice sheet modelling, <https://doi.org/10.1038/s41467-018-05003-z>, 2018.
- Pattyn, F. and Morlighem, M. : The uncertain future of the Antarctic Ice Sheet, *Science*, 367, 1331–1335, <https://doi.org/10.1126/science.aaz5487>, 2020.
- Pattyn, F., Schoof, C., Perichon, L., Hindmarsh, R. C., Bueler, E., De Fleurian, B., Durand, G., Gagliardini, O., Gladstone, R., Goldberg, D., Gudmundsson, G. H., Huybrechts, P., Lee, V., Nick, F. M., Payne, A. J., Pollard, D., Rybak, O., Saito, F., and Vieli, A. : Results of the marine ice sheet model intercomparison project, MISMIP, *Cryosphere*, 6, 573–588, <https://doi.org/10.5194/tc-6-573-2012>, 2012.
- Pattyn, F., Perichon, L., Durand, G., Favier, L., Gagliardini, O., Hindmarsh, R. C., Zwinger, T., Albrecht, T., Cornford, S., Docquier, D., Fürst, J. J., Goldberg, D., Gudmundsson, G. H., Humbert, A., Hütten, M., Huybrechts, P., Jouvét, G., Kleiner, T., Larour, E., Martin, D., Morlighem, M., Payne, A. J., Pollard, D., Rückamp, M., Rybak, O., Seroussi, H., Thoma, M., and Wilkens, N. : Grounding-line migration in plan-view marine ice-sheet models : Results of the ice2sea MISMIP3d intercomparison, *Journal of Glaciology*, 59, 410–422, <https://doi.org/10.3189/2013JoG12J129>, 2013.
- Pattyn, F., Favier, L., Sun, S., and Durand, G. : Progress in Numerical Modeling of Antarctic Ice-Sheet Dynamics, *Current Climate Change Reports*, 3, 174–184, <https://doi.org/10.1007/s40641-017-0069-7>, 2017.
- Pegler, S. S. : Suppression of marine ice sheet instability, *Journal of Fluid Mechanics*, 857, 648–680, <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.742>, 2018.
- Pelle, T., Morlighem, M., Nakayama, Y., and Seroussi, H. : Widespread Grounding Line Retreat of Totten Glacier, East Antarctica, Over the 21st Century, *Geophysical Research Letters*, 48, e2021GL093213, <https://doi.org/10.1029/2021GL093213>, 2021.
- Pollard, D. and DeConto, R. : Description of a hybrid ice sheet-shelf model, and application to Antarctica, *Geoscientific Model Development*, 5, 1273–1295, 2012.
- Pollard, D. and DeConto, R. M. : Modelling West Antarctic ice sheet growth and collapse through the past five million years, *Nature*, 458, 329–332, <https://doi.org/10.1038/nature07809>, 2009.
- Pollard, D. and DeConto, R. M. : A simple inverse method for the distribution of basal sliding coefficients under ice sheets, applied to Antarctica, *Cryosphere*, 6, 953–971, <https://doi.org/10.5194/tc-6-953-2012>, 2012a.
- Pollard, D. and DeConto, R. M. : Description of a hybrid ice sheet-shelf model, and application to Antarctica, *Geoscientific Model Development*, 5, 1273–1295, <https://doi.org/10.5194/gmd-5-1273-2012>, 2012b.
- Pollard, D., DeConto, R. M., and Alley, R. B. : Potential Antarctic Ice Sheet retreat driven by hydrofracturing and ice cliff failure, *Earth and Planetary Science Letters*, 412, 112–121, <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2014.12.035>, 2015a.
- Pollard, D., DeConto, R. M., and Alley, R. B. : Potential Antarctic Ice Sheet retreat driven by hydrofracturing and ice cliff failure, *Earth and Planetary Science Letters*, 412, 112–121, 2015b.

- Pollard, D., Chang, W., Haran, M., Applegate, P., and DeConto, R. : Large ensemble modeling of the last deglacial retreat of the West Antarctic Ice Sheet : Comparison of simple and advanced statistical techniques, *Geoscientific Model Development*, 9, 1697–1723, <https://doi.org/10.5194/gmd-9-1697-2016>, 2016.
- Price, S. F., Payne, A. J., Howat, I. M., and Smith, B. E. : Committed sea-level rise for the next century from Greenland ice sheet dynamics during the past decade, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 108, 8978–8983, <https://doi.org/10.1073/pnas.1017313108>, 2011.
- Pritchard, H. D., Ligtenberg, S. R., Fricker, H. A., Vaughan, D. G., Van Den Broeke, M. R., and Padman, L. : Antarctic ice-sheet loss driven by basal melting of ice shelves, *Nature*, 484, 502–505, <https://doi.org/10.1038/nature10968>, 2012.
- Reese, R., Albrecht, T., Mengel, M., Asay-Davis, X., and Winkelmann, R. : Antarctic sub-shelf melt rates via PICO, *Cryosphere*, 12, 1969–1985, <https://doi.org/10.5194/tc-12-1969-2018>, 2018.
- Reese, R., Garbe, J., Hill, E. A., Urruty, B., Naughten, K. A., Gagliardini, O., Durand, G., Gillet-Chaulet, F., Chandler, D., Langebroek, P. M., and Winkelmann, R. : The stability of present-day Antarctic grounding lines – Part B : Possible commitment of regional collapse under current climate, *The Cryosphere Discussions*, 2022, 1–33, <https://doi.org/10.5194/tc-2022-105>, 2022.
- Rignot, E., Jacobs, S., Mouginot, J., and Scheuchl, B. : Ice-shelf melting around antarctica, *Science*, 341, 266–270, <https://doi.org/10.1126/science.1235798>, 2013.
- Rignot, E., Mouginot, J., Morlighem, M., Seroussi, H., and Scheuchl, B. : Widespread, rapid grounding line retreat of Pine Island, Thwaites, Smith, and Kohler glaciers, West Antarctica, from 1992 to 2011, *Geophysical Research Letters*, 41, 3502–3509, <https://doi.org/10.1002/2014GL060140>, 2014.
- Rignot, E., Mouginot, J., Scheuchl, B., Van Den Broeke, M., Van Wessem, M. J., and Morlighem, M. : Four decades of Antarctic ice sheet mass balance from 1979–2017, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 116, 1095–1103, <https://doi.org/10.1073/pnas.1812883116>, 2019.
- Ritz, C., Edwards, T. L., Durand, G., Payne, A. J., Peyaud, V., and Hindmarsh, R. C. : Potential sea-level rise from Antarctic ice-sheet instability constrained by observations, *Nature*, 528, 115–118, 2015.
- Robel, A. A., Seroussi, H., and Roe, G. H. : Marine ice sheet instability amplifies and skews uncertainty in projections of future sea-level rise, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 116, 14 887–14 892, <https://doi.org/10.1073/pnas.1904822116>, 2019.
- Rosier, S. H., Reese, R., Donges, J. F., De Rydt, J., Hilmar Gudmundsson, G., and Winkelmann, R. : The tipping points and early warning indicators for Pine Island Glacier, West Antarctica, *Cryosphere*, 15, 1501–1516, <https://doi.org/10.5194/tc-15-1501-2021>, 2021.
- Rott, H., Skvarca, P., and Nagler, T. : Rapid collapse of northern Larsen Ice Shelf, Antarctica, *Science*, 271, 788–792, <https://doi.org/10.1126/science.271.5250.788>, 1996.

- Sabine, C., Bala, G., Bopp, L., Brovkin, V., Canadell, J., Chhabra, A., DeFries, R., Galloway, J., Heimann, M., Jones, C., Le Quéré, C., Myneni, R., Piao, S., Thornton, P., Qin, D., Plattner, G.-k., Tignor, M., Allen, S., Boschung, J., Nauels, A., Xia, Y., Bex, V., Midgley, P., Ciais, P., Sabine, C., and Bala, G. : Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change Coordinating Lead Authors : Lead Authors, Josep Canadell (Australia), Abha Chhabra, pp. 255–315, 2013.
- Schmidtko, S., Heywood, K. J., Thompson, A. F., and Aoki, S. : Multidecadal warming of Antarctic waters, *Science*, 346, 1227–1231, <https://doi.org/10.1126/science.1256117>, 2014.
- Schoof, C. : The effect of cavitation on glacier sliding, *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 461, 609–627, <https://doi.org/10.1098/RSPA.2004.1350>, 2005.
- Schoof, C. : Marine ice-sheet dynamics. Part 1. The case of rapid sliding, *Journal of Fluid Mechanics*, 573, 27–55, <https://doi.org/10.1017/S0022112006003570>, 2007a.
- Schoof, C. : Ice sheet grounding line dynamics : Steady states, stability, and hysteresis, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 112, <https://doi.org/10.1029/2006JF000664>, 2007b.
- Schoof, C. and Hindmarsh, R. C. : Thin-film flows with wall slip : An asymptotic analysis of higher order glacier flow models, *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 63, 73–114, <https://doi.org/10.1093/qjmam/hbp025>, 2010.
- Sergienko, O. V. : No general stability conditions for marine ice-sheet grounding lines in the presence of feedbacks, *Nature Communications*, 13, <https://doi.org/10.1038/s41467-022-29892-3>, 2022.
- Seroussi, H. and Morlighem, M. : Representation of basal melting at the grounding line in ice flow models, *Cryosphere*, 12, 3085–3096, <https://doi.org/10.5194/tc-12-3085-2018>, 2018.
- Seroussi, H., Morlighem, M., Rignot, E., Larour, E., Aubry, D., Ben Dhia, H., and Kristensen, S. S. : Ice flux divergence anomalies on 79north Glacier, Greenland, *Geophysical Research Letters*, 38, 2011.
- Seroussi, H., Morlighem, M., Larour, E., Rignot, E., and Khazendar, A. : Hydrostatic grounding line parameterization in ice sheet models, *Cryosphere*, 8, 2075–2087, <https://doi.org/10.5194/tc-8-2075-2014>, 2014.
- Seroussi, H., Nakayama, Y., Larour, E., Menemenlis, D., Morlighem, M., Rignot, E., and Khazendar, A. : Continued retreat of Thwaites Glacier, West Antarctica, controlled by bed topography and ocean circulation, *Geophysical Research Letters*, 44, 6191–6199, <https://doi.org/10.1002/2017GL072910>, 2017.
- Seroussi, H., Nowicki, S., Simon, E., Abe-Ouchi, A., Albrecht, T., Brondex, J., Cornford, S., Dumas, C., Gillet-Chaulet, F., Goelzer, H., Gollledge, N. R., Gregory, J. M., Greve, R., Hoffman, M. J., Humbert, A., Huybrechts, P., Kleiner, T., Larour, E., Leguy, G., Lipscomb, W. H., Lowry, D., Mengel, M., Morlighem, M., Pattyn, F., Payne, A. J., Pollard, D., Price, S. F., Quiquet, A., Reerink, T. J., Reese, R., Rodehacke, C. B., Schlegel, N. J., Shepherd, A., Sun, S., Sutter, J., Van Breedam, J., Van De

- Wal, R. S., Winkelmann, R., and Zhang, T. : InitMIP-Antarctica : An ice sheet model initialization experiment of ISMIP6, *Cryosphere*, 13, 1441–1471, <https://doi.org/10.5194/tc-13-1441-2019>, 2019.
- Seroussi, H., Nowicki, S., Payne, A. J., Goelzer, H., Lipscomb, W. H., Abe-Ouchi, A., Agosta, C., Albrecht, T., Asay-Davis, X., Barthel, A., Calov, R., Cullather, R., Dumas, C., Galton-Fenzi, B. K., Gladstone, R., Golledge, N. R., Gregory, J. M., Greve, R., Hattermann, T., Hoffman, M. J., Humbert, A., Huybrechts, P., Jourdain, N. C., Kleiner, T., Larour, E., Leguy, G. R., Lowry, D. P., Little, C. M., Morlighem, M., Pattyn, F., Pelle, T., Price, S. F., Quiquet, A., Reese, R., Schlegel, N. J., Shepherd, A., Simon, E., Smith, R. S., Straneo, F., Sun, S., Trusel, L. D., Breedam, J. V., Van De Wal, R. S., Winkelmann, R., Zhao, C., Zhang, T., and Zwinger, T. : ISMIP6 Antarctica : A multi-model ensemble of the Antarctic ice sheet evolution over the 21st century, *Cryosphere*, 14, 3033–3070, <https://doi.org/10.5194/tc-14-3033-2020>, 2020.
- Shepherd, A., Wingham, D., Payne, T., and Skvarca, P. : Larsen Ice Shelf Has Progressively Thinned, *Science*, 302, 856–859, https://doi.org/10.1126/SCIENCE.1089768/SUPPL_FILE/SHEPHERD_SOM.PDF, 2003.
- Silvano, A., Rintoul, S. R., and Herraiz-Borreguero, L. : Ocean-ice shelf interaction in East Antarctica, *Oceanography*, 29, 130–143, 2016.
- Stearns, L. and Van der Veen, C. : Friction at the bed does not control fast glacier flow, *Science*, 361, 273–277, 2018.
- Sun, S., Cornford, S. L., Liu, Y., and Moore, J. C. : Dynamic response of Antarctic ice shelves to bedrock uncertainty, *Cryosphere*, 8, 1561–1576, <https://doi.org/10.5194/tc-8-1561-2014>, 2014.
- Sun, S., Pattyn, F., Simon, E. G., Albrecht, T., Cornford, S., Calov, R., Dumas, C., Gillet-Chaulet, F., Goelzer, H., Golledge, N. R., Greve, R., Hoffman, M. J., Humbert, A., Kazmierczak, E., Kleiner, T., Leguy, G. R., Lipscomb, W. H., Martin, D., Morlighem, M., Nowicki, S., Pollard, D., Price, S., Quiquet, A., Seroussi, H., Schlemm, T., Sutter, J., Van De Wal, R. S., Winkelmann, R., and Zhang, T. : Antarctic ice sheet response to sudden and sustained ice-shelf collapse (ABUMIP), *Journal of Glaciology*, 66, 891–904, <https://doi.org/10.1017/jog.2020.67>, 2020.
- Tao, S., Li, Y., and Mugume, I. : Model terrain correction using variational adjoint method with Tikhonov-total variation regularization, *Journal of Physics : Conference Series*, 1176, 22034, <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1176/2/022034>, 2019.
- Tsai, V. C., Stewart, A. L., and Thompson, A. F. : Marine ice-sheet profiles and stability under Coulomb basal conditions, *Journal of Glaciology*, 61, 205–215, <https://doi.org/10.3189/2015JOG14J221>, 2015.
- Urruty, B., Hill, E., Reese, R., Garbe, J., Gagliardini, O., Durand, G., Gillet-Chaulet, F., Gudmundsson, G. H., Winkelmann, R., Chekki, M., Chandler, D., and Langebroek, P. M. : The stability of present-day Antarctic grounding lines — Part A : No indication of marine ice sheet instability in the current geometry, *The Cryosphere*, in review.
- van den Broeke, M. : Strong surface melting preceded collapse of Antarctic Peninsula ice shelf, *Geophysical Research Letters*, 32, 1–4, <https://doi.org/10.1029/2005GL023247>, 2005.

- Van Liefferinge, B. and Pattyn, F. : Using ice-flow models to evaluate potential sites of million year-old ice in Antarctica, *Climate of the Past*, 9, 2335–2345, <https://doi.org/10.5194/cp-9-2335-2013>, 2013.
- Vincent, C., Peyaud, V., Laarman, O., Six, D., Gilbert, A., Gillet-Chaulet, F., Berthier, É., Morin, S., Verfaillie, D., Rabatel, A., Jourdain, B., and Bolibar, J. : Déclin des deux plus grands glaciers des Alpes françaises au cours du XXI^e siècle : Argentière et Mer de Glace, *La Météorologie*, p. 49, <https://doi.org/10.4267/2042/70369>, 2019.
- Vogel, C. R. : *Computational methods for inverse problems*, SIAM, 2002.
- Weertman, J. : On the Sliding of Glaciers, *Journal of Glaciology*, 3, 33–38, <https://doi.org/10.3189/S0022143000024709>, 1957.
- Weertman, J. : Stability of the Junction of an Ice Sheet and an Ice Shelf, *Journal of Glaciology*, 13, 3–11, <https://doi.org/10.3189/s0022143000023327>, 1974.
- Werder, M. A., Hewitt, I. J., Schoof, C. G., and Flowers, G. E. : Modeling channelized and distributed subglacial drainage in two dimensions, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 118, 2140–2158, 2013.
- Wild, C. T., Alley, K. E., Muto, A., Truffer, M., Scambos, T. A., and Pettit, E. C. : Weakening of the pinning point buttressing Thwaites Glacier, West Antarctica, *Cryosphere*, 16, 397–417, <https://doi.org/10.5194/tc-16-397-2022>, 2022.
- Winkelmann, R., Martin, M. A., Haseloff, M., Albrecht, T., Bueler, E., Khroulev, C., and Levermann, A. : The Potsdam Parallel Ice Sheet Model (PISM-PIK) - Part 1 : Model description, *Cryosphere*, 5, 715–726, <https://doi.org/10.5194/tc-5-715-2011>, 2011.
- Wise, M. G., Dowdeswell, J. A., Jakobsson, M., and Larter, R. D. : Evidence of marine ice-cliff instability in Pine Island Bay from iceberg-keel plough marks, *Nature*, 550, 506–510, <https://doi.org/10.1038/nature24458>, 2017.
- Zwally, J. H., Giovinetto, M. B., Beckley, M. A., and Saba, J. L. : Antarctic and Greenland Drainage System, GSFC Cryospheric Sciences Laboratory, pp. 2–7, URL <http://icesat4.gsfc.nasa.gov/cryo{ }data/ant{ }grn{ }drainage{ }systems.php>, 2012.