



HAL
open science

Localiser une archive glaciaire de 1.5 millions d'années par une approche multi-modèles

Olivier Passalacqua

► **To cite this version:**

Olivier Passalacqua. Localiser une archive glaciaire de 1.5 millions d'années par une approche multi-modèles. Glaciologie. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT: 2017GREAU024. tel-01690458v1

HAL Id: tel-01690458

<https://theses.hal.science/tel-01690458v1>

Submitted on 23 Jan 2018 (v1), last revised 23 Jan 2018 (v2)

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 LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Olivier PASSALACQUA

Thèse dirigée par **Frédéric PARRENIN**

et codirigée par **Olivier GAGLIARDINI**

préparée au sein de l'**Institut des Géosciences de l'Environnement**
et de l'École doctorale **Terre, Univers, Environnement**

Localiser une archive glaciaire de 1.5 millions d'années par une approche multi-modèles

Thèse soutenue publiquement le **13 octobre 2017**,
devant le jury composé de :

M. Éric Blayo

Professeur à l'UGA, LJK, Grenoble, président

M. Olaf Eisen

Professeur à l'AWI, Bremerhaven, rapporteur

M. Frank Pattyn

Professeur à l'ULB, Bruxelles, rapporteur

M^{me} Sylvie Charbit

Directrice de recherche au CEA, LSCE/IPSL, Gif-sur-Yvette, examinatrice

M. Frédéric Parrenin

Chargé de recherche au CNRS, IGE, Grenoble, directeur de thèse

M. Olivier Gagliardini

Professeur à l'UGA, IGE, Grenoble, codirecteur de thèse



Remerciements

Le travail de thèse vient certes valider un diplôme universitaire, mais cet unique aspect des choses reflète bien mal la richesse des interactions humaines qui le rendent possible, et qui sont de fait indispensables à son bon déroulement. Les rencontres, le temps passé, l'entraide, les épreuves parfois, le plaisir d'être ensemble toujours, nous façonnent au fil du temps pour nous rendre certes plus aptes, mais aussi humainement meilleurs.

Je suis d'abord très redevable à Frédéric Parrenin de m'avoir proposé cette thèse, dont le sujet s'inscrivait dans un projet tellement enthousiasmant ! Son encadrement et son aide ont toujours été prodigués avec beaucoup de simplicité et de disponibilité, et m'ont permis de bien baliser les différentes étapes de la thèse. Merci également à Olivier Gagliardini pour l'encadrement, les nombreuses idées et encouragements, notamment concernant les problématiques liées à l'utilisation d'Elmer/Ice. Fabien Gillet-Chaulet fut également d'une aide précieuse pour que j'y puisse voir plus clair sur cet outil très performant mais parfois... abscons. Merci à ma « shadow directrice » Catherine Ritz pour les discussions et les conseils scientifiques qui m'ont permis de progresser sur de si nombreux points. On continue l'aventure ! Je tiens également ici à remercier Emmanuel Chaljub et Valérie Masson-Delmotte, qui ont participé à mon comité de thèse et ont été d'excellent conseil sur l'avancement des travaux. Enfin, un grand merci à Éric Blayo, Sylvie Charbit, Olaf Eisen et Frank Pattyn, qui ont accepté de participer à mon jury de thèse. Je crois que la journée de soutenance s'est plutôt bien passée, et on a tous bien pu profiter du soleil d'automne lors de cette journée !

Au cours de mon parcours universitaire récent, j'ai bénéficié à différents titres du travail des enseignants-chercheurs, grâce auxquels j'ai pu être initié aux sciences de la terre lors de mon master. Qu'ici soient en particulier remerciés Didier Voisin, Gilles Delaygue, Manu Le Meur, Bruno Jourdain, Ghislain Picard, Gaël Durand et les enseignants intervenant dans le master STE. J'ai vraiment apprécié la qualité des enseignements à l'UGA, et la richesse des thématiques abordées. Si j'ai apprécié cette formation, c'est également pour y avoir rencontré de joyeux compagnons de route : Roxanne, Julien, Sophie, Maxime, Anne, Justine, Tom, avec lesquels on a passé quelques bons moments !

Le bon déroulement de cette thèse est également due la bonne ambiance qui règne au laboratoire, et les nombreuses personnes avec qui j'ai pu échanger sur tout et rien. J'ai été en particulier très content de côtoyer Greg, Olivier Alémany et Magand, Delphine, Luc, Christian, Xavier, Nico Caillon et Jourdain, Maurine, Florent, Gerhard, Carole, Manon, Amélie.

L'apport professionnel de Marie Cavitte a été décisif pour mes travaux, mais notre complicité m'a également permis de passer plus sereinement les quelques moments plus délicats de la fin de thèse. Enfin je n'aurais pas fait grand-chose sans l'apport professionnel, mais aussi personnel, de Laure, un grand merci !

Un mot spécifique pour Olivier Sanchez, qui m'aura permis de prendre l'hélicoptère au Mont-Blanc, et de passer une journée à l'Aiguille du Midi. Ce n'était pas vraiment du terrain, mais par rapport au quotidien du bureau 216, c'était tellement différent et agréable ! Et avec Vincent, on se sera quand même bien amusés entre décroissants désabusés...

Je finis par le groupe des prolétaires de la recherche, euh pardon, les thésards, avec qui on a vécu tant de fêtes de labo, piques-niques, week-ends doctorants et autres soirées coinche ou crêpes, en

particulier Kévin, Hélène, Chloé, Alexis, Marion, Fanny, Julien, Cédric, Maria, Marina, Jean, Ambroise, Marion, Lucas... Et chapeau bas à mes cobureaux Étienne et Ilann, ne changez rien, c'était parfait.

Résumé

Les glaces de l'Antarctique constituent un matériau d'archivage unique pour garder la trace de l'atmosphère du passé. La plus ancienne archive glaciaire actuellement disponible (800 ka) ne permet malheureusement pas d'étudier une transition climatique majeure qui s'est déroulée entre 1.2 Ma et 0.9 Ma (transition du mi-Pleistocène). Localiser un site ayant permis la conservation d'une glace aussi ancienne est donc un enjeu majeur au sein de la communauté des carottes de glace. Plusieurs régions autour du Dôme C (Antarctique de l'Est) présentent de bonnes caractéristiques d'un point de vue thermique et mécanique. Le but de ces travaux est d'identifier précisément des sites propices à un archivage de long terme, en utilisant différents modèles successifs. D'abord un modèle thermique 1D, qui permet de calculer le flux géothermique local, et d'affirmer que les hauteurs du socle sont exemptes de fusion depuis au moins 800 ka. Ensuite un modèle 3D d'écoulement, qui permet la description des trajectoires des particules de glace depuis la surface jusqu'au socle. Pour minimiser les perturbations stratigraphiques, il conviendra de placer le site de forage proche de la crête, et pour assurer une résolution suffisante le site ne devra pas se trouver à l'aplomb du sommet du relief basal, mais sur son flanc. Enfin, on utilise un modèle de datation 1D contraints par les isochrones, pour connaître la distribution des âges basaux et résolutions compatibles avec les isochrones observées, et estimer les risques de succès ou d'échec du forage. On propose quelques sites de forage distants d'environ 37 km de Dôme C, pour lesquels la présence de glace exploitable de 1.5 Ma et d'une résolution suffisante est hautement probable.

Abstract

Antarctic ice is an exceptional archive of the ancient atmospheric composition. The oldest available ice archive (800 ka) is not old enough to study a main climatic transition that occurred between 1.2 Ma and 0.9 Ma (mid-Pleistocene transition). Locating a future old-ice drill site is now one of the main goal of the ice-core community. In the region of Dome C (East Antarctica), several old-ice targets have required characteristics, from a thermal and mechanical point of view, to hosts very old ice. The goal of this work is to precisely locate suitable coring sites, using several glaciological models. First a 1D heat model to constrain the local geothermal flux, that make us confident that bedrock heights have been free of basal melting for at least the last 800 ka. It is very likely that such sites are able to host a 1.5 Ma ice archive. Second, a 3D ice flow model, to describe the ice trajectories from the ice surface to the bed. Drilling less than 10 km from the surface ridge mimimizes the risks of stratigraphic disturbance, and drilling on the flanks of the bed relief – and not on its top – is mandatory to ensure a sufficient age resolution. Third, a 1D dating model constrained by isochrones let us describe the distribution of basal ages and age resolutions compatible with observed isochrones, and assess the risk of success or failure of the drilling. With currently available data and modelling tools, a few drilling sites are proposed that are located 37 km from Dome C, at which 1.5 Ma-old ice is very likely to be archived in required conditions and with sufficient resolution.

Table des matières

Avant-propos	13
Introduction : les archives glaciaires du climat	15
Les glaces comme archives paléoclimatiques	15
CO ₂ et température moyenne	18
La transition du mi-Pléistocène	20
Les données des carottes marines	20
Les hypothèses actuelles sur la MPT	20
Attendus de la carotte de glace ancienne	21
Le projet IPICS Oldest Ice	22
Où en est la recherche de glace très ancienne ?	23
Échantillons disponibles	23
Échantillons à venir	25
Comment ont été déterminés les sites de forage profonds précédents ?	26
Travail à mener	27
1 Caractéristiques mécaniques et thermiques de la glace	29
1.1 Caractéristiques cristallines de la glace météorique	29
1.1.1 Structure cristalline	29
1.1.2 Évolution de la structure polycristalline	30
1.1.3 Conséquence sur la structure de la glace basale	32
1.2 Rhéologie de la glace polycristalline	32
1.2.1 Loi de comportement isotrope	33
1.2.2 Loi de comportement anisotrope	34
1.2.3 Dépendance de la fluidité à la température	37
1.3 Transferts de chaleur dans la glace	37
1.4 Écoulement de la glace au sein d'une calotte	40
1.4.1 Principe de l'écoulement	40
1.4.2 Évolution horizontale de la vitesse de la glace	41
1.4.3 Évolution verticale de la vitesse de la glace	42

1.4.4	Structure des calottes polaires selon les périodes climatiques	43
1.5	Perturbations stratigraphiques	43
1.6	Écoulement de la glace sur une crête ou un dôme	45
1.7	Modèle d'écoulement 1D	47
1.8	Résultats de modèles d'écoulement 3D	49
2	Présentation de la zone d'exploration	51
2.1	Accumulation	52
2.1.1	Accumulation contemporaine	52
2.1.2	Accumulation passée	52
2.2	Topographie de surface	53
2.2.1	Caractéristiques générales.	53
2.2.2	Stabilité temporelle	54
2.3	Topographie du socle	56
2.4	Hydrologie sous-glaciaire	57
2.5	Écoulement de la glace au dôme	58
2.5.1	Vitesses de surface	59
2.5.2	Glissement basal	59
2.6	La carotte EPICA Dôme C	60
2.6.1	Profil de température	60
2.6.2	Relation âge-profondeur	61
2.6.3	Profil de fabrique	62
2.7	Couches isochrones	63
2.8	Flux géothermique	65
2.9	Zones de recherche	66
3	Estimation du flux géothermique et de la fusion basale	69
3.1	Article : Geothermal flux and basal melt rate in the Dome C region inferred from radar reflectivity and thermal modelling	69
3.1.1	Introduction	70
3.1.2	Heat model	73
3.1.3	Spots where GF will be inferred	80
3.1.4	GF inversion	80
3.1.5	Results	81
3.1.6	Discussion	88
3.1.7	Conclusion	90
3.2	Validation du modèle : profil de température EPICA	91
3.3	Conclusion	93
4	Modèle thermomécanique 2.5 D	95
4.1	Article : Performance and applicability of a 2.5D ice-flow model in the vicinity of a dome	96
4.1.1	Introduction	97
4.1.2	Description of the 3D model	99
4.1.3	Description of the 2.5D model	102
4.1.4	Results and discussion	106

4.1.5	Conclusion	110
4.1.6	Appendix	112
4.2	Conclusion	113
5	Modèle thermomécanique 3 D	115
5.1	Description du modèle	115
5.1.1	Rhéologie	116
5.1.2	Conditions limites	117
5.1.3	Calcul de l'âge	118
5.1.4	Calcul de la résolution en âge	120
5.2	Champ de vitesse	121
5.2.1	Norme	121
5.2.2	Orientation	123
5.3	Champ de contraintes	124
5.3.1	Zones de convergence	124
5.3.2	Perturbations de la stratigraphie	125
5.4	Âge	127
5.4.1	Âge à 60 m	127
5.4.2	Calcul des isochrones	129
5.5	Trajectoires	130
5.6	Validité des approches 1D	131
5.7	Conclusion	134
6	Modèle 1D contraint par les isochrones	137
6.1	Relations âge-profondeur de différents sites	138
6.2	Assimilation des isochrones	138
6.3	Convexité de la fonction coût	140
6.4	Validation de la méthode sur les sites de forages EDC et DF	140
6.5	Application au blob A	141
6.6	Application sur le replat topographique	142
6.7	Isochrones non datées	147
6.8	Conclusion	147
Conclusion		149
Principaux résultats		149
Résultats méthodologiques		149
Grandeurs physiques		152
Résultats opérationnels		153
La future carotte		155
Âge et résolution		155
Datation		156
Publications et communications		178

Symboles utilisés dans cet ouvrage

Certaines des unités utilisées dans cet ouvrage respectent l'usage courant en glaciologie d'exprimer les grandeurs dans le système [m-a-MPa] au lieu du système [m-s-kg].

Symbole	Définition	Unité
A	Fluidité	$\text{Pa}^{-n} \text{s}^{-1}$
a	Taux d'accumulation en surface	m a^{-1} (glace équivalent)
b	Altitude du socle	m
$\mathbf{a}^{(i)}$	Tenseur d'orientation d'ordre i	
\mathbf{c}	Vecteur perpendiculaire au plan de déformation principal	
c	Capacité thermique	$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$
e	Épaisseur des couches annuelles	m
\mathbf{e}_i	Vecteur unitaire dans le repère global	m
${}^\circ\mathbf{e}_i$	Vecteur unitaire dans le repère local orthotrope	m
\mathbf{g}	Champ de pesanteur locale	m a^{-2}
H	Épaisseur	m
K	Conductivité thermique	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
L	Chaleur latente de fusion	J kg^{-1}
m	Taux de fonte basal	m a^{-1}
n	Exposant de la loi de Glen	
P	Pression	MPa
p	Paramètre de forme de la vitesse verticale	
Q	Énergie d'activation	J mol^{-1}
R	Constante des gaz parfaits	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
$R(x)$	Rayon de courbure des lignes de niveau	m
s	Altitude de la surface	m
T	Température	K
\mathbf{u}	Vecteur vitesse	m a^{-1}
x, y, z	Coordonnées du repère global	m
X, Y, Z	Coordonnées du repère local	m
$\dot{\epsilon}$	Tenseur des déformations	a^{-1}
ζ	Profondeur réduite	
η	Viscosité effective	MPa a
ρ	Masse volumique de la glace	kg m^{-3} (ou $\text{MPa m}^{-2} \text{a}^2$)
ρ_w	Masse volumique de l'eau	kg m^{-3} (ou $\text{MPa m}^{-2} \text{a}^2$)
$\boldsymbol{\sigma}$	Tenseur des contraintes	MPa
$\boldsymbol{\tau}$	Tenseur des contraintes déviatoires	MPa
τ_E	Second invariant du tenseur des contraintes déviatoires	MPa
ϕ	Potentiel hydraulique	MPa
Φ_g	Flux géothermique	W m^{-2}
χ	Âge	a
ω	Fonction de forme de la vitesse verticale	

Ce travail de thèse consiste, dans son objet autant que dans ses méthodes, en une étude de géophysique externe. Toutefois, la nécessité de le mener a été dictée par les besoins d'une autre discipline, la paléoclimatologie, dans laquelle le Laboratoire de glaciologie et de géophysique de l'environnement (LGGE) s'est illustré au cours des dernières décennies. Depuis les années 1960 sous l'impulsion de Claude Lorius, le personnel du laboratoire a grandement œuvré à la démonstration spectaculaire du lien entre changement climatique et émissions de gaz à effet de serre, mais également du fait que toutes nos activités humaines ont un impact planétaire, les glaces de l'Antarctique jouant comme une bande d'enregistrement continue. Leurs résultats ont non seulement fait faire un bond à la recherche sur le climat, mais bien plus encore : ils ont changé notre rapport au monde, et notre regard sur nous-mêmes. Cet édifice immense nous est légué par ces précurseurs ; nous avons le privilège de l'agrandir et de le renforcer par la recherche d'aujourd'hui.

Les débats scientifiques sont aujourd'hui nombreux autour de l'opportunité de définir une nouvelle ère géologique dont l'Homme serait la principale force de transformation. Quelle que soit la date retenue comme début de l'Anthropocène – et indépendamment de la validation effective de ce concept –, le fait même que cette question soit débattue constitue en soi une grande avancée, et qui permet d'interroger notre capacité à anticiper un avenir climatique inquiétant. L'étude du système climatique présente donc là un double intérêt : purement scientifique bien sûr, mais également citoyen. Si la succession des périodes glaciaires et interglaciaire est bien connue aujourd'hui, retrouver de la glace plus vieille qu'1 million d'années permettra de comprendre pourquoi le système climatique a vu son *rythme changer*, et les mécanismes qui en sont responsables. Il reste encore beaucoup d'interrogations sur la dynamique des couplages multiples entre gaz à effet de serre et température moyenne, notamment en lien avec les calottes polaires et les océans.

Le souhait des glacio-climatologues de remonter très loin dans le temps se voit contrarié par le caractère vivant du matériau qui leur sert d'archive. La glace s'écoule, se déforme, fond parfois, et les enregistrements correspondants peuvent se perdre ou devenir illisibles. Avant de procéder à un forage long et coûteux, mieux vaut donc s'assurer de la qualité de la glace qui va être remontée des profondeurs. Beaucoup d'efforts sont donc portés par la communauté scientifique

pour observer à travers les 3 000 m de la glace antarctique, afin d'en connaître la structure, et potentiellement l'âge. Toutefois, ces observations sont impuissantes à caractériser précisément l'âge de la glace près du socle, là justement où se concentre la glace la plus ancienne. Les outils de modélisation physique sont donc nécessaires pour donner de l'information là où l'observation est défailante. Cette dernière est quant à elle indispensable pour contraindre les paramètres des modèles. Cette thèse, dont le résultat aura une visée très pratique, s'efforce donc d'avancer de manière équilibrée sur ces deux piliers indissociables, observation et modélisation.

Avant d'aborder les détails pratiques du défi de retrouver la glace la plus ancienne, il m'apparaît important de poser la question du « pourquoi ? ». Bien entendu, les questions de paléoclimatologie sont premières, et elles sont exposées dans le chapitre d'introduction. Je vois cependant une autre raison, en fait plus fondamentale bien que rarement exprimée : le besoin des gens de science d'être portés par de grands projets fédérateurs. Notre projet est enthousiasmant car il donne à tous « l'envie d'en être », celle qu'ont eue par exemple les explorateurs du début du XX^e siècle pour arriver les premiers aux pôles. Enthousiasmant, car il s'agit d'un défi éminemment collectif qui fédère notre communauté scientifique, un tel projet antarctique étant trop difficile à mener par une seule équipe, ou même une seule nation. Un mélange d'émulation et de coopération a toujours animé la communauté des glaciologues ; ce projet la tend complètement vers un objectif commun. Le simple fait de chercher cette glace ancienne mène déjà à des avancées, concernant les techniques de mesures radar, les traitements de données, leur intégration dans des modèles, la connaissance des paramètres géophysiques, les techniques de forage. Enthousiasmant enfin, car l'issue de ce projet fournira de quoi nourrir les projets scientifiques des prochaines décennies, tout comme aujourd'hui ils sont nourris par les mesures des glaces de Vostok ou d'EPICA. Cette transmission aux prochaines générations constituera la meilleure façon de remercier ceux qui nous ont légué un tel trésor scientifique et humain.

Les glaces comme archives paléoclimatiques

Beaucoup de matériaux naturels différents sont utilisés pour la reconstitution des paléoclimats. Ils présentent des conditions de validité temporelle et spatiale, des résolutions et des domaines d'interprétation très variés ; citons sans exhaustivité les sédiments lacustres ou marins, les arbres (dendrochronologie), les coraux, les lichens, les concrétions calcaires, la glace (Foucault, 2009). Ce dernier matériau est notamment le seul système d'archivage naturel à pouvoir conserver les gaz présents dans l'atmosphère, donc à permettre l'étude de la teneur en gaz à effet de serre passée. En effet, lorsque la neige s'accumule à la surface d'un glacier, elle se densifie peu à peu, s'enfonce sous le poids des couches ultérieures, emprisonnant alors l'air contenu dans sa porosité (fig. 1).

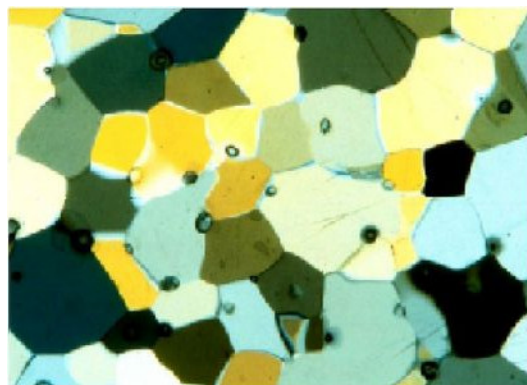


FIGURE 1 – Glace naturelle vue en lumière polarisée, contenant des bulles d'air © CNRS / IGE.

De plus, la température moyenne passée peut également être estimée, grâce à l'analyse isotopique¹ de la glace (composition en ^{18}O et deutérium). Le fractionnement isotopique est la différenciation gravitaire des isotopes lourds par rapport aux légers, phénomène qui dépend

1. Les différents isotopes d'un élément chimique contiennent un même nombre de protons, mais un nombre différent de neutrons; ce faisant la masse du noyau de chaque isotope est différente.

notamment de la température. En Antarctique, la relation entre la fraction isotopique en deutérium et la température est linéaire (« thermomètre isotopique », Lorius et Merlivat, 1975; Jouzel *et al.*, 2007), comme l'illustre la figure 2. En creusant la glace lors d'un carottage, on remonte à la surface des couches tombées sous forme de neige dans le passé. L'analyse isotopique de cette glace permet donc la reconstitution des conditions de température qui ont prévalu lorsque cette neige est tombée ; on parle donc d'archive glaciaire du climat.

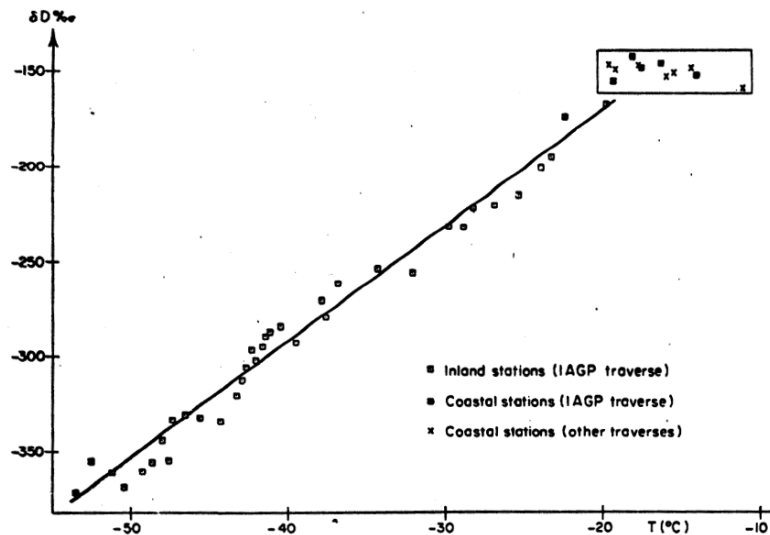


FIGURE 2 – Fraction en deutérium en fonction de la température moyenne en Antarctique. Tiré de Lorius et Merlivat (1975).

Toutes les terres englacées (fig. 3) ne permettent pas les mêmes reconstitutions. Par leur volume limité et leur écoulement rapide, les glaciers de montagne fournissent des informations sur la température et les gaz à effet de serre pour des périodes proches dans le temps. Pour remonter plus loin, seules les glaces des inlandis² (Groenland et Antarctique), épaisses de plusieurs kilomètres, permettent d'accéder à de la glace tombée sous forme de neige plusieurs dizaines à centaines de milliers d'années auparavant. Seulement une quinzaine de forages glaciaires profonds ont été menés en Antarctique depuis une cinquantaine d'années (fig. 4), par différentes nations ou consortium internationaux (Jouzel et Masson-Delmotte, 2010), et une demi-douzaine au Groenland.

Plus l'accumulation annuelle de glace est grande, meilleure est la résolution des archives, mais elles sont alors en moyenne moins anciennes. Le Groenland présente une accumulation annuelle de l'ordre de quelques dizaines de centimètres par an, et donc une excellente résolution d'analyse des carottes glaciaires, alors que l'accumulation plus faible en Antarctique – souvent inférieure à 10 cm a^{-1} (Frezzotti *et al.*, 2005; Eisen *et al.*, 2008) – est idéale pour remonter très loin dans le temps. En particulier, l'accumulation en Antarctique de l'Est est globalement faible et présente un gradient de la côte vers le centre du continent (fig. 5). Sur ce plateau antarctique, plusieurs forages ont ainsi permis de récupérer de la glace datant de plusieurs centaines de milliers d'années :

— EPICA³ Dôme C (EDC) : 800 000 ans (Jouzel *et al.*, 2007; Parrenin *et al.*, 2007b) ;

2. Calottes glaciaires d'échelle continentale.

3. *European Project for Ice Coring in Antarctica*

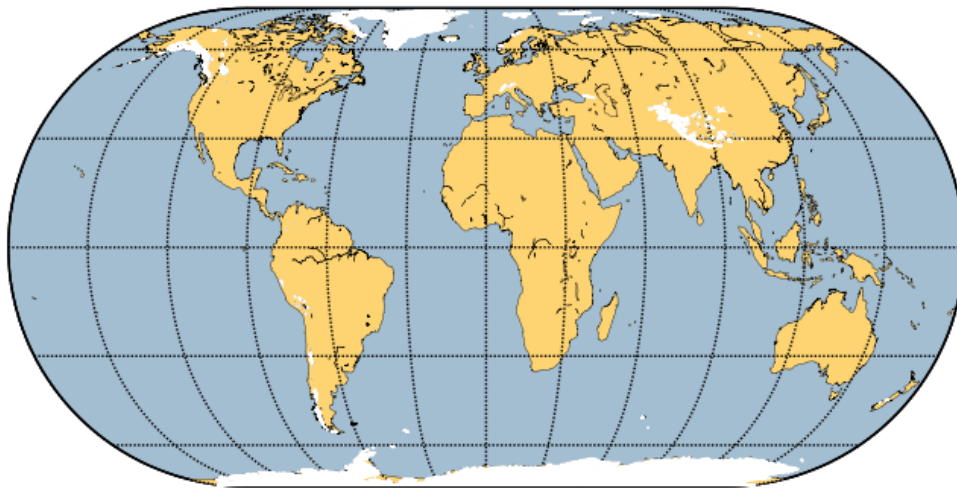


FIGURE 3 – Emplacement des glaciers et calottes polaires autour du globe (zones blanches).

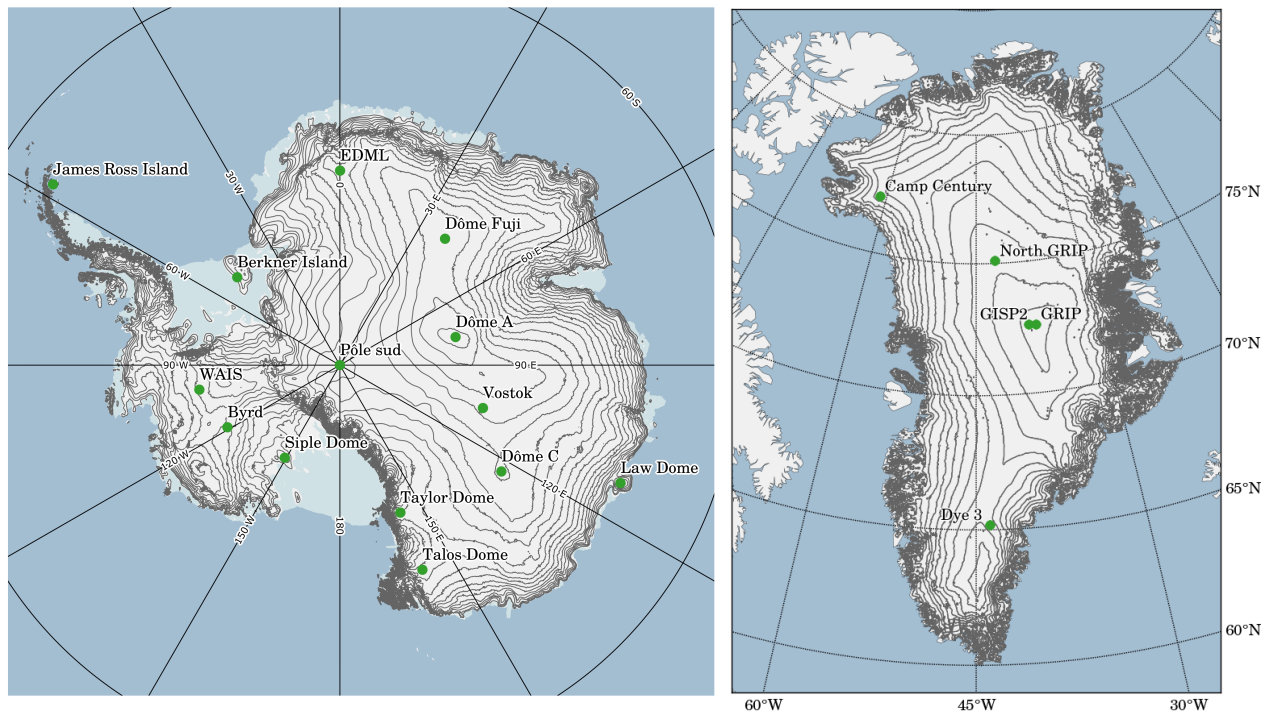


FIGURE 4 – Emplacement des principaux sites de forage profond en Antarctique (Dôme A : forage en cours) et au Groenland.

- Dôme Fuji : 720 000 ans (Kawamura *et al.*, 2017) ;
- Vostok : 420 000 ans (Petit *et al.*, 1999; Parrenin *et al.*, 2001; Suwa et Bender, 2008) ;
- EPICA Dronning Maud Land (EDML) : 150 000 ans (Barbante *et al.*, 2006)

Ces différentes carottes ont montré l'évolution de la température et des gaz à effet de serre (méthane CH_4 et dioxyde de carbone CO_2) sur plusieurs cycles glaciaires/interglaciaires (Siegenthaler *et al.*, 2005; Lüthi *et al.*, 2008, fig.6), et mis en lumière l'influence respective des paramètres orbitaux de la Terre (précession des équinoxes, obliquité de l'axe de rotation, excentricité de l'orbite terrestre) dans la dynamique climatique (Jouzel *et al.*, 2007).

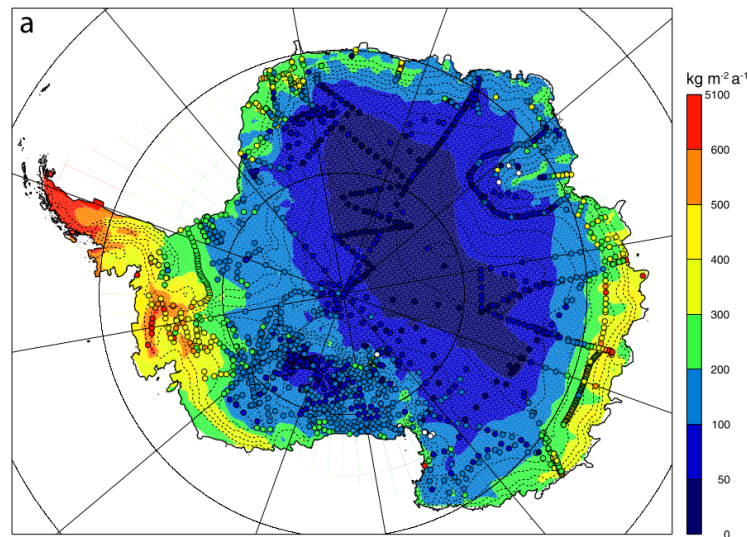


FIGURE 5 – Accumulation annuelle en $\text{kg m}^{-2} \text{a}^{-1}$. Tiré de Eisen *et al.* (2008), données de Arthern *et al.* (2006).

Cyclicité climatique

Alors que l'influence des signaux de précession (23 ka) et d'obliquité (41 ka) sur le volume de glace dans l'hémisphère nord fait consensus, l'origine des grandes variations climatiques rythmées par une périodicité principale irrégulière d'environ 100 000 ans (de 80 000 ans à 120 000 ans) au cours des derniers 800 000 ans ne semble pouvoir être attribuée uniquement à l'excentricité, dont l'influence sur la modulation de l'insolation est faible (Raymo *et al.*, 2006; Imbrie *et al.*, 2011). L'origine de ces cycles peut alors être attribuée à des causes orbitales, comme une modulation de la précession et de l'obliquité par l'excentricité (Lisiecki, 2010; Huybers et Wunsch, 2005), à des oscillations internes au système climatique (Gildor et Tziperman, 2000; Toggweiler, 2008), ou à une combinaison des deux (Parrenin et Paillard, 2003). Ce dernier cas met notamment en lumière le rôle des calottes polaires dans la dynamique climatique et l'asymétrie des cycles à 100 000 ans (grossissement lent et rétrécissement rapide).

Ces cycles de 100 000 ans sont apparus relativement récemment, au mi-Pléistocène (~ -1 Ma). Les raisons qui expliquent cette apparition sont liées au refroidissement continu au cours du Pliocène (-5.33 à -2.58 Ma) et jusqu'au mi-Pléistocène. Les gaz à effet de serre atmosphériques ont donc certainement joué un rôle dans ce refroidissement et l'apparition de ces cycles, comme ce fut le cas sur les derniers 800 000 ans.

CO₂ et température moyenne

Le rôle du CO₂ comme gaz à effet de serre atmosphérique est établi depuis plus d'un siècle grâce aux travaux analytiques d'Arrhenius (1896) ; il est le premier à avoir quantifié en laboratoire la variation de température induite par une variation de teneur en CO₂ de l'air. Pour en avoir une illustration naturelle, il a fallu attendre les années 1980 pour que le CO₂ soit extrait de carottes de glace par broyage sous vide, et l'on a alors pu montrer les variations de la teneur en CO₂ passée, sur les derniers 20 000 ans d'abord (Delmas *et al.*, 1980), ensuite sur un cycle

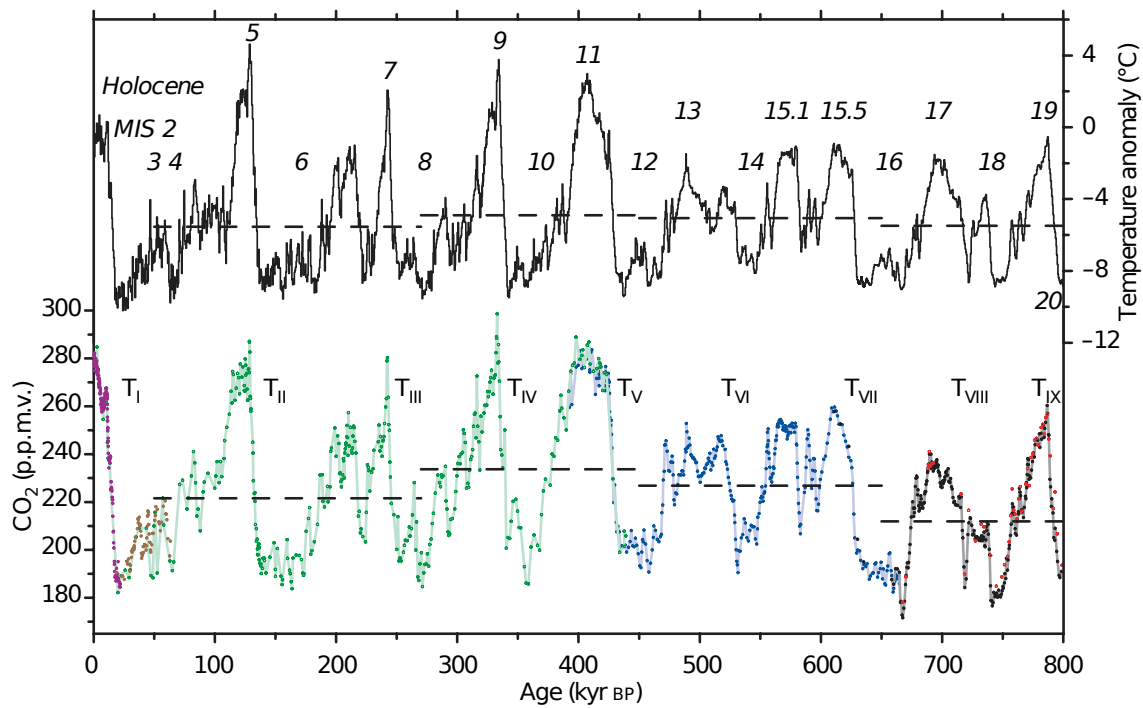


FIGURE 6 – Évolutions conjointes du CO₂ et de la température sur huit cycles glaciaires/interglaciaires complets (Lüthi *et al.*, 2008).

glaciaire complet (Barnola *et al.*, 1987), sur quatre cycles (Petit *et al.*, 1999), et enfin sur huit cycles (fig. 6, Lüthi *et al.*, 2008).

L'analyse de la carotte glaciaire de Vostok a montré la corrélation entre température et CO₂, mais a également questionné les liens de causalité multiples entre les deux selon le sens de la bascule glaciaire/interglaciaire. Caillon *et al.* (2003) montrent qu'il y a un déphasage entre l'évolution de la température et celle du CO₂ lors de la terminaison⁴ III. Les variations de CO₂ sont postérieures de 800 ans à celles de la température, suggérant ainsi qu'un forçage initial (orbital) déclenche les variations de température, et conséquemment de CO₂, celui-ci venant renforcer petit à petit l'évolution initiale par un mécanisme de rétroaction positive. Au contraire, une étude de Parrenin *et al.* (2013) montre une absence de déphasage lors de la dernière déglaciation, argumentant pour un couplage très fort et en fait quasi synchrone entre CO₂ et température.

Ces écarts entre diverses études montrent que notre compréhension du système climatique est encore lacunaire, notamment en ce qui concerne la relation de phase entre CO₂ et température aux différentes périodes climatiques, mais également sur l'origine du rythme climatique (cycles de 100 ka). On présentera donc dans la suite une période de transition climatique majeure, au mi-Pleistocène.

4. Fin de période glaciaire

La transition du mi-Pléistocène

Les données des carottes marines

La calcite des foraminifères présents dans les sédiments marins est porteuse d'un marquage isotopique ($\delta^{18}\text{O}$) qui dépend de la température de l'eau et de sa salinité au moment du dépôt, donc du volume des glaces stockées hors de l'océan. À partir de 57 carottes marines différentes réparties sur l'ensemble des océans, dont elles ont recalé et moyenné les mesures, Lisiecki et Raymo (2005) ont reconstitué l'évolution du $\delta^{18}\text{O}$ sur plusieurs millions d'années (fig. 7). Il apparaît clairement qu'avant environ 1 250 000 ans la périodicité principale du signal n'était pas de 100 000 ans mais plutôt de 41 000 ans (transition du mi-Pléistocène, MPT), le nouveau rythme s'établissant pleinement à partir de 700 000 ans (Clark *et al.*, 2006). La périodicité avant la transition est caractérisée par une étonnante absence d'influence du paramètre de précession. Les cycles de 100 000 ans post-MPT sont asymétriques, alors que les cycles de 41 000 ans pré-MPT étaient symétriques (Tziperman et Gildor, 2003) et leur amplitude plus petite d'un quart.

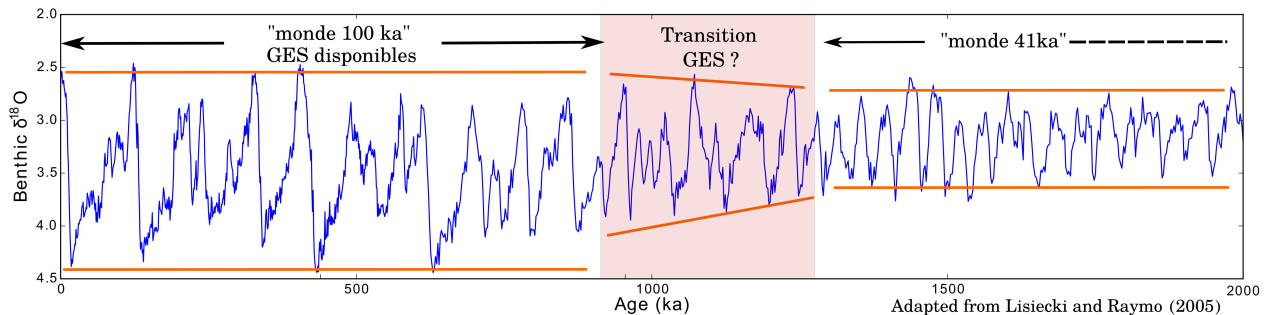


FIGURE 7 – Évolutions de la fraction en ^{18}O des carottes marines (d'après Lisiecki et Raymo, 2005). GES : gaz à effet de serre.

Les carottes marines permettent de remonter bien plus loin dans le temps que les carottes glaciaires, mais elles n'archivent pas de traces de l'air ancien. Certes, des techniques de reconstruction de la teneur en CO_2 existent, mais des doutes sérieux rendent suspecte leur validité (Ruddiman, 2010). Pour comprendre les mécanismes qui ont déclenché la transition, il est donc essentiel de pouvoir mesurer la teneur en gaz à effet de serre de l'air il y a plus d'un million d'années.

Des hypothèses sur la MPT

Il semble premièrement exclu que la transition soit le résultat du seul forçage orbital, car il ne présente pas de changement important de périodicité pendant les derniers 1.5 millions d'années (Jouzel et Masson-Delmotte, 2010). Les différentes composantes du système climatique (inlandsis, océan, atmosphère) ont donc joué un rôle prépondérant.

Raymo *et al.* (2006) avancent l'absence de plateforme flottante (*ice shelf*) en Antarctique il y a 3 millions d'années, toute la glace étant posée sur le continent. Cette glace est sensible au signal de précession (fonte lors de l'été), mais les inlandsis de l'hémisphère nord également, ce qui annulerait tout effet dans les enregistrements benthiques, comme observé. À l'aide d'un modèle

climatique simple, ils montrent que la période de 3 millions à 1 million d'années, caractérisée par une tendance moyenne au refroidissement (Lisiecki et Raymo, 2005), a vu les glaces de l'Antarctique s'étendre peu à peu, jusqu'à ce que la perte de glace s'effectue principalement par vêlage d'icebergs, insensible au signal de précession. Cette évolution de glace posée vers glace flottante serait en jeu pour expliquer la transition du mi-Pléistocène.

Un autre argument est avancé par Bintanja et Van de Wal (2008) qui montrent l'importance des petites calottes nord-américaines, qui auraient grossi peu à peu de 3 millions à 1 million d'années, sous l'effet du refroidissement global, et enfin fusionné. La dynamique de cette nouvelle calotte est alors beaucoup plus lente, moins sensible aux variations d'obliquité (41 000 ans), mais elle est également moins stable et susceptible de déclencher une terminaison.

Tziperman et Gildor (2003) proposent quant à eux un modèle d'interaction entre atmosphère, glace continentale et glace de mer, qui réussit à reproduire une transition sous l'effet d'un océan qui se refroidit. Dans ce modèle, la glace de mer en s'étendant refroidit l'atmosphère par un albédo accru, ce qui modifie les taux d'accumulation et d'ablation pour les glaces continentales, et donc leur dynamique.

Par ailleurs, les flux de poussières ont connu une augmentation rapide pendant la MPT. Leur rôle a donc été investigué par Martínez-García *et al.* (2011), car elles fertilisent l'océan en fer, donc influent sur la biologie marine et la teneur en CO₂ atmosphérique.

Au contraire des études citées ci-avant, Imbrie *et al.* (2011) utilisent un modèle de volume de glace dépendant uniquement des paramètres orbitaux. Ils reproduisent en partie le changement de périodicité caractérisant la MPT, suggérant que son déclenchement est une réponse non linéaire à un minimum d'excentricité. Ce minimum favorise l'accumulation de glace pendant une période suffisamment longue, et empêche la terminaison de survenir plus tôt.

Enfin, il est possible que l'interprétation classique d'une MPT progressive soit biaisée par le fait que les proxies utilisés ($\delta^{18}\text{O}$ des foraminifères) dépendent à la fois de la température de l'eau et du volume total de glace. En séparant les deux effets, Elderfield *et al.* (2012) suggèrent qu'il n'y a pas eu de refroidissement continu depuis 1.5 Ma, bien que des températures compatibles avec un englacement soit possible aux maximums glaciaires. La MPT se serait en fait passée de façon très abrupte autour de 900 ka, à cause d'une augmentation abrupte du volume des glaces antarctiques.

La diversité des explications avancées montre la complexité des mécanismes et la compréhension hésitante qu'en a la communauté scientifique. Il semble en tout cas que le refroidissement, certes contesté, de la fin du Pliocène à la MPT soit un facteur clé pour expliquer la transition finale du mi-Pléistocène. Mesurer directement dans les glaces antarctiques les taux de gaz à effet de serre lors du Pléistocène permettrait de mieux comprendre le refroidissement, car il est contesté, sur des preuves indirectes, que ces gaz y aient joué un rôle (Hönisch *et al.*, 2009).

Attendus de la carotte de glace ancienne

Notre compréhension de ce qui contrôle les cycles glaciaires-interglaciaires reste donc relativement incomplète. Deux questions principales doivent faire l'objet de nos efforts : pourquoi le climat est-il contrôlé par une période de 100 000 ans depuis la MPT, et quelles sont les raisons

du déclenchement de cette MPT. Voici une liste non exhaustive des éléments qui doivent nous permettre d’y répondre, grâce à une nouvelle carotte de glace très ancienne :

- La teneur de CO₂ dans l’atmosphère au Pléistocène : elle nous montrera s’il a une responsabilité dans l’éventuel refroidissement, et nous renseignera sur la tendance de long terme à la hausse observée après la MPT (Lüthi *et al.*, 2008).
- La mesure de la température antarctique durant la MPT : elle permettra de vérifier si le signal de précession est annulé ou pas dans les enregistrements glaciaires, ce qui validerait ou invaliderait l’hypothèse de Raymo *et al.* (2006). Nous pourrions également estimer par déduction la responsabilité des événements en hémisphère nord.
- La relation de phase entre CO₂ et température : quelle est son évolution avant et après la MPT ? De quelle manière se déclenchaient les terminaisons avant la MPT ?
- Les teneurs en poussières dans la carotte nous permettront de contraindre les mécanismes de rétroaction les concernant (ensemencement de l’océan aux différentes latitudes, Martínez-García *et al.*, 2011; Lambert *et al.*, 2008).
- La corrélation du $\delta^{18}\text{O}$ benthique et du $\delta^{18}\text{O}$ de la glace, qui est bonne jusqu’à 800 000 ans, est-elle toujours valide avant cette période (Raymo *et al.*, 2006) ?
- Les événements de Dansgaard-Oeschger⁵, qui ont lieu uniquement pendant les périodes glaciaires, existaient-ils pendant la MPT et avant ?

Pour répondre à ces questions, il faudra que nous retrouvions une archive glaciaire datant au moins d’avant la MPT (1.25 Ma). Pour que plusieurs cycles à 41 ka puissent être observés, il faudrait donc remonter au moins à 1.35 Ma. Par contre, si l’hypothèse d’une MPT abrupte (Elderfield *et al.*, 2012) est valide, alors remonter à 1.2 Ma sera déjà quasiment suffisant. De manière équivalente, même si on ne remonte que jusqu’à 1.2 Ma, on pourra déjà vérifier laquelle des deux hypothèses (transition douce ou abrupte) est valide. La communauté s’est finalement accordée sur un objectif d’âge de 1.5 Ma (Fischer *et al.*, 2013) avec la contrainte d’avoir une résolution suffisante de 10 000 a m⁻¹. On considère donc que cet objectif est très ambitieux, mais peut-être trop conservatif par rapport aux questions scientifiques posées.

Le projet IPICS Oldest Ice

Les conditions d’extraction d’une carotte glaciaire antarctique sont telles qu’elles requièrent souvent la collaboration internationale, que ce soit pour mutualiser les moyens logistiques, techniques ou scientifiques. La communauté scientifique concernée s’est donc organisée en un groupe de travail nommé *International Partnerships in Ice Core Sciences* (IPICS), dont le but est de décider des projets de forages en fonction des besoins scientifiques identifiés (Brook *et al.*, 2006). Dans ce cadre, le projet IPICS Oldest Ice, dont le but est d’extraire une glace datant de la transition du mi-Pléistocène, est identifiée comme une grande priorité (Jouzel et Masson-Delmotte, 2010). L’existence en Antarctique d’une glace datant d’1.5 millions d’années est très probable ; le défi réside plutôt dans notre capacité à :

- identifier un emplacement susceptible de la receler (Fischer *et al.*, 2013) ;

5. Événements de réchauffement très rapides, typiquement de quelques dizaines d’années, suivis de refroidissement durant quelques centaines d’années.

- dater cette glace, dont l'écoulement a pu être perturbé dans la zone basale (Alley *et al.*, 1997; Petit *et al.*, 1999).
- exploiter au mieux les signaux isotopiques et de teneur en gaz à effet de serre, qui ont subi une diffusion dans la glace, à la faveur du temps d'archivage très long et d'un amincissement extrême des couches les plus anciennes (Pol *et al.*, 2010; Bereiter *et al.*, 2014).

L'objectif de ce travail de thèse est donc d'identifier un emplacement possible pour cette glace très ancienne, qui soit préservé des perturbations basales. En pratique, et pour des raisons exposées au chapitre 1, le champ de recherche sera restreint autour de Dôme C, sur le plateau antarctique. Il s'agira de modéliser l'écoulement de la glace dans les environs de Dôme C, en contraignant cette modélisation par les observations menées depuis une vingtaine d'années par la communauté.

En raison de l'amincissement des couches et de la diffusion des gaz dans la glace, il est à craindre que l'interprétation des mesures de la carotte soit rendue équivoque. Pour garantir l'intégrité de l'information recueillie, au moins deux carottes issues de différents sites devront être extraites et comparées (Fischer *et al.*, 2013). De plus, l'analyse des carottes profondes a été menée de manière discrète jusqu'à présent ; un échantillon est mesuré à pas régulier, et est considéré comme représentatif du tronçon. Pour cette nouvelle carotte dont les couches seront très fines, une analyse en continu (*Continuous Flow Analysis*) sera nécessaire.

Le défi technique que représente la recherche d'une telle glace a déjà mobilisé la communauté scientifique des carottes de glace depuis une dizaine d'années, a permis de nombreuses campagnes d'observation et de pousser l'analyse approfondie des carottes disponibles. La section suivante présente comment sont déjà exploités les échantillons issus de forages existants, ainsi que les futurs échantillons des forages en cours. Comme un nouveau forage sera en fait nécessaire, la section d'après fait le point sur les méthodes utilisées pour la détermination des précédents sites de forages.

Où en est la recherche de glace très ancienne ?

Échantillons disponibles

Exploitation de la glace de Vostok

Parmi les forages profonds déjà effectués, celui de Vostok a pu être daté jusqu'à une profondeur de 3310 m, correspondant à un âge de 420 000 ans (Petit *et al.*, 1999). De la glace plus profonde a également été remontée, atteignant le lac sous-glaciaire (Kotlyakov *et al.*, 2013), mais elle est difficilement exploitable, la stratigraphie ayant été perturbée (plissements d'échelle métrique et submétrique). Toutefois, le type de texture observée⁶ pourrait permettre de différencier les différentes périodes climatiques passées (Lipenkov et Raynaud, 2015). On observe que les couches correspondant aux périodes glaciaires comportent des grains plus petits que celles des périodes interglaciaires (fig. 8). De plus, l'orientation de leurs axes c ⁷ est principalement

6. Distribution de la taille des grains de glace. Pour plus de détails, voir §.1.1.

7. Axe perpendiculaire au plan de déformation principale du cristal de glace.

verticale aux périodes glaciaires, alors qu'elle présente une forme de ceinture aux périodes interglaciaires (ces différences s'expliquent par des historiques de contraintes, des températures de dépôt et des teneurs en poussières différents). Ces différences de structure sont de plus en plus visibles de la surface vers le fond de la carotte de glace, notamment dans la zone basale dont l'écoulement a été perturbé. Il est donc envisagé de reconstruire sa stratigraphie, en se fondant sur les considérations de différences de fabrication observées.

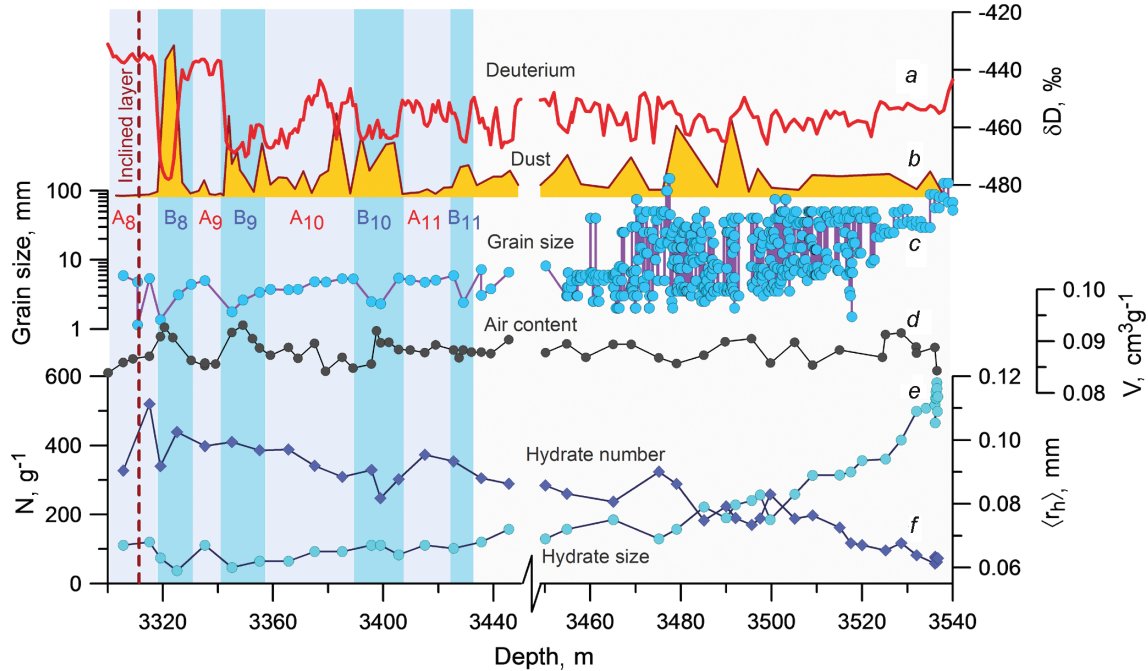


FIGURE 8 – Structure de la glace météorique basale à Vostok (Lipenkov et Raynaud, 2015).

Ces travaux en cours sont très intéressants dans le sens où ils ne demandent aucun effort logistique supplémentaire, seulement du temps d'analyse. Toutefois, même si un signal exploitable est récupéré, sa validité sera toujours entachée d'une incertitude relativement grande, en rapport avec le processus de déconvolution dont il sera issu. S'il est utilisé seul, il sera difficile d'en tirer des conclusions solides quant aux questions posées sur la MPT. Une carotte de glace dont la stratigraphie aura été préservée sera dans tous les cas beaucoup plus fiable. Par contre, ce travail pourrait constituer un excellent point de comparaison avec les données issues de la nouvelle carotte, qui elle-même sera difficile à analyser en raison de l'amincissement extrême subi par les couches de glace. La glace étant très épaisse à Vostok (3783 m), l'amincissement des couches est *a priori* moindre pour un même âge. Il convient donc ici de souligner la complémentarité de l'approche russe, en même temps que le caractère incertain de son issue.

Archivage dans la glace bleue et les glaciers couverts

Sur les marges antarctiques, certaines régions connaissent un bilan de masse de surface négatif : la sublimation et l'évacuation de la neige saisonnière par le vent excèdent l'accumulation annuelle (Bintanja, 1999). De ce fait, aucune accumulation de glace récente ne peut se constituer, et la glace de surface est en fait issue de l'écoulement continental (région de glace bleue). La glace des marges a donc parcouru une grande distance depuis son dépôt en surface de la calotte, et de la glace datant d'un million d'années peut donc affleurer.

De la glace bleue a été forée dans la région des monts Allan, sur une profondeur de seulement 120 m (Higgins *et al.*, 2015). Elle a été datée par la méthode radiométrique potassium-argon, révélant ainsi que les 12 derniers mètres de la carotte étaient âgés de 990 ± 213 ka. Il s'agit là du premier échantillon de glace daté de l'époque de la MPT, mais les informations qu'il apporte sont discrètes et peu précises. La teneur en CO_2 atmosphérique est toutefois estimée entre 221 ppm et 277 ppm, c'est-à-dire une valeur inférieure au niveau préindustriel. Malheureusement, à cause de la perturbation de l'écoulement et donc de la stratigraphie, il n'est pas possible d'établir un signal temporel, et les différentes mesures sont ainsi toutes datées du même âge (fig. 9). La très forte incertitude associée à la datation interdit de tirer des conclusions robustes quant au rôle des gaz à effet de serre pendant la MPT. Bien que ce premier échantillonnage ne puisse répondre à l'ensemble des questions posées, il a le mérite d'illustrer très concrètement les difficultés auxquelles pourrait être soumise la communauté lorsqu'une carotte profonde sera analysée, les signaux climatiques ayant peut-être subi une forte diffusion dans le matériau d'archivage.

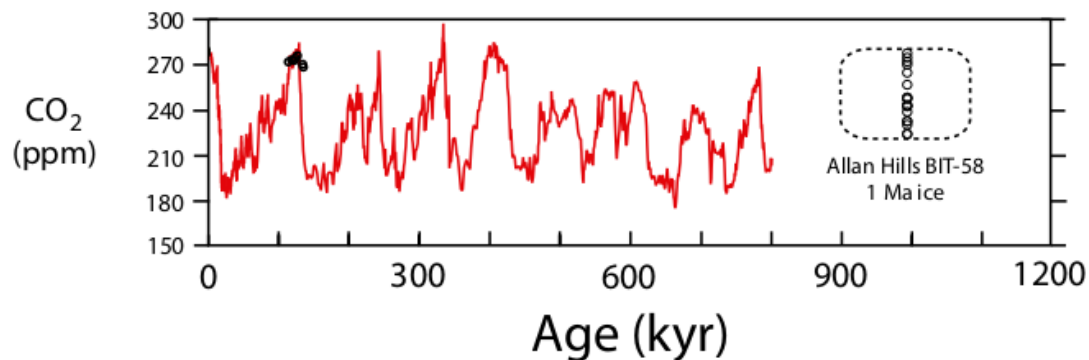


FIGURE 9 – Mesures de CO_2 dans la glace bleue. Tiré de Higgins *et al.* (2015).

Une autre campagne d'échantillonnage a été menée dans les monts Transantarctiques, dans un glacier dont la surface a été protégée par plusieurs couches sédimentaires datées de 1.1 Ma à 2.65 Ma (Bibby *et al.*, 2016). L'équipe américaine espère pouvoir exploiter la glace qui supporte ces couches pour en extraire des mesures atmosphériques. On peut également s'attendre pour ce projet à ce que la stratigraphie soit très perturbée, et donc qu'aucun signal temporel ne puisse être établi *stricto sensu*.

Échantillons à venir

Les glaciologues chinois ont entrepris depuis plusieurs années un forage profond sur le site de Kunlun dans les environs de Dôme A. Le site se situe donc au sommet topographique de la calotte antarctique, et il pourrait être favorable à l'archivage de glace très ancienne (faible accumulation, symétrie de l'écoulement, températures atmosphériques très basses). Comme aucune carotte de glace n'a été retirée jusqu'à présent sur ce site, l'âge des couches internes révélées par radar n'a pu être évalué que par continuité depuis le site de Vostok se trouvant à plus de 600 km de là. On dispose uniquement d'une datation pour le premier tiers de la colonne de glace, ce qui est insuffisant pour contraindre l'âge basal (Sun *et al.*, 2014). De plus, on ne dispose d'aucune information précise concernant la valeur du flux géothermique, mais d'une estimation faite à l'échelle continentale (voir §.2.8). Enfin le relief sous-jacent est très

accidenté (monts Gamburtsev), ce qui est susceptible de perturber l'écoulement de la glace basale. Après quatre saisons, l'équipe de forage chinoise avait remonté environ 600 m de glace. La présence de glace très ancienne à Kunlun, bien que possible, n'est donc qu'hypothétique à l'heure actuelle.

Comment ont été déterminés les sites de forage profonds précédents ?

En l'état actuel, les projets exposés ci-avant ne peuvent fournir de la glace non perturbée stratigraphiquement et qui puisse être datée avec une précision suffisante (quelques dizaines de milliers d'années maximum) pour obtenir un signal climatique précis. Une nouvelle carotte doit être extraite à un emplacement judicieux. Il est donc instructif de connaître les paramètres qui ont prévalu pour le choix des sites des précédents grands forages polaires. On n'évoquera ici que les critères scientifiques, mais les contraintes logistiques jouent parfois au moins autant dans ces immensités glacées (Clausen *et al.*, 1988).

Les forages profonds, qu'ils soient en Antarctique ou au Groenland, requièrent des moyens humains, logistiques et financiers considérables. Pour choisir l'emplacement précis d'un site de forage, on doit donc d'abord procéder à des mesures géophysiques permettant de vérifier l'intérêt du site. Les mesures radar aéroportées sont d'abord indispensables pour connaître l'épaisseur de glace locale, ainsi que l'aspect du socle rocheux. Pour plusieurs forage se trouvant sur des dômes, le sommet se trouve à l'aplomb d'un replat topographique du socle, ce qui est favorable pour se prémunir des perturbations basales dues au socle, par exemple pour les forages EDC (Tabacco *et al.*, 1998), de Dôme Fuji (Dome-F Deep Coring Group, 1998) ou de GRIP (Hodge *et al.*, 1990)). Les campagnes radar montrent également la structure de couches internes dans la glace (couches isochrones, fig. 10). Elles peuvent révéler des perturbations dans l'écoulement, la régularité des couches internes doit alors être privilégiée comme ce fut le cas à NorthGRIP (Dahl-Jensen *et al.*, 2002) ou à Dôme C (Tabacco *et al.*, 1998).

Lorsque le socle ne présente pas de replat, il faut arbitrer entre plusieurs emplacements, et cela peut se faire en fonction de l'épaisseur. Au Dôme A, la présence de forts reliefs sous-glaciaires rend l'épaisseur de glace relativement faible (souvent de l'ordre de 2000 m), sauf dans une vallée très marquée, pour laquelle l'épaisseur maximale est de 3139 m (Cui *et al.*, 2010). Pour remonter très loin dans le temps, forer dans 2000 m de glace uniquement serait insuffisant. Un site d'épaisseur intermédiaire permettrait d'éviter la fusion basale, mais le flux géothermique est mal connu au Dôme A, et le bilan thermique est donc incertain. Il valait donc mieux privilégier un site d'épaisseur importante. Le cas de Dôme A illustre donc comment l'absence d'information sur le flux géothermique oblige à faire un choix sur des critères essentiellement géométriques.

L'objectif d'un forage est notamment d'étudier une période climatique précise, et le choix du site doit donc tenir compte de l'épaisseur des couches correspondant à cette période, qui est notamment contrôlée par l'accumulation annuelle de neige. Le site de NorthGRIP a ainsi été sélectionné de façon que la couche correspondant à l'Éémien (−125 ka) – qui, au centre du Groenland, correspond à la partie basale de la colonne de glace –, soit la plus épaisse

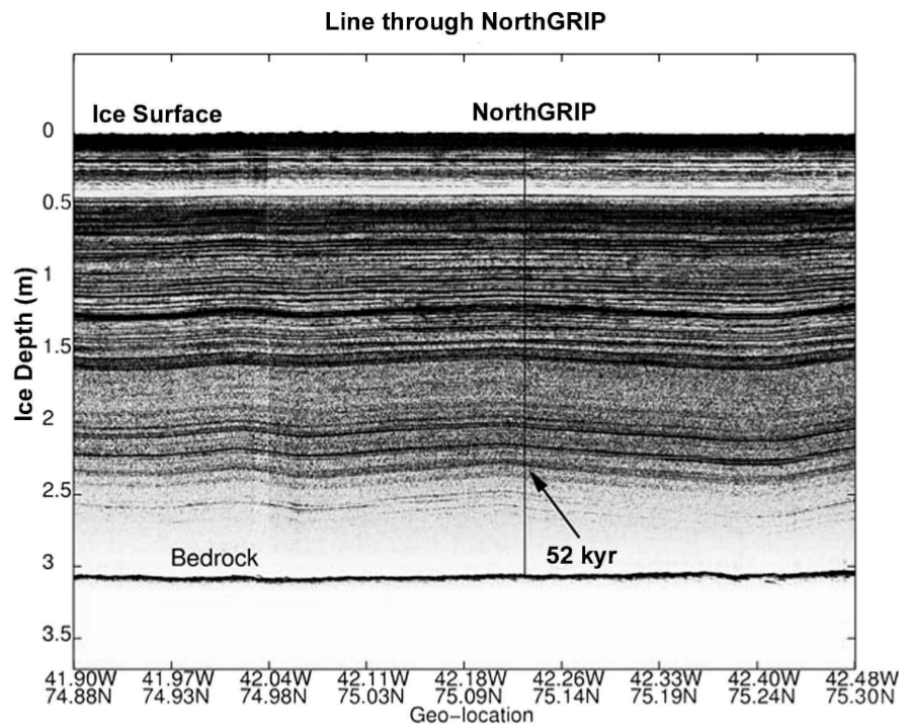


FIGURE 10 – Profil radar d'un transect passant par NorthGRIP, Groenland. Tiré de Dahl-Jensen *et al.* (2002).

possible (Dahl-Jensen *et al.*, 2002). L'accumulation locale est choisie plus faible qu'à GRIP, et les isochrones sont donc plus éloignées du socle. De plus, le site de NorthGRIP a été situé sur une ligne de crête, pour minimiser les vitesses d'écoulement et donc ses perturbations. La même démarche a été menée en Antarctique pour les sites de Siple Dome et West Antarctic Ice Sheet (Nereson *et al.*, 1996), et celui d'EPICA Draunung Maud Land (EDML, Savin *et al.*, 2000), afin que soit couverte la dernière période interglaciaire. Cette dernière étude a également procédé à une modélisation tridimensionnelle de l'âge possible près du socle dans la région d'intérêt, ainsi que de la température basale. Leur modèle transitoire était forcé par les reconstitutions paléoclimatiques issues des données de la carotte de Vostok sur les derniers 242 200 ans. Pour localiser un site de forage ailleurs que sur un dôme, les simulations thermomécaniques permettent de retracer les trajectoires des particules de glace, ainsi que leur âge et la résolution possible de la future carotte.

Recherche à mener

Quels sont les critères à retenir dans notre cas ? Outre les critères évidents que sont une faible accumulation et une épaisseur suffisante (> 2500 m), il faut s'assurer autant que possible de l'absence de fonte basale, qui détruit les couches les plus anciennes. Le régime thermique de la glace basale et les transferts de chaleur en son sein doivent donc être minutieusement analysés. Ensuite, si glace ancienne il y a, il faudra être capable de l'analyser en laboratoire, et une résolution en âge de $10\,000\text{ a m}^{-1}$ a été fixée comme borne supérieure. La mécanique basale de la glace doit donc être simulée correctement de façon à identifier un site où cette borne ne soit pas dépassée. Enfin, on essaiera de localiser un site pour lequel la glace aura subi une histoire la

moins favorable possible aux perturbations basales (divergence ou convergence de l'écoulement, cisaillement, influence du socle rocheux). Pour répondre à ces 3 critères, et comme pour les forages précédents, il est donc nécessaire de mener des campagnes d'observation radar ciblées qui doivent permettre de bien visualiser la structure des couches internes de la glace et son état au niveau du socle. Il faut donc, dans le cas de la recherche de glace la plus ancienne :

1. Déterminer une région propice, et en étudier la géophysique.
→ On présente d'abord la physique de la glace en tant que telle (chap. 1), et celle de Dôme C en particulier (chap. 2), connue grâce à de nombreuses campagnes de mesures.
2. Établir un bilan thermique de la glace.
→ La présence de glace ancienne dépend grandement de la fusion basale, donc des transferts de chaleur dans la glace. Le chapitre 3 montre comment contraindre le flux géothermique et le taux de fusion basal, à l'aide d'un modèle thermique.
3. S'assurer que les couches basales, correspondant au mi-Pleistocène, soient suffisamment épaisses.
→ Les chapitres 4 et 5 présentent des simulations thermomécaniques qui s'efforcent d'évaluer les caractéristiques de l'écoulement sur la zone d'intérêt principale.
4. Quels sont les risques d'échec ?
→ À l'aide des conclusions chiffrées des chapitres précédents et des observations radar (couches isochrones) on montrera enfin comment avoir une estimation statistique de l'âge basal (chap. 6).

Ce travail de thèse s'inscrit dans un cadre collaboratif plus global, Beyond EPICA - Oldest Ice, regroupant plusieurs laboratoires européens et un américain, tant pour les observations de terrain que pour les travaux de modélisation. En parallèle de ce travail préparatoire commun, l'équipe du projet Subglacior à l'IGE met en place un nouveau carottier très rapide. Il devrait être capable de forer l'épaisseur de glace en une saison d'été austral, car il est destructif et analyse la teneur en méthane et le fractionnement isotopique en deutérium *in situ* (Grilli *et al.*, 2014). Il sera ainsi établi si le site proposé pour un forage profond contient effectivement la glace recherchée. Enfin, si c'est bien le cas, un forage complet non destructif sera effectué, avec récupération de la carotte et analyse en laboratoire.

Caractéristiques mécaniques et thermiques de la glace

Pour identifier un emplacement susceptible de correspondre aux critères de recherche mentionnés dans l'introduction, on doit comprendre le comportement physique de la glace, tant du point de vue rhéologique (à l'échelle microscopique et macroscopique), que du point de vue thermique. Ces deux aspects étant présentés, on orientera les recherches vers un site réunissant les caractéristiques voulues en adéquation avec la physique de la glace.

1.1 Caractéristiques cristallines de la glace météorique

1.1.1 Structure cristalline

Dans les glaciers, la glace se forme par compaction progressive des flocons de neige. On appelle névé les couches de subsurface constituant un matériau poreux, intermédiaire entre la neige fraîche et la glace. Sous l'effet du poids des couches plus récentes situées au-dessus de lui, le névé se compacte jusqu'à former de la glace ; les pores sont peu à peu refermés, emprisonnant alors l'air et constituant alors une archive. La glace ainsi formée est donc issue de la compaction de multiples *grains*, orientés dans tous les sens, et directement issus des flocons de neige.

La structure cristalline de la glace constituant ces grains est de forme prismatique hexagonale (monocristal, fig. 1.1). On appelle *plan basal* le plan de base du prisme, et *axe c* l'axe de symétrie du prisme, perpendiculaire au plan basal. Les propriétés mécaniques du grain sont très différentes selon l'axe considéré (anisotropie mécanique). En particulier, il est 60 fois plus facile de déformer le cristal par cisaillement perpendiculairement à l'axe *c* que dans un plan parallèle à ce même axe (Duval *et al.*, 1983). Comme le cristal de glace présente un axe de symétrie de révolution et admet une symétrie par rapport aux plans passant par cet axe, le cristal de glace est un matériau orthotrope de révolution. Cette caractéristique sera utile pour définir un repère de travail local (voir §1.2.2).

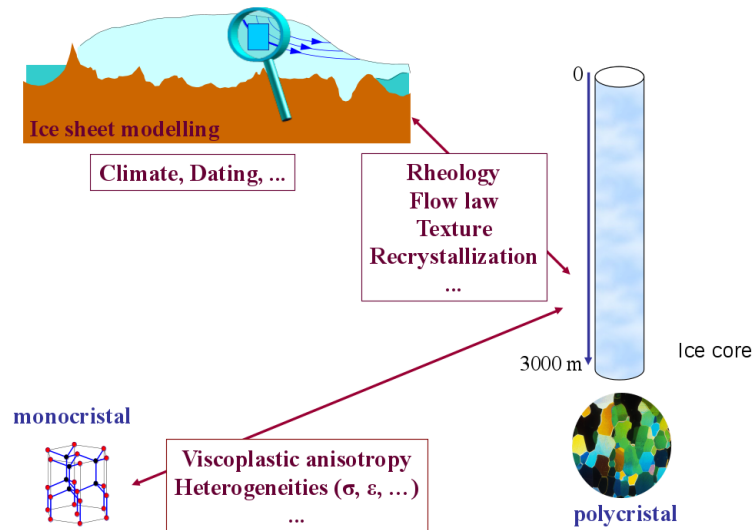


FIGURE 1.1 – Structure cristalline de la glace, et échelles d’analyse (crédit : Maurine Montagnat).

1.1.2 Évolution de la structure polycristalline

La glace polycristalline étant un agrégat de différents grains orientés *a priori* différemment, ses propriétés mécaniques macroscopiques sont le résultat de l’ensemble des interactions entre les grains. Sous l’effet des contraintes imposées lors de l’écoulement, chaque grain se déforme individuellement par des mouvements de dislocation dans ses plans basaux, ce qui explique la déformation macroscopique de la glace polycristalline (Pimienta *et al.*, 1987). On comprend donc que la forme et la distribution de taille des grains (*texture*) et la distribution de l’orientation des grains (*fabrique*, Hooke, 1981) peuvent non seulement évoluer au cours du temps sous ces contraintes, mais influencer également la déformation résultante. Ces caractéristiques dépendent donc directement de l’histoire mécanique subie par la glace, en compression, traction et/ou cisaillement.

En surface, les grains sont orientés de façon non préférentielle, et le comportement de la glace de surface est donc en général proche de l’isotropie. En s’enfonçant sous le poids des couches annuelles ultérieures, la glace subit un effet de compression verticale, qui a tendance à faire glisser les plans basaux les uns contre les autres, et donc à redresser les axes c vers l’axe de compression (Azuma et Higashi, 1985). Au contraire, dans le cas d’une contrainte en traction, les axes c ont tendance à s’éloigner de l’axe de traction. Les contraintes subies par la glace ont donc en général tendance à orienter les monocristaux de la même façon, et le matériau devient de plus en plus anisotrope macroscopiquement avec la profondeur ; il devient également moins visqueux en cisaillement (fig. 1.2).

Si l’axe c de chaque grain est orienté selon un vecteur unitaire, on peut calculer la moyenne du produit tensoriel des différents axes c de l’ensemble des grains. Une manière de rendre compte d’une fabrique donnée est donc de considérer que la direction principale de la fabrique d’une glace polycristalline est en fait orientée selon le premier vecteur propre du tenseur ainsi obtenu appelé tenseur d’orientation du second ordre. Les trois valeurs propres a_1, a_2, a_3 associées à ce tenseur seront alors utilisées pour décrire le type de fabrique de manière univoque (pour un

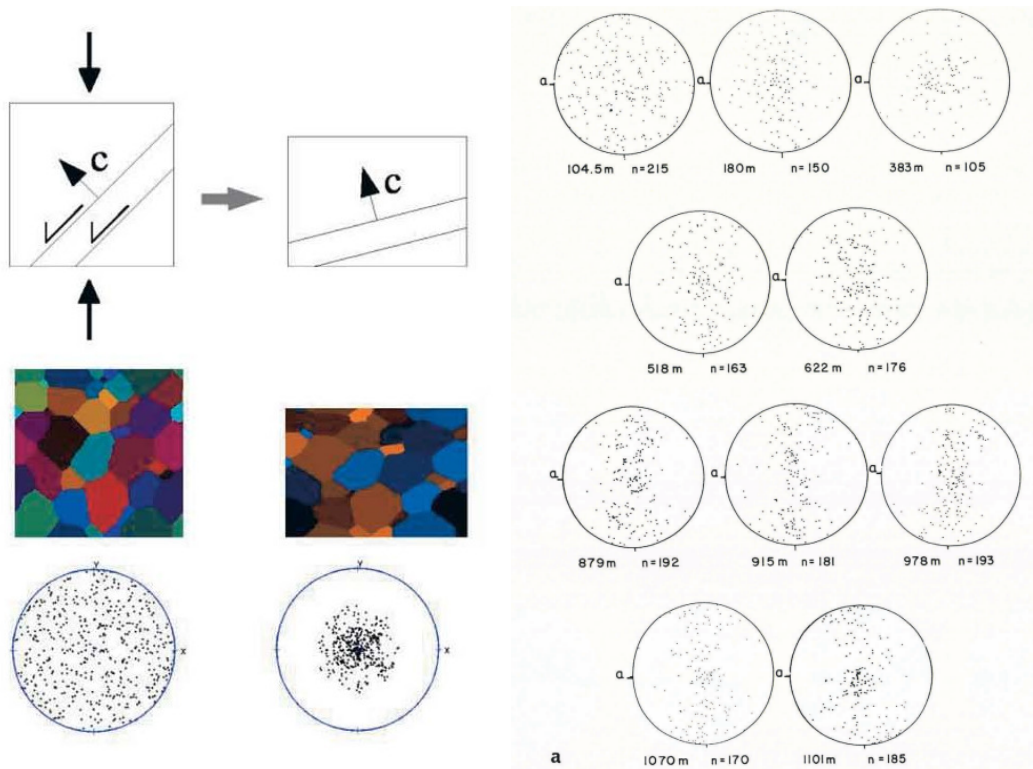


FIGURE 1.2 – Gauche : réorientation de l'axe c sous l'effet d'une compression verticale, typique d'un dôme. Tiré de Durand *et al.* (2009). Droite : fabrication de la carotte de Vostok, situé sur une ligne d'écoulement. Tiré de Lipenkov *et al.* (1989).

exemple, voir la fabrication d'EPICA Dôme C, §2.6.3).

Les grains ont une taille caractéristique de l'ordre du millimètre au centimètre. Un grain se déforme essentiellement selon son plan basal, et donc différemment du milieu ambiant polycristallin. Par continuité, la déformation d'un grain s'accompagne alors d'une rotation de l'ensemble du réseau polycristallin (Gagliardini et Meyssonier, 1999). Plusieurs mécanismes de déformation élémentaires ont ainsi été identifiés (Castelnau *et al.*, 1996; Cuffey et Paterson, 2010) :

- Grossissement normal des grains : l'énergie associée à la courbure de surface d'un grain permet aux atomes de sa frontière de se réorienter comme le grain voisin environnant (Alley *et al.*, 1986). Ce mécanisme est prédominant dans les premières centaines de mètres de la colonne de glace, et a tendance à faire migrer la frontière entre grains au bénéfice des grains les plus gros, et à faire disparaître les grains plus petits.
- Recristallisation par rotation : les grains peuvent subir des contraintes de flexion, ce qui entraîne des états de contraintes différents au sein même du grain. L'accommodation de ces contraintes peut alors se traduire par une scission, d'abord par des sous-frontières intra-grain, puis par de vraies frontières inter-grains. Les grains résultant sont ainsi réorientés par rapport au grain initial.
- Recristallisation par migration : le réseau cristallin d'un grain déformé comporte de nombreux défauts, ce qui correspond de fait à un stockage d'énergie de déformation. Au contact d'un autre grain d'énergie plus faible, les molécules migrent de la haute énergie vers la basse, ce qui fait migrer la frontière entre les grains. Ces migrations sont possibles seulement si les molécules ont assez d'énergie, soit une température ambiante

plutôt élevée ($> -10^\circ\text{C}$, Duval et Castelnau, 1995), donc en général en partie basale.

- Nucléation : lorsque le réseau cristallin est très déformé, de nouveaux grains libres de toute déformation peuvent y être initiés. Leurs axes c ne sont alors pas préférentiellement orientés vers l'axe de compression, mais sont en général décalés d'au moins quelques degrés par rapports aux anciens grains (fabrique en ceinture, Alley *et al.*, 1997). Cette nucléation peut ensuite constituer la première étape vers une recristallisation par migration.

Ces mécanismes de réorganisation moléculaire expliquent l'évolution de la structure de la glace depuis la surface vers le socle. La connaissance de cette structure est donc importante car elle permet de décrire non seulement le degré d'anisotropie mécanique, mais également les mécanismes de déformation à l'œuvre (possible recristallisation en profondeur par exemple).

1.1.3 Conséquence sur la structure de la glace basale

Il est donc attendu que la fabrique de la glace soit proche de l'isotropie en surface, puis présente un regroupement des axes c autour de la verticale avec la profondeur. Toutefois il est possible qu'en partie basale la nucléation crée des grains non préférentiellement orientés. Il est donc possible que la partie basale présente une fabrique moins orientée qu'aux 3/4 de la colonne de glace.

De plus, si le forage est effectué sur une ligne d'écoulement, les conditions locales de l'écoulement (divergence du flux ou bien convergence, intensité du cisaillement) orienteront les axes c dans le plan vertical de l'écoulement seulement, et non forcément verticalement (Alley, 1988), ce qu'illustre par exemple la fabrique de Vostok (fig. 1.2 droite, Lipenkov *et al.*, 1989). La mécanique de la glace basale est donc très dépendante de l'histoire subie par cette glace, donc de la longueur de la ligne d'écoulement, mais aussi de la forme du socle et des évolutions de la forme de la surface.

En général la fabrique de la glace profonde est donc très orientée et se déforme facilement par cisaillement. La glace de surface, plus isotrope, se déforme plus difficilement, et plus par compression. La déformation de l'ensemble de la colonne de glace se concentre de fait sur les couches les plus profondes.

1.2 Rhéologie de la glace polycristalline

La glace est un matériau dont le comportement peut être considéré comme élastique si elle est soumise à des contraintes de durée brève (inférieure à quelques minutes), mais plutôt comme viscoplastique pour des contraintes plus longues (supérieures à quelques heures). On s'intéresse donc dans ce deuxième cas à la manière dont la vitesse de la glace réagit sous une contrainte donnée (loi d'écoulement). Pour un vecteur $\mathbf{u}(u_x, u_y, u_z)$ décrivant la vitesse d'une particule de glace, le tenseur des taux de déformation $\dot{\epsilon}$ dépend des gradients de vitesse spatiaux dans chacune des directions x, y, z :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \quad (1.1)$$

Ici les termes x_i et x_j correspondent alternativement à x , y , et z . Si $i = j$ dans l'expression (1.1), le terme correspond à une déformation normale selon l'axe i ; en cas contraire le terme caractérise une déformation de cisaillement. La glace est un matériau incompressible, donc toute déformation d'un volume élémentaire de glace selon un axe provoque une déformation dans l'une ou les deux autres directions, de façon à conserver le volume. Cette propriété s'exprime naturellement par

$$\sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \Leftrightarrow \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.2)$$

ce qui signifie que la somme des termes diagonaux du tenseur des déformations est nulle. Cette équation traduit la conservation de la masse au sein du système. Les contraintes locales qui s'appliquent sur une particule élémentaire de glace sont quant à elles décrites par un tenseur $\boldsymbol{\sigma}$, de coordonnées σ_{ij} . Comme la glace est incompressible, la déformation ne dépendra pas de la contrainte totale, mais de la déviation par rapport à cette contrainte uniquement, c'est-à-dire celle qui se superpose au champ de pression ambiant et isotrope P (défini comme positif en compression). On peut alors écrire le tenseur déviatoire $\boldsymbol{\tau}$ comme

$$\begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \tau_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} + P & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} + P & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} + P \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Pour les liquides très visqueux, les effets convectifs sont négligeables devant les effets visqueux. L'équation d'écoulement de Navier-Stokes est alors simplifiée, et la conservation de la quantité de mouvement dans la glace peut alors s'exprimer par

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \nabla P + \rho \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (1.4)$$

Les équations (1.2) et (1.4) constituent ensemble les équations de Stokes, décrivant le mouvement de particules de glace. Le système d'équations ainsi décrit est incomplet, le lien entre contraintes déviatoires $\boldsymbol{\tau}$ et vecteur vitesse \mathbf{u} n'ayant pas encore été décrit, d'où la nécessité d'adopter une loi de comportement pour décrire la rhéologie de la glace.

1.2.1 Loi de comportement isotrope

Le comportement rhéologique de la glace polycristalline isotrope n'a été correctement décrit que dans les années 1950 à partir de mesures de laboratoire. En soumettant des cylindres de glace polycristalline à des contraintes de compression uniaxiale, Glen (1955) a montré que l'on pouvait rendre compte du lien entre contrainte déviatoire τ imposée et taux de déformation $\dot{\epsilon}$ de la glace par la relation

$$\dot{\epsilon} = A\tau^n \quad (1.5)$$

où n est un exposant constant et A un paramètre d'écoulement dépendant de la température et de la fabrique. Une valeur de $n = 1$ correspondrait à un fluide newtonien, mais Glen (1955) montre que les valeurs compatibles avec les expériences sont plutôt de l'ordre de 3 à 4. Ainsi écrite, cette loi d'écoulement ne dépend pas de la direction de la contrainte, or la glace subit en permanence un ensemble de contraintes orientées, en traction, compression et cisaillement. Il faut donc faire dépendre chaque composante du tenseur des déformations de la composante du tenseur des contraintes correspondante (Nye, 1957) :

$$\dot{\epsilon}_{ij} \propto \tau_{ij} \quad (1.6)$$

Comme la loi d'écoulement est indépendante du système de coordonnées choisi, le coefficient de proportionnalité doit dépendre d'un invariant du tenseur des contraintes, c'est-à-dire d'une grandeur caractérisant ce tenseur indépendamment de toute opération de rotation ou translation. Le second invariant d'un tenseur est une mesure de sa magnitude, et le caractérise tout comme une norme caractérise un vecteur. Pour les tenseurs des contraintes déviatoires et des taux de déformations, ces invariants s'expriment

$$\tau_E^2 = \frac{1}{2}(\tau_{xx}^2 + \tau_{yy}^2 + \tau_{zz}^2) + \tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{xz}^2 \quad (1.7)$$

et

$$\dot{\epsilon}_E^2 = \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_{xx}^2 + \dot{\epsilon}_{yy}^2 + \dot{\epsilon}_{zz}^2) + \dot{\epsilon}_{xy}^2 + \dot{\epsilon}_{yz}^2 + \dot{\epsilon}_{xz}^2 \quad (1.8)$$

Nye (1957) montre que la relation (1.5) peut alors s'écrire en utilisant le second invariant des contraintes :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A(T)\tau_E^{n-1}\tau_{ij} \quad (1.9)$$

L'équation (1.9) est appelée loi de Glen généralisée, et est utilisable pour une glace isotrope. Rendre compte de la non-linéarité de l'écoulement est peu aisé, car les valeurs de n qui ont pu être mesurées en laboratoire, ou observées sur le terrain varient largement. Des valeurs allant de 1 (fluide newtonien) à 4.2 sont recommandées par Cuffey et Paterson (2010), mais d'autres auteurs suggèrent que des valeurs encore supérieures seraient même possibles. On renverra au chapitre 5 pour une discussion plus complète sur la valeur de l'exposant n .

1.2.2 Loi de comportement anisotrope

On ne fera pas ici de description complète des différents modèles qui ont été proposés pour rendre compte du caractère anisotrope de l'écoulement de la glace ; toutefois le lecteur intéressé

pourra se référer à Gagliardini *et al.* (2009) pour de plus amples descriptions. Seul le modèle implémenté par Gillet-Chaulet *et al.* (2005) dans Elmer/Ice sera présenté ci-après.

Anisotropie microscopique La glace étant une agrégation de multiples grains monocristallins, on présente d'abord ici les paramètres utiles à la caractérisation de la viscosité d'un grain individuel. Pour un monocristal, l'anisotropie microscopique présente une symétrie de révolution et peut être décrite par les paramètres suivants :

- η_s est la viscosité en cisaillement parallèlement au plan basal ;
- β est le ratio entre viscosité en cisaillement parallèlement au plan basal et celle en cisaillement dans le plan basal ;
- γ est le ratio entre viscosité en tension ou compression selon l'axe c et celle dans le plan basal.

Il semble vraisemblable que γ soit proche de 1, puisque la compression n'est pas beaucoup plus facile selon l'axe c que perpendiculairement à lui. En revanche, la viscosité en cisaillement parallèlement au plan basal est environ 10 fois plus faible dans le cas d'une glace polycristalline dont les axes c seraient alignés que pour une glace isotrope de viscosité de référence $\bar{\eta}_0$. De même, il est 100 fois plus facile de déformer parallèlement au plan basal que dans le plan basal (Pimienta *et al.*, 1987). Dans la suite de ces travaux, nous prendrons donc les valeurs proposées par Gillet-Chaulet *et al.* (2005), à savoir $\bar{\eta}_0/\eta_s = 10$, $\beta = 0.04$ et $\gamma = 1$.

Lien entre comportement microscopique et macroscopique Un polycristal est un ensemble de grains monocristallins ayant les propriétés introduites ci-avant. Une des difficultés de l'établissement d'une loi d'écoulement à base physique de la glace polycristalline vient de la nécessité de décrire correctement la manière dont un ensemble de grains se déforme en fonction des caractéristiques de chaque grain. Autrement dit, il faut décrire les relations

$$\bar{\epsilon}_{ij} = \langle \dot{\epsilon}_{ij} \rangle \text{ et } \bar{\sigma}_{ij} = \langle \sigma_{ij} \rangle \quad (1.10)$$

où $\langle \rangle$ désigne l'opérateur de moyenne volumique sur les contraintes ou taux de déformation microscopiques, et $\bar{\epsilon}_{ij}$ la contrainte ou taux de déformation macroscopique de l'ensemble des grains. On appelle modèle micro-macro (μ -M) un tel modèle. Le modèle choisi, *Visco-Plastic Self-Consistent model* (VPSC) part du principe que chaque grain est entouré d'un milieu homogène dont le comportement est celui du polycristal (Castelnau *et al.*, 1996). Le modèle est paramétrable entre deux bornes, celle où tous les taux de déformations micro sont égales au taux de déformation macro (modèle de Taylor), et celle où les contraintes micro sont égales à la contrainte macro (modèle statique).

Description de la fabrique Le modèle μ -M requiert une description de la fabrique pour ensuite établir la structure macroscopique équivalente de la glace. La fabrique peut être décrite à l'aide des tenseurs d'orientation du second ordre $\mathbf{a}^{(2)}$ et du quatrième ordre $\mathbf{a}^{(4)}$ définies comme

$$\mathbf{a}^{(2)} = \langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle \text{ et } \mathbf{a}^{(4)} = \langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle \quad (1.11)$$

où \mathbf{c} est le vecteur unitaire selon l'axe c d'un grain et $\langle \rangle$ la moyenne pour l'ensemble des grains du polycristal. Par définition, $\text{tr}(\mathbf{a}^{(2)}) = 1$, et seules deux valeurs propres du tenseur $\mathbf{a}^{(2)}$ sont indépendantes. De plus, moyennant une hypothèse sur la relation tensorielle entre les tenseurs du second et du quatrième ordre (Gillet-Chaulet *et al.*, 2006), on peut réduire le nombre de paramètres et décrire la fabrique de manière condensée à l'aide de deux valeurs propres du tenseur d'orientation du second ordre uniquement, et de trois angles d'Euler (Ma *et al.*, 2010).

Loi d'écoulement anisotrope Les fabriques ainsi décrites sont orthotropes. Bien qu'il s'agisse d'une simplification du caractère anisotrope de la glace dans le cas général, les fabriques observées sont toujours assez proches de l'orthotropie. Il apparaît donc naturel de travailler dans un repère local $\{\circ\mathbf{R}\}$ dont les vecteurs de base ${}^\circ\mathbf{e}_r$ sont orthogonaux aux 3 plans de symétrie. La loi générale d'écoulement pour les milieux orthotropes proposée par Boehler (1987) devient, dans le cas de l'incompressibilité,

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} = \bar{\eta}_0 \sum_{r=1}^3 \left[\bar{\eta}_r \text{tr}(\bar{\mathbf{M}}_r \cdot \bar{\boldsymbol{\epsilon}}) \bar{\mathbf{M}}_r^D + \bar{\eta}_{r+3} (\bar{\boldsymbol{\epsilon}} \cdot \bar{\mathbf{M}}_r + \bar{\mathbf{M}}_r \cdot \bar{\boldsymbol{\epsilon}})^D \right] \quad (1.12)$$

où $\bar{\eta}_0$ est une viscosité de référence, $\bar{\mathbf{M}}_r = {}^\circ\mathbf{e}_r \otimes {}^\circ\mathbf{e}_r$ est appelé tenseur de structure dans le repère local, et l'exposant D indique la partie déviatoire des tenseurs (loi GOLF¹, Gillet-Chaulet *et al.*, 2005). Cette relation tensorielle dépend de six paramètres de viscosité $\bar{\eta}_r$ différents, correspondant aux trois déformations normales ($\dot{\epsilon}_{ii}$) et aux trois déformations en cisaillement ($\dot{\epsilon}_{ij}, i \neq j$). Ces six coefficients peuvent être calculés pour chaque fabrique ($a_{ii}^{(2)}$), selon une méthode présentée ci-après. Pour une glace isotrope, on a $\bar{\eta}_1 = \bar{\eta}_2 = \bar{\eta}_3 = 0$ et $\bar{\eta}_4 = \bar{\eta}_5 = \bar{\eta}_6 = 1$; l'équation (1.12) se réduit alors à la loi de Glen généralisée pour $n = 1$, avec $\bar{\eta}_0 = (2A)^{-1}$.

Ainsi construite, la loi GOLF caractérise une glace anisotrope newtonienne, mais il est possible d'étendre son application au cas non linéaire par l'introduction d'un invariant isotrope (Ma *et al.*, 2010). Deux solutions sont possibles, dont aucune n'est *a priori* plus physiquement fondée qu'une autre : faire dépendre la viscosité du second invariant du tenseur des contraintes, ou bien du tenseur des taux de déformations. Dans le premier cas les paramètres d'anisotropie sont identiques dans les cas linéaire et non linéaire pour une contrainte donnée ; dans le second cas, pour une déformation donnée. Dans la suite (chapitre 5), on choisira d'utiliser le second invariant des contraintes τ_E , ce qui revient à poser :

$$\bar{\eta}_0 = (2A\tau_E^{n-1})^{-1} \quad (1.13)$$

Paramétrage de la loi GOLF Pour une déformation et une fabrique donnée, la réponse en contrainte du modèle VPSC caractérise la viscosité de cette fabrique. En effectuant un grand nombre de simulations avec le modèle VPSC, il est alors possible d'inverser les valeurs des paramètres de viscosité η_r qui minimisent l'écart entre les contraintes du modèle VPSC et celles calculées par la loi GOLF. Pour plus de rapidité, les valeurs des paramètres ont été tabulées pour une large gamme de valeurs propres $a_{ii}^{(2)}$, de façon que le modèle soit utilisable directement.

1. *Generalized Orthotropic Flow Law*

1.2.3 Dépendance de la fluidité à la température

Les mesures de laboratoire ont pu montrer que la fluidité A introduite dans la loi d'écoulement dépendait très fortement de la température T (Barnes *et al.*, 1971; Weertman, 1983). Une loi d'Arrhénius faisant intervenir une énergie d'activation Q est capable de rendre compte de ces fortes variations :

$$A(T) = A_0 e^{-\frac{Q}{R}(\frac{1}{T_h} - \frac{1}{T^*})} \quad (1.14)$$

où $T_h = T + 7 \times 10^{-8} P$ et $T^* = 263 + 7 \times 10^{-8} P$ est une température de référence. Cette température a été choisie car elle correspond à un changement de comportement rhéologique abrupt de la glace, en lien avec des changements de phase à l'interface entre les grains. En conséquence, l'énergie d'activation à utiliser en dessous de la température seuil dépend uniquement des caractéristiques de l'écoulement d'un cristal de glace, et plutôt de l'interaction entre les grains au-dessus de cette valeur. On utilisera dans la suite de ce travail les valeurs usuelles d'énergie d'activation recommandées par Cuffey et Paterson (2010), à savoir 60 kJ mol^{-1} pour $T < T^*$ et 115 kJ mol^{-1} pour $T > T^*$.

Sur le plateau antarctique, la température de la glace de surface est de l'ordre de 220 K, alors que la glace basale est souvent proche du point de fusion. Ces écarts de température se traduisent par trois ordres de grandeur d'écart entre les fluidités au socle et en surface. Cette fluidification de la glace par la température a donc un effet plus important que celui dû à la fabrication (rapport de 10 entre la fluidité d'une glace isotrope et celle d'une glace à un seul maximum, voir §1.2.2). Il est donc primordial de connaître suffisamment le champ de température pour décrire correctement l'écoulement de la glace.

1.3 Transferts de chaleur dans la glace

Les transferts de chaleur sont intéressants à deux points de vue, dans le cadre de la recherche de glace ancienne : d'abord parce qu'ils influencent l'écoulement de la glace (influence sur la fluidité), et parce que le régime tempéré ou froid² de la glace basale en dépend.

Le régime thermique de la glace dépend de la température de surface, du flux géothermique à sa base, de son épaisseur, de son écoulement (advection thermique), et de la production de chaleur par déformation. Le principal flux de chaleur correspond au flux géothermique apporté depuis le socle, et est évacué vers l'atmosphère par diffusion. Au centre du plateau antarctique, la glace de surface est donc plus froide que la glace basale, et le gradient de température est globalement dirigé vers le bas. Le signal de température journalier pénètre le névé sur quelques dizaines de centimètres seulement, et le signal saisonnier une dizaine de mètres. En régime stationnaire, les profils verticaux de température de la glace du plateau antarctique sont donc uniformément décroissants de la surface vers le socle.

Pour une même température atmosphérique, si la glace est peu épaisse le gradient de température dans la glace est fort, et le flux de chaleur également. Lorsqu'elle est plus épaisse, le

2. Glace ayant ou n'ayant pas atteint le point de fusion.

gradient est faible ; ainsi de la chaleur est rendue disponible pour réchauffer la glace basale, qui peut alors atteindre le point de fusion (fig. 1.3). La glace épaisse a ainsi un effet de couverture isolante qui défavorise la conservation de la glace basale comme l'illustre la figure 1.4. Cette abaque permet la quantification des effets respectifs du flux géothermique et de l'épaisseur de glace, obtenue pour un régime stationnaire uniquement (Pattyn, 2010). Par rapport à une glace épaisse de 3000 m, et sous une température de surface de -50°C , une glace moins épaisse de 500 m pourrait rester froide même avec un flux géothermique plus fort de plusieurs dizaines de mW/m^2 . Comme le flux géothermique est assez mal connu en Antarctique, sélectionner un site d'épaisseur relativement faible (2500-3000 m) semble la seule manière d'éviter la fusion basale. Mais le régime thermique de la glace basale dépend aussi de l'historique des températures atmosphériques auxquelles elle a été forcée. Le signal climatique se propage dans la glace avant d'atteindre le socle, si bien que le point de fusion peut être atteint ou pas selon les périodes climatiques et le temps de diffusion.

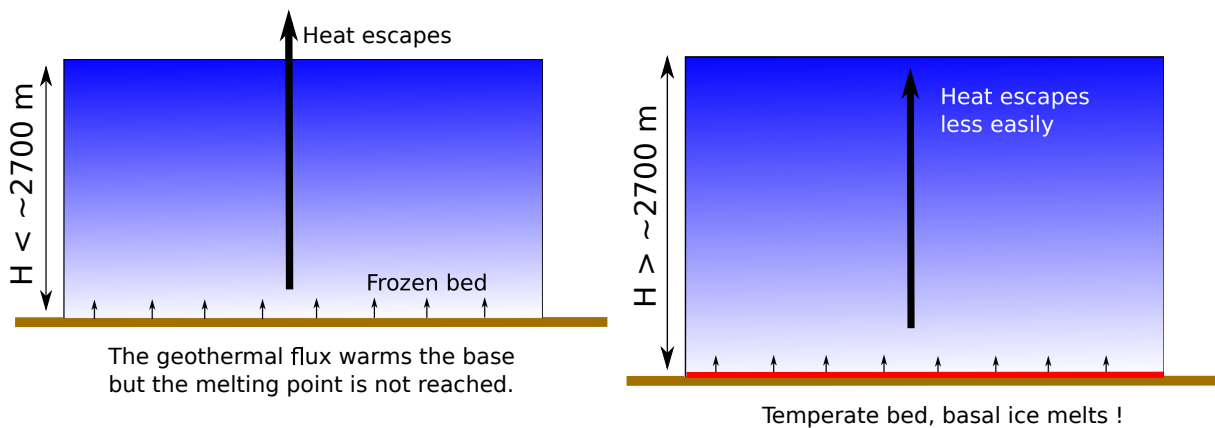


FIGURE 1.3 – Illustration de l'effet isolant de la glace. Lorsque la glace est plus épaisse, le bilan d'énergie à la base permet l'augmentation de la température basale, voire la fonte de la glace basale.

De plus, l'advection verticale joue comme un apport de froid de la surface vers le fond et vient contrebalancer l'apport de chaleur du flux géothermique. Pour des accumulations importantes comme au Groenland, ce mécanisme peut même empêcher la glace d'atteindre le point de fusion (MacGregor *et al.*, 2016) alors même que le flux géothermique y est sensiblement plus fort qu'en Antarctique. Sur le plateau antarctique, l'accumulation est moindre, mais cet effet doit être pris en compte car il suffit de peu pour basculer d'un régime froid à un régime tempéré (mécanisme à seuil). L'accumulation annuelle est donc un paramètre important qui a un effet direct sur le régime thermique de la glace basale.

Près d'une ligne de partage, les vitesses horizontales s'annulent (fig. 1.5, zones orange foncé), et la production de chaleur par déformation est donc totalement négligeable autour d'une telle ligne. En s'approchant des bords du plateau antarctique, la glace accélère de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux régions centrales, et la production de chaleur par déformation ne peut alors plus être négligée. Cette source interne de chaleur modifie la structure des profils verticaux de température, et le point de fusion peut alors être atteint bien au-dessus de l'interface avec le socle (Ritz, communication personnelle). Cette épaisseur de glace basale tempérée est très fluide, et propice à la déformation des couches.

À l'échelle continentale, il est possible de modéliser la diffusion et l'advection de la chaleur dans

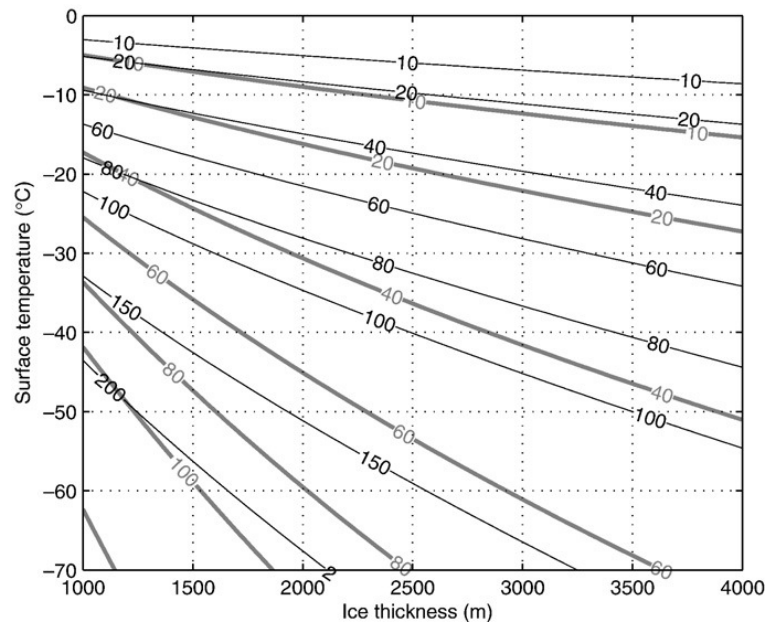


FIGURE 1.4 – Flux géothermique nécessaire pour atteindre le point de fusion (mW m^{-2}), en fonction de l'épaisseur de glace et de la température de surface. Trait fin : $a = 0,5 \text{ m a}^{-1}$; trait épais : $a = 0,05 \text{ m a}^{-1}$. Tiré de Pattyn (2010).

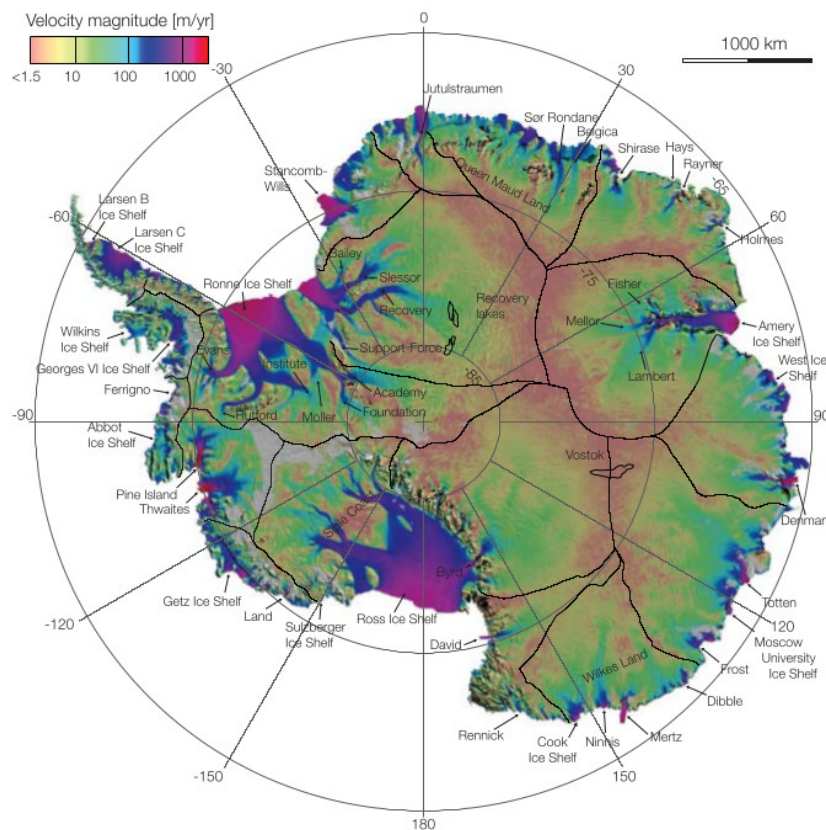


FIGURE 1.5 – Vitesses de surface, issues de mesures radar interférométriques. Tiré de Rignot *et al.* (2011).

la calotte polaire et d'identifier des régions à base froide (fig. 1.6, Van Liefferinge et Pattyn, 2013). Seules les régions au centre du continent antarctique sont *a priori* favorables, car elles bénéficient de températures atmosphériques moyennes très basses.

- La présence d'un massif montagneux dans la région de dôme A y diminue l'épaisseur de glace, ce qui explique la présence d'une immense zone centrale de glace potentiellement froide.
- Les régions de Dôme Fuji, Dôme C, Vostok et Pôle Sud présentent quant à elles plutôt une dispersion de spots, bénéficiant d'une épaisseur moindre.
- Enfin, certaines zones favorables sont éloignées de plusieurs centaines de kilomètres des dômes ou de la crête qui les joint les uns aux autres.

Plus spécifiquement à Dôme C, Fischer *et al.* (2013) montrent qu'une glace moins épaisse de 700 m que celle du dôme lui-même serait nécessaire pour conserver de la glace ancienne. Cependant, cette conclusion dépend fortement de la valeur locale du flux géothermique, très peu connu en Antarctique.

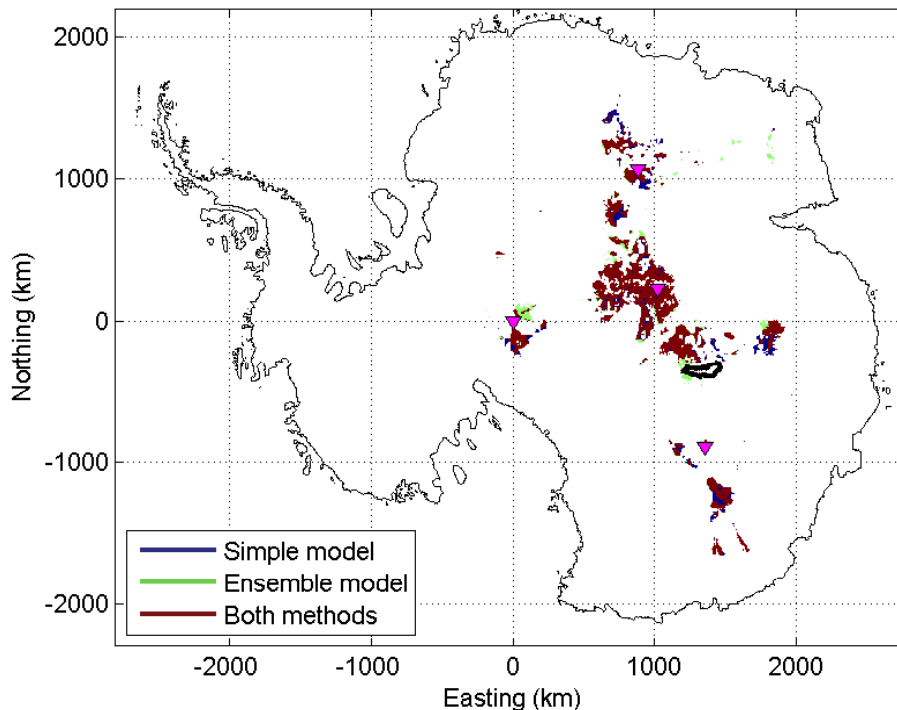


FIGURE 1.6 – Sites potentiels d'archivages de glace ancienne en Antarctique. Tiré de Van Lief-feringe et Pattyn (2013).

Pour restreindre les possibles parmi ces zones *a priori* intéressantes, et pour poser les principes généraux de la physique utile dans cette étude, il est maintenant nécessaire de présenter les mécanismes d'écoulement d'une calotte glaciaire.

1.4 Écoulement de la glace au sein d'une calotte

1.4.1 Principe de l'écoulement

Dans une calotte glaciaire, l'équation (1.4) traduit le fait que la glace s'écoule sous l'effet de son propre poids (écoulement gravitaire). En présence d'une pente de surface, les particules de glace d'une même altitude subissent un gradient de pression horizontal dirigé dans le sens inverse de la pente (Cuffey et Paterson, 2010). Celle-ci est donc le moteur du mouvement au

premier ordre, et ce même en présence d'obstacles au niveau du socle. Autour d'un dôme la glace s'écoule donc depuis le sommet topographique (point de vitesse horizontale nulle) vers sa périphérie, et ce d'autant plus rapidement que la pente est forte.

En état stationnaire, l'apport météorique de neige est équilibré par l'écoulement de la glace vers les bords de la calotte, par la fonte basale, et en surface par la fonte du névé et la sublimation. On ne considérera ici que les deux premiers effets, puisqu'il n'y a pas de fonte de surface sur le plateau antarctique, et qu'on peut intégrer la sublimation dans une accumulation nette. Sous le poids des nouvelles couches de neige ultérieures, les couches de glace s'enfoncent continûment dans les profondeurs de la calotte. Comme la glace est un matériau incompressible, la conservation de la masse impose que les couches de glace s'affinent avec le temps, et s'écoulent vers les bords de la calotte. À la limite, la glace atteignant le socle serait infiniment fine et d'âge infini. En réalité, la possible fonte basale, les perturbations mécaniques dues à la présence du socle, le possible glissement de la glace sur le socle et la non-stationnarité de la calotte font que l'âge réel – et l'âge que l'on pourrait mesurer correctement – est limité.

1.4.2 Évolution horizontale de la vitesse de la glace

Toute la neige tombée sur la calotte doit être évacuée vers les bords. En conséquence, autour d'un dôme circulaire, la quantité de matière à évacuer augmente en fonction de la surface amont, donc quadratiquement avec la distance au dôme, qui constitue une limite de bassin versant. La vitesse de la glace augmente, elle, linéairement, de façon à assurer la conservation de la masse. Le gradient d'accumulation du plateau antarctique vers les côtes impose en fait une augmentation plus forte des vitesses de bilan³. Au centre du plateau antarctique, l'apport météorique est de quelques centimètres par an et les vitesses de bilan correspondantes sont de l'ordre de quelques dizaines de centimètres par an à une distance de quelques dizaines de kilomètres des dômes.

À plusieurs centaines de kilomètres, les vitesses de surface atteignent quelques mètres par an. Si le socle est lubrifié par de l'eau liquide, ou bien s'il est constitué de sédiments meubles, l'écoulement de la glace est de plus en plus dû au glissement basal, et moins à la déformation du matériau (fig. 1.7, ② et ③, MacAyeal, 1989). C'est notamment le cas des *ice streams* (fleuves de glace), zones qui correspondent souvent à des convergences de glace contraintes par la topographie ou à des conditions thermiques plus favorables. La conservation de la masse impose alors une forte accélération, et les vitesses peuvent alors atteindre plusieurs dizaines à centaines de mètres par an.

Enfin, en Antarctique, la glace de ces *ice streams* atteint en général la côte, formant alors une plate forme de glace (*ice shelf*). Celle-ci n'est plus contrainte par le socle continental mais flotte sur l'océan. Le bilan des forces s'exerçant sur cette plate-forme est dirigée vers l'océan, et les vitesses peuvent alors atteindre jusqu'à quelques kilomètres par an (fig. 1.5, zones pourpres). Les contraintes s'exerçant dans le plan vertical sur les *ice streams* et *ice shelves* sont essentiellement des contraintes de traction horizontale.

3. Vitesse horizontale de glace intégrée sur la verticale

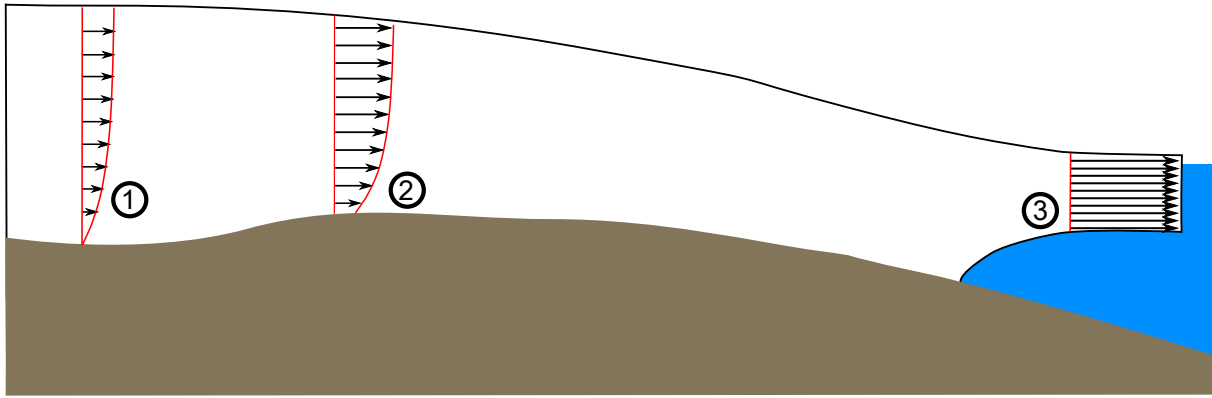


FIGURE 1.7 – Différents profils types de vitesse horizontale selon l'emplacement dans une calotte glaciaire.

1.4.3 Évolution verticale de la vitesse de la glace

Toute couche de glace est entraînée par le mouvement de la glace se situant en dessous d'elle. Ce faisant, la vitesse horizontale de la glace est en général décroissante en direction du fond (fig. 1.7), sauf configuration topographique particulière. La forme exacte de cette décroissance dépend notamment de la topographie du socle (pour accommoder un relief ascendant ou descendant), mais aussi de la non-linéarité de la loi de comportement.

À l'aplomb d'une crête, la pente de surface s'annule, et la vitesse horizontale de la glace s'annule également. Les contraintes qu'elle subit sont uniquement la compression verticale et des contraintes de traction horizontale (fig.1.8, droite), mais pas de cisaillement vertical ($\dot{\epsilon}_{xz} = 0$). En s'éloignant de la crête, la pente de surface devient non nulle, et des contraintes de cisaillement vertical apparaissent (fig.1.8, gauche). La déformation va alors se concentrer dans le bas de la colonne de glace (fig. 1.7, ①), car elle y est plus anisotrope et plus sensible au cisaillement vertical. La glace de surface, très froide, se déforme beaucoup plus difficilement. Comme les déformations de surface sont faibles, la loi de comportement impose une forte viscosité effective, ce qui forme un effet de peau rigide. L'épaisseur de cette peau est d'autant plus grande que la rhéologie de la glace est non linéaire (voir fig. 1.14, gauche).

Au sein des *ice streams* et *ice shelves*, le mouvement de la glace est surtout dû au glissement, il y a peu de contraintes de cisaillement vertical. La glace se déforme surtout par traction horizontale, et la vitesse horizontale est alors beaucoup plus uniforme verticalement.

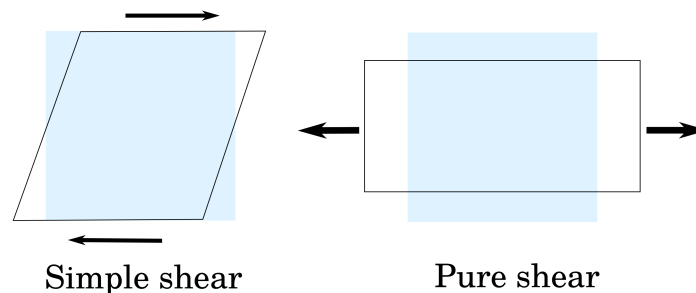


FIGURE 1.8 – Types de déformation affectant en général la base de la calotte (*simple shear*) et la surface de la calotte (*pure shear*).

1.4.4 Structure des calottes polaires selon les périodes climatiques

Quelles évolutions géométriques de la calotte la glace très ancienne a-t-elle connues ? La limite entre glace posée et glace flottante (*ice shelves*) est appelée *ligne d'échouage* (fig. 1.9). La position de cette ligne d'échouage a une grande importance sur la forme de la calotte, car le glissement en amont et en aval de cette ligne sont différents : avec frottement sur le socle continental ou bien sans frottement sur l'océan. La surface totale de glace posée, glissant avec frottement, est donc déterminée par la position de cette ligne d'échouage.

D'une part, pendant les périodes interglaciaires, moins de glace est stockée dans les glaciers et les inlandsis, et le niveau des mers est plus haut que lors des périodes glaciaires. La ligne d'échouage recule donc par rapport à la position qu'elle occupe en période glaciaire. D'autre part, les précipitations solides sont plus abondantes en période interglaciaire qu'en période glaciaire. Cette quantité de matière supplémentaire doit être évacuée, c'est-à-dire que le débit de glace doit augmenter. Les deux effets combinés, recul de la ligne d'échouage et précipitations plus abondantes, font que la pente d'équilibre de la calotte, qui est le moteur du mouvement, est plus forte en période interglaciaire (fig 1.9). L'épaisseur de glace au centre du plateau antarctique est alors plus grande, de l'ordre de 150 m (Ritz *et al.*, 2001). Ces variations temporelles d'épaisseur de la calotte doivent être prises en compte dans un bilan thermique pour estimer correctement les valeurs de fusion basale (Huybrechts, 2002).

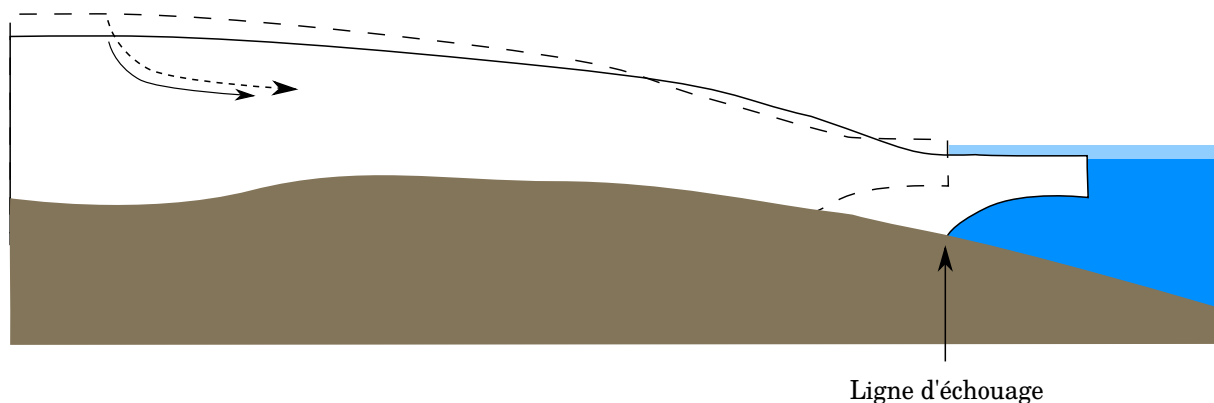


FIGURE 1.9 – Structure du plateau antarctique selon la période climatique. Trait plein : période glaciaire ; tireté : période interglaciaire.

1.5 Perturbations stratigraphiques

Un paramètre important à prendre en compte pour la détermination d'un site de forage est la facilité avec laquelle la carotte de glace pourra être datée. Pour les carottages profonds, le comptage des couches annuelles est en général difficile, voire impossible sur le plateau antarctique, où l'accumulation est faible. Un modèle d'écoulement est donc requis pour retracer le trajet des particules de glace depuis la surface (Parrenin *et al.*, 2001, 2007b). Minimiser la longueur de trajectoire rend alors cette datation plus facile, c'est-à-dire que les zones de crête, et encore plus de dômes, sont particulièrement favorables. Au dôme, la symétrie de l'écoulement rend les trajectoires unidirectionnelles et verticales, pour une calotte stationnaire. Les reliefs du socle

influent alors peu sur l'écoulement, ce qui favorise le respect de la stratification des couches de glace. Les risques de perturbation augmentent de fait avec la distance d'écoulement.

D'un point de vue thermique, loin d'une crête, la vitesse de la glace est grande, et la production de chaleur par déformation ne peut plus être négligée. Le point de fusion peut être atteint bien au-dessus du socle rendant les couches basales d'autant plus fluides.

D'un point de vue mécanique, le cisaillement vertical est susceptible de retourner les couches profondes, très anisotropes. Plusieurs forages groenlandais en sont l'illustration (NEEM, GISP2), où la glace profonde présente de nombreux exemples de stratigraphie très inclinées voire entièrement retournées (fig 1.10) (Meese *et al.*, 1997; Dahl-Jensen *et al.*, 2013). L'exploitation de cette glace est rendue très difficile par la nécessaire étape de déconvolution.

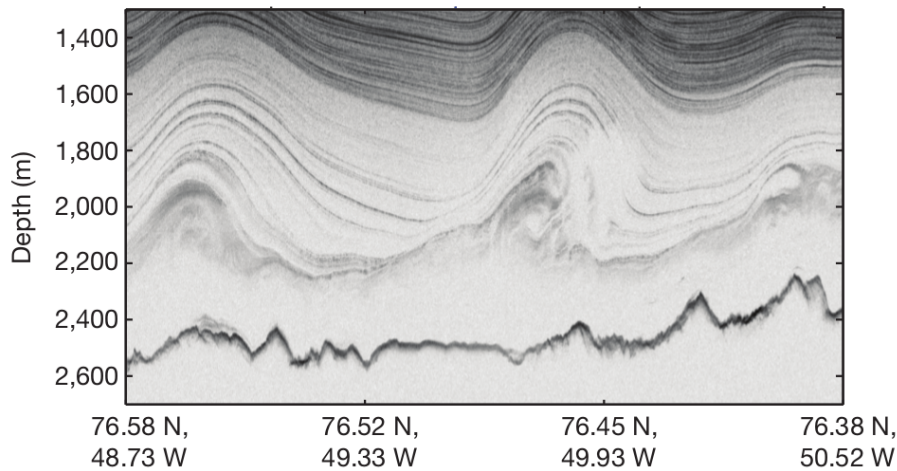


FIGURE 1.10 – Exemples de retournement de la stratigraphie. Tiré de Dahl-Jensen *et al.* (2013).

L'origine de ces retournements tiendrait à l'amplification possible de petites perturbations initiales affectant le tracé d'une isochrone (fig.1.11). En cas de fort cisaillement vertical, la glace la plus élevée sur l'isochrone a tendance à se coucher au-dessus de la glace se trouvant plus bas (Alley *et al.*, 1997; Waddington *et al.*, 2001). Au contraire, une forte contrainte longitudinale aura un effet de lissage de la perturbation initiale. La déformation en cisaillement peut s'expliquer, soit évidemment par la pente de surface loin d'un dôme, soit au dôme par la forme du socle rocheux qui crée à la base un champ de contraintes local (Castelnau *et al.*, 1998).

De plus, la glace est susceptible de former des plis en cas de convergence des flux de glace, comme illustré au glacier Petermann au Groenland (Bons *et al.*, 2016). Les fortes contraintes de compression latérales dues à la convergence font plisser les couches de glace anisotropes parallèlement à l'écoulement (fig. 1.12). Bien que ce mécanisme ait été démontré à une grande échelle, rien n'indique qu'il ne puisse agir à une échelle plus petite.

La proximité d'une crête ou d'un dôme est donc incontournable dans la recherche de glace très ancienne, mais également la relative planéité du socle rocheux, et l'absence de convergence du flux de glace. Comme la structure du champ de vitesse y varie fortement à la fois horizontalement et verticalement, un des enjeux est de décrire correctement ce champ en accord avec la rhéologie de la glace, et celle-ci dépend de la fabrique. Il est donc utile d'avoir des connaissances sur cette fabrique, et donc de placer le nouveau site de forage relativement proche d'un autre forage dont on aura pu mesurer l'orientation des grains. Les régions autour de Dôme A, de Dôme C et

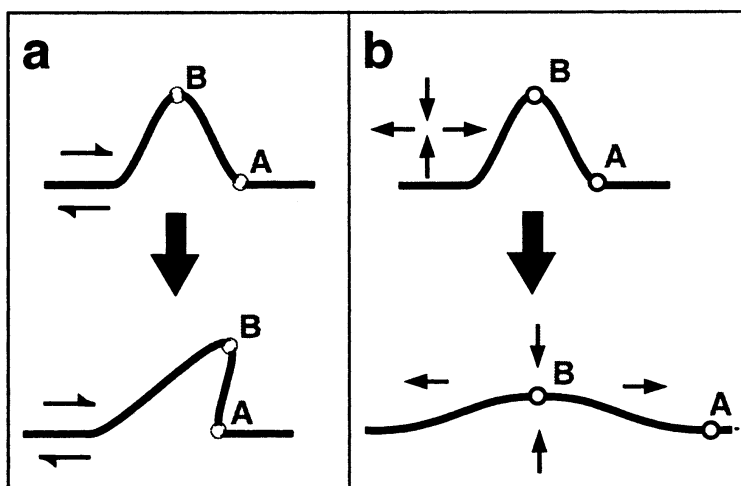


FIGURE 1.11 – Mécanisme possible de retournement d'une couche. Tiré de Waddington *et al.* (2001)

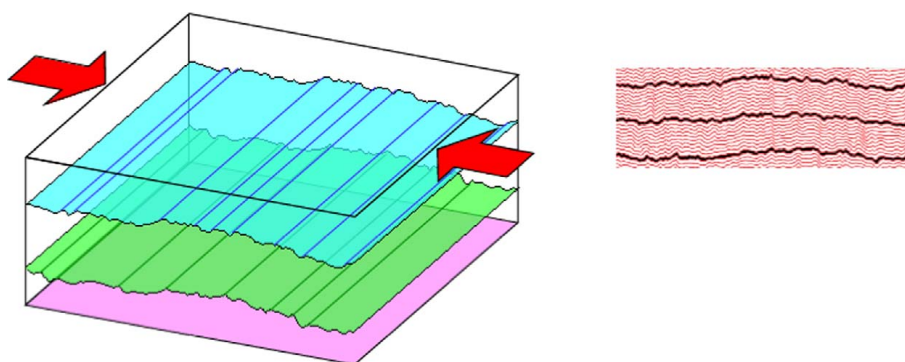


FIGURE 1.12 – Formation de plis parallèlement à l'écoulement. Tiré de Bons *et al.* (2016).

de Dôme Fuji apparaissent donc comme des candidats très prometteurs, notamment les deux derniers qui ont déjà été forés et peuvent nous apprendre beaucoup sur certains paramètres clés (champ de vitesse, température, fabrication, âge). Le paragraphe suivant traite maintenant de l'écoulement de la glace à un dôme, topographie qui entraîne des spécificités en raison de la rhéologie non linéaire de la glace. Contrairement à Dôme Fuji, la présence d'une base scientifique franco-italienne à Dôme C sera un atout évident pour le futur forage profond. La région de Dôme C apparaît donc comme la principale zone d'intérêt pour la recherche de glace ancienne du point de vue européen. On présente donc maintenant les particularités de l'écoulement de la glace à un dôme, et les modèles qui ont pu y être proposés ou utilisés.

1.6 Écoulement de la glace sur une crête ou un dôme

À l'aplomb d'une crête, la glace subit de la compression verticale mais pas de cisaillement dans le plan perpendiculaire à la crête. Quelques kilomètres en aval, la pente de surface est suffisante pour qu'un effet de cisaillement s'exerce sur la glace. En raison de la non-linéarité de l'écoulement de la glace, celle-ci est beaucoup plus visqueuse à l'aplomb de la crête que plus en aval, là où les contraintes de cisaillement sont plus fortes. La présence de glace très visqueuse sous la crête fait qu'elle s'écoule plus lentement, et donc que les couches isochrones y

sont comparativement plus élevées qu'ailleurs ; elles prennent alors la forme d'une bosse, dont la largeur atteint environ 4 fois l'épaisseur de glace. Cet effet avait été prévu par les travaux analytiques de Raymond (1983), et on a ensuite pu constater sa réalité grâce aux observations radar sur différents sites (fig. 1.13).

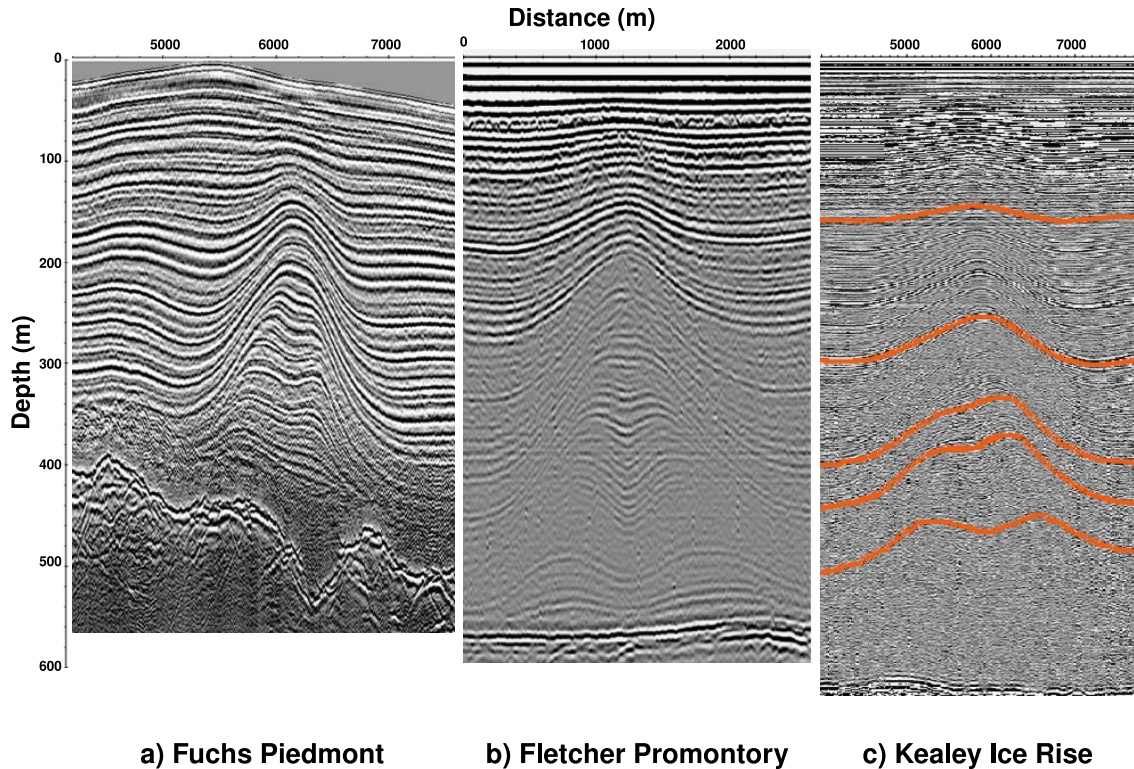


FIGURE 1.13 – Exemples de radargrammes, montrant des bosses de Raymond. Tiré de Martín *et al.* (2009a).

Du point de vue de la recherche de glace ancienne, il pourrait être très intéressant de chercher au niveau d'une bosse de Raymond, puisque les isochrones y sont décalées vers le haut, et l'âge pourrait être jusqu'à 10 fois plus élevé à l'aplomb d'une crête que sur ses flancs (Martín et Gudmundsson, 2012). Toutefois, pour les principaux dômes antarctiques, ces bosses ne sont pas visibles, ou, si elles existent, elles n'ont pas été détectées car décalées spatialement par rapport au dôme actuel.

En effet, on doit ici distinguer un effet statique d'un effet dynamique. La seule forme de la surface impose une plus grande viscosité à l'aplomb d'une ligne de partage, mais cela ne change en rien la forme des isochrones en l'état. C'est seulement dans le cas d'une stabilité de cette ligne de partage que l'advection verticale plus faible se traduira par une position des isochrones plus haute que de part et d'autre de cette ligne. Martín *et al.* (2009a) ont illustré que le temps caractéristique nécessaire pour former ces bosses était de l'ordre de H/a . Dans le cas des grands dômes antarctiques, ce temps caractéristique est de l'ordre de 200 000 ans. La forme de la surface a donc subi plusieurs périodes glaciaires et interglaciaires pendant cette période longue et il est probable que la ligne de partage ait migré significativement, empêchant la pleine formation des bosses de Raymond pour ces dômes.

1.7 Modèle d'écoulement 1D

On verra dans la suite de l'étude que la proximité d'un dôme rend très pratique l'utilisation d'un modèle unidimensionnel. On présente ici les travaux qui ont mené à la construction d'un tel modèle.

En considérant une ligne d'écoulement éloignée de la ligne de partage, et s'appuyant sur une solution linéaire de l'équation de la chaleur dans le bas d'une colonne de glace isotrope, Lliboutry (1979) propose une expression analytique pour la vitesse horizontale $u_x(\zeta)$ en régime stationnaire :

$$u_x(\zeta) = \frac{\dot{\gamma}_b H}{p+1} [1 - \zeta^{p+1}] \quad (1.15)$$

Dans cette équation, $p = n - 1 + k \partial_z T_b H$, et $k = Q/RT_b^2$, où n est l'exposant de la loi de Glen, Q est l'énergie d'activation, R la constante des gaz parfaits et T_b la température basale. La coordonnée verticale ζ est la profondeur réduite où $\zeta = 1 - z/H$, qui est donc orientée de la surface vers le fond. Le coefficient $\dot{\gamma}_b$ est un terme de déformation basale dépendant de la température. La condition d'incompressibilité entraîne ensuite l'expression de la vitesse verticale :

$$u_z(\zeta) = (\mu - u_x^s (\alpha - \beta)) \omega(\zeta) \quad (1.16)$$

où la fonction de forme $\omega(\zeta)$ est définie comme

$$\omega(\zeta) = \left[1 - \frac{p+2}{p+1} \zeta + \frac{1}{p+1} \zeta^{p+2} \right] \quad (1.17)$$

et où μ est un terme de bilan massique, u_x^s la vitesse horizontale en surface, α et β les pentes de surface et du socle, respectivement. Pour des valeurs usuelles de n , $\partial_z T_b$ et T_b , p prend des valeurs de l'ordre de 10, ce qui correspond à un profil de vitesse verticale relativement linéaire (fig.1.14). Ce type de profil a notamment été utilisé sur la ligne d'écoulement de Vostok pour l'interprétation de la carotte, tant concernant la température (Ritz, 1989) que la datation (Parrenin *et al.*, 2001, 2004).

Bien qu'ayant été construit pour des écoulements éloignés des lignes de partage, ce type de profil a aussi été utilisé au niveau des dômes, que ce soit à Dôme Fuji ou à Dôme C (Hondoh *et al.*, 2004; Parrenin *et al.*, 2007a). Au dôme, la symétrie rend l'écoulement unidirectionnel, et il est très pratique d'en rendre compte par un profil vertical de vitesse. Il faut alors permettre au paramètre p de prendre des valeurs beaucoup plus petites que celles prévues par Lliboutry (1979), par exemple 2.3 à Dôme C (Parrenin *et al.*, 2007a). Une faible valeur au dôme traduit la moins grande compressibilité verticale des couches, ce qui serait potentiellement le signe d'un effet de Raymond, même si le résultat de celui-ci n'est pas visible *stricto sensu* dans les radargrammes. Mathématiquement, p peut varier entre -1 et $+\infty$, mais concrètement le profil de vitesse est peu affecté au-delà d'une valeur de 10 à 15.

La figure 1.14 montre différentes formes de profils de vitesses horizontale et verticale. Il est

clair que plus le profil de vitesse horizontale est non linéaire (déformation concentrée dans les couches basales), plus le profil de vitesse verticale est linéaire. En effet, pour une même vitesse de bilan, plus la vitesse horizontale de surface est petite, plus la vitesse verticale de la glace en surface est grande, par conservation de la masse. On verra que cet effet sera manifeste dans le cas de glace anisotrope, bien que ce type de profil ait été dérivé pour de la glace isotrope.

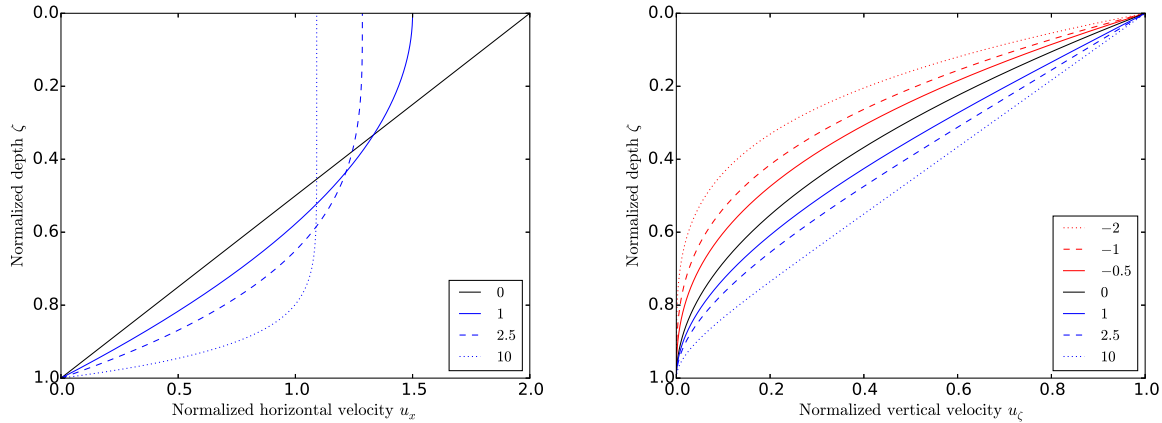


FIGURE 1.14 – Profils synthétiques de vitesses horizontale et verticale, pour différentes valeurs de p . Bleu : profil de Lliboutry (1979). Rouge : profil de Bolzan (1985). Noir : cas limite correspondant à $p = 0$. Le profil de Bolzan est bien adapté au dôme, où la vitesse horizontale présente une singularité ($u_x = 0$).

En définitive, le profil introduit par Lliboutry (1979), conçu pour de la glace isotrope, stationnaire, loin des lignes de partage, a été et sera utilisé pour de la glace parfois anisotrope, non stationnaire et près des dômes. La raison en est que ces profils permettent de donner une représentation mécaniquement réaliste des vitesses, sans devoir résoudre l'ensemble des équations de Stokes, ce qui requiert de connaître les conditions limites latérales, le socle, la surface et la température. Toutefois, on s'efforcera au chapitre 5 d'évaluer les conditions dans lesquelles ce non-respect des hypothèses reste justifié. Pour compléter cette approche, on sait qu'au niveau d'une ligne de partage les profils de vitesse verticale deviennent plus paraboliques (Raymond, 1983). Il est donc possible d'en rendre compte à l'aide d'une fonction de forme polynomiale (Bolzan, 1985). Par mesure de continuité avec le profil de Lliboutry, on définira ici le paramètre mis en exposant comme l'opposé de celui pris par Bolzan (1985) :

$$\omega(\zeta) = (1 - \zeta)^{2-p} \quad (1.18)$$

Avec une fonction de forme ainsi définie, le paramètre p prendra des valeurs négatives ou nulles. Pour $p = 0$, les profils de Lliboutry et de Bolzan sont identiques (fig. 1.14). Lors de la résolution d'un problème inverse mettant en jeu l'exploration du paramètre p , il sera possible d'utiliser les profils de Lliboutry et Bolzan selon que les valeurs de p seront positives ou négatives (chapitre 6), et ce, sans qu'aucune borne ne vienne entraver l'exploration.

1.8 Résultats de modèles d'écoulement 3D

Des simulations d'écoulement 3D considérant des régions restreintes ont été menées sur deux régions de dôme, à Dôme Fuji (Seddik *et al.*, 2011) et Dôme A (Sun *et al.*, 2014). L'objectif des ces études était d'évaluer la possibilité de retrouver de la glace ancienne dans ces régions, de comparer isochrones observées et modélisées, et d'étudier l'influence de la mécanique anisotrope de la glace sur la structure verticale de l'âge. Plusieurs éléments importants sont mis en valeur dans ces études :

- Disposer d'isochrones pour contraindre l'âge au socle n'est effectif que si elles sont suffisamment profondes ; à Dôme A seul l'âge du premier tiers de la colonne de glace est connu, et il dépend surtout de l'accumulation annuelle. Cette information est sans effet pour contraindre l'âge basal, qui dépend surtout de la fusion basale et de l'amincissement basal.
- L'influence de la fabrique est potentiellement aussi importante que celle du flux géothermique, en ce sens qu'elle modifie la vitesse d'advection verticale, qui contrôle à la fois la température basale et le profil d'âge.
- L'advection verticale d'une glace anisotrope est plus élevée que celle d'une glace isotrope, et l'âge basal calculé est relativement moins élevé dans le cas d'une glace anisotrope que d'une glace isotrope (fig. 1.15). Cet effet avait également été montré par Mangeney *et al.* (1997) sur les bosses du socle, alors que les creux peuvent accueillir de la glace anisotrope stagnante.

L'âge est effectivement influencé par l'anisotropie de la glace, car celle-ci favorise la déformation en cisaillement, qui ne permet pas à la couche de s'amincir directement (fig. 1.8, gauche). Au contraire même, la couche cisillée, dont les axes c tendent à s'orienter verticalement, en devient moins compressible pour une même contrainte verticale (Budd et Jacka, 1989).

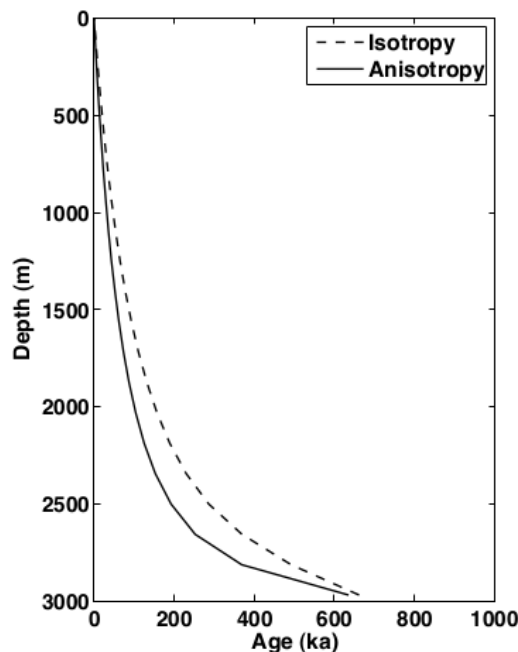


FIGURE 1.15 – Comparaison des profils d'âge isotropes et anisotropes à Dôme F. Tiré de Seddik *et al.* (2011).

Bien que la présence de glace ancienne sur les deux sites de Dôme Fuji et Dôme A ne soit pas exclue, aucune des deux études ne démontre formellement qu'elle soit probable, pour la simple raison que la valeur du flux géothermique reste mal connue. Une valeur vraisemblable, en accord avec les estimations faites à l'échelle continentale (voir §3), est simplement prescrite, mais qui n'est en lien avec aucune observation locale. Comme la fusion basale est un mécanisme à seuil, il suffit d'une faible variation de flux géothermique pour faire varier de façon importante l'âge basal. Or sur les distances considérées, il peut potentiellement varier de quelques dizaines de mW m^{-2} . Pour Dôme C, deux principales difficultés devront être levées par rapport à ces études effectuées à Dôme Fuji et Dôme A : disposer de contraintes sur la valeur du flux géothermique, et disposer d'isochrones suffisamment profondes. Le chapitre suivant présente donc l'ensemble des mesures effectuées dans la région de Dôme C, qui permettront ensuite de contraindre différents modèles, mécaniques et thermiques.

Présentation de la zone d'exploration

Le dôme C est situé sur le plateau antarctique en Antarctique de l'Est ($75^{\circ} 06' S - 123^{\circ} 20' E$), et culmine à 3233 m (Tabacco *et al.*, 1998). La température moyenne y est de l'ordre de $-50^{\circ} C$, et la température maximale n'atteint jamais $0^{\circ} C$, ce qui implique donc une absence de fonte en surface, même en été (Wendler et Kodama, 1984). Le site a fait l'objet dans les années 2000 de deux forages du consortium EPICA, dont l'un a permis de remonter 800 000 ans dans le passé. Dans le cadre de la recherche de glace très ancienne, les avantages que présente la région de Dôme C sont de plusieurs ordres :

1. Il s'agit d'un dôme, topographie propice à une datation plus facile (faible vitesse de la glace, peu de perturbations).
2. La présence de la base franco-italienne de Concordia est un atout logistique primordial lorsqu'il s'agira de procéder au forage. Il est possible d'aller et revenir à la base en une journée dans un rayon d'une petite centaine de kilomètres (J. Chappellaz, communication personnelle).
3. L'accumulation moyenne est suffisamment faible pour permettre la conservation de glace de plus d'un million d'années.
4. Dans un rayon de quelques dizaines de kilomètres, il est possible d'y trouver une épaisseur de glace raisonnablement faible pour éviter la fusion basale (Pattyn, 2010).
5. De nombreuses données d'observation sont disponibles et qui permettront de contraindre notre modèle d'écoulement : vitesse en surface, topographie de surface, relief du socle et épaisseur de glace, horizons et échos radar révélant les couches isochrones et l'état de la glace au socle.
6. Enfin, la carotte EPICA a fourni une mesure de l'âge près du socle, des mesures de la fabrication et du profil de température.

On présente ci-après les principales caractéristiques de la région de Dôme C, tant topographiques que géophysiques, qui seront utiles à la localisation d'un site de forage de glace ancienne.

Toponymie utilisée Les objets topographiques ou orographiques qui sont ici observés n'ont en général pas reçu de dénomination officielle. Nous utiliserons dans cet ouvrage les dénominations correspondant à l'usage que nous en avons eu au quotidien, en particulier :

- les reliefs du socle correspondant à des sites potentiels de forage ont été nommés par la communauté « blobs », suivis d'une lettre, indiquée à la figure 2.1, droite. Le site principal est situé sur le blob A (sud-ouest de Dôme C), le site secondaire est le blob B (est de Dôme C).
- L'extrémité sud-ouest du dôme, surplombant le blob A, présente une forme de petit dôme, que nous avons simplement appelé « Petit Dôme C ».

2.1 Accumulation

Le premier des critères pour qu'une glace très ancienne soit conservée est que l'accumulation soit très faible. On présente ci-après les mesures présentes et passées de cette accumulation.

2.1.1 Accumulation contemporaine

Situé au cœur du plateau antarctique, Dôme C est principalement une zone de dépôt et l'accumulation actuellement mesurée¹ est comprise entre 2.7 et 3.1 cm a⁻¹ (Frezzotti *et al.*, 2005; Urbini *et al.*, 2008). L'accumulation présente un gradient du sud au nord du dôme ; de l'ordre de 0.002±0.001 cm a⁻¹ km⁻¹ du sud à la base de Concordia, et de 0.008±0.001 cm a⁻¹ km⁻¹ de Concordia vers le nord. Cette variabilité spatiale de l'accumulation dépend fortement de l'origine des précipitations neigeuses (Urbini *et al.*, 2008), et de l'éloignement de la côte. Cependant, connaître l'accumulation actuelle n'est pas suffisante, car nous vivons actuellement en période interglaciaire, qui n'est pas représentative du climat moyen du dernier million d'années.

2.1.2 Accumulation passée

L'accumulation passée peut être mesurée par mesure directe de l'épaisseur des couches dans le névé, ainsi qu'à l'aide d'un modèle de densification, ou d'un modèle de datation). L'accumulation moyenne à Dôme C sur les 5000 dernières années a ainsi été estimée à 2.7±0.1 cm a⁻¹ (Frezzotti *et al.*, 2005). Pour des échelles de temps plus longue, le fractionnement en deutérium (δD) est un proxy fiable d'accumulation. Il est corrélé avec la température à laquelle se forme les précipitations, donc avec la quantité de vapeur d'eau contenu dans l'air et donc le taux de précipitation (Robin, 1977). Ainsi, les variations passées ont été estimées à ±1.0 cm a⁻¹ sur les derniers 45000 ans (Schwander *et al.*, 2001). L'accumulation chute donc littéralement pendant les périodes glaciaires, avec la capacité de l'air à emmagasiner de l'humidité. L'accumulation moyenne pour les derniers 800000 ans a été évaluée par méthode inverse sur l'ensemble de la carotte EPICA à 1.9 cm a⁻¹, alors que l'accumulation lors du dernier maximum glaciaire est estimée à 1.3 cm a⁻¹ (Parrenin *et al.*, 2007a). On utilisera dans la suite soit un forçage transitoire correspondant à l'évolution des accumulations, soit sa moyenne temporelle.

1. L'unité utilisée pour parler d'accumulation est en général le kg m⁻² a⁻¹, qu'on transformera directement en équivalent d'épaisseur de glace annuelle [cm a⁻¹], par cohérence avec l'usage ultérieur.

Le pattern d'accumulation joue également un rôle important sur la forme du dôme et son évolution temporelle. La position migrante du dôme affecte alors l'écoulement au niveau du futur forage. La topographie de surface et son histoire sont donc présentées ci-après.

2.2 Topographie de surface

2.2.1 Caractéristiques générales.

Dôme C se situe sur une ligne de crête en aval de Dôme A. Sa forme, très caractéristique, est elliptique, et le grand axe s'aligne sur la ligne de crête, d'orientation générale sud-ouest/nord-est (fig. 2.1). La zone sommitale d'altitude supérieure à 3200 m mesure 200 km de long sur 100 km de large. Il est probable que les reliefs se situant sous le dôme aient favorisé, lors de la glaciation de l'Antarctique, la constitution initiale d'une calotte polaire qui se sera connectée à la calotte principale naissante (Rémy et Tabacco, 2000; Siegert *et al.*, 2005b). Cet emplacement correspond aujourd'hui à un petit dôme local, dans la continuité du dôme principal (Petit Dôme C). La pente de surface, nulle au sommet, est au maximum de 0.1% dans un rayon de 50 km (Tabacco *et al.*, 1998).

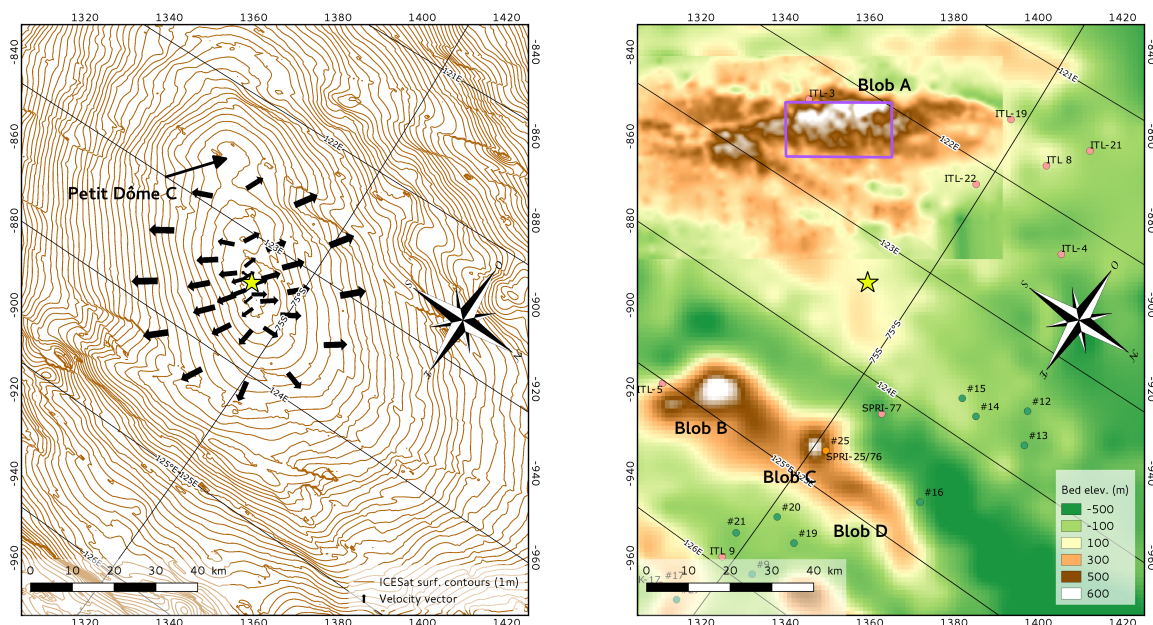


FIGURE 2.1 – Gauche : altitude de surface par rapport au géoïde (isocontours ICESat) et vecteurs vitesses de la glace de surface (Vittuari *et al.*, 2004). Droite : altitude du socle par rapport au géoïde (droite). Deux jeux de données ont servi à décrire le socle, Bedmap 2 (Fretwell et coauthors, 2013) et la campagne OIA 2016 (Young *et al.*, 2016). Cette dernière étant très raffinée autour du blob A, il y a un léger décalage dans l'altitude du socle entre les deux jeux. Les points colorés indiquent les différents lacs repertoriés avant la campagne OIA 2016. Le système de référence et la projection cartographique sont WGS 84/Antarctic Polar Stereographic - EPSG : 3031 (mètres). Le sommet topographique à 3272 m est représenté par une étoile jaune.

2.2.2 Stabilité temporelle

L'écoulement est fortement influencé par la topographie de surface, attendu que la contrainte motrice dans la glace dépend directement de la pente de surface. Forer à l'aplomb du dôme (pente nulle, problème 1D) permet de s'affranchir dans une certaine mesure de la connaissance de l'écoulement ; toutefois il est probable que le dôme se soit déplacé au cours du temps.

Périodes récentes

Des stations GPS permanentes ont été disposées par les géophysiciens italiens autour de la station Concordia depuis 1995. Elles ont permis de mesurer les vitesses horizontales de la glace de surface autour du dôme entre 1995 et 1999, puis à nouveau entre 2009 et 2014. La structure spatiale du champ de vitesse est peu modifiée entre les deux périodes, par contre le dôme dynamique (point de vitesse horizontale nulle) a été décalé d'environ 1 km en dix ans (fig. 2.2). La différence d'altitude du dôme lui-même n'est que peu sensible côté S-E, mais est de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres côté N-O.

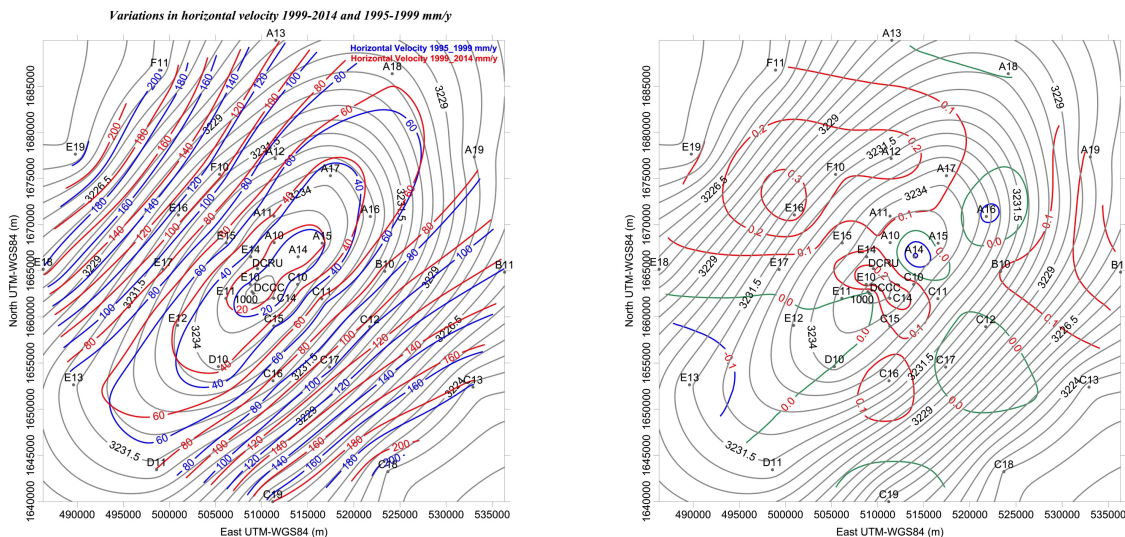


FIGURE 2.2 – Vitesse horizontale mesurée par GPS à deux périodes d'intervalle (mm a^{-1}), et variations d'altitude de la surface (m) entre 1999 et 2014 (Crédit : Massimo Frezzotti, ENEA)

Périodes climatiques

À Dôme C, l'absence de bosses de Raymond (voir §2.7) pourrait être le signe de l'absence de stabilité du dôme et de ses migrations passées. Les deux principaux mécanismes responsables de la migration des dômes sont la migration de la ligne d'échouage due à l'évolution du niveau des mers, et la modification du pattern d'accumulation de surface (Ritz *et al.*, 2001).

Comme vu précédemment, la calotte glaciaire change d'épaisseur au cours des périodes climatiques, et la position de la ligne d'échouage est modifiée. On comprend donc que le dôme peut se réorienter ou migrer selon la position de la ligne d'échouage, donc selon les pentes qui orientent les flux principaux. On ne dispose pas d'indicateur direct de la position de la ligne d'échouage dans le passé, et des résultats de modélisation sont disponibles seulement à

l'échelle continentale (Ritz *et al.*, 2001; Huybrechts, 2002; Pollard et DeConto, 2012). Il est donc difficile d'en tirer une information indiscutable sur la position du dôme dans le passé, même s'il se pourrait que le dôme se déplace vers le nord-ouest pendant les périodes glaciaires (Ritz, communication personnelle). Ce mouvement serait d'ailleurs cohérent avec l'évolution respective des sources d'humidité alimentant l'accumulation du plateau antarctique (Scarchilli *et al.*, 2011; Genthon *et al.*, 2016). En période glaciaire, et en raison de la présence de la calotte de Ross dans l'Antarctique de l'Ouest, l'humidité viendrait comparativement moins de l'Océan Pacifique que de l'Océan Indien que dans les périodes interglaciaires, ce qui déplacerait d'autant la ligne de crête rejoignant Dôme C à Dumont d'Urville. Il ne serait d'ailleurs pas impossible que le dôme, comme ancré sur la montagne du blob A, voie seulement son orientation modifiée dans un mouvement pendulaire influencé par la direction des sources d'humidité (fig. 2.3, Frezzotti, communication personnelle). Si cette intuition était avérée, le Petit Dôme C constituerait une zone stable sur les périodes climatiques.

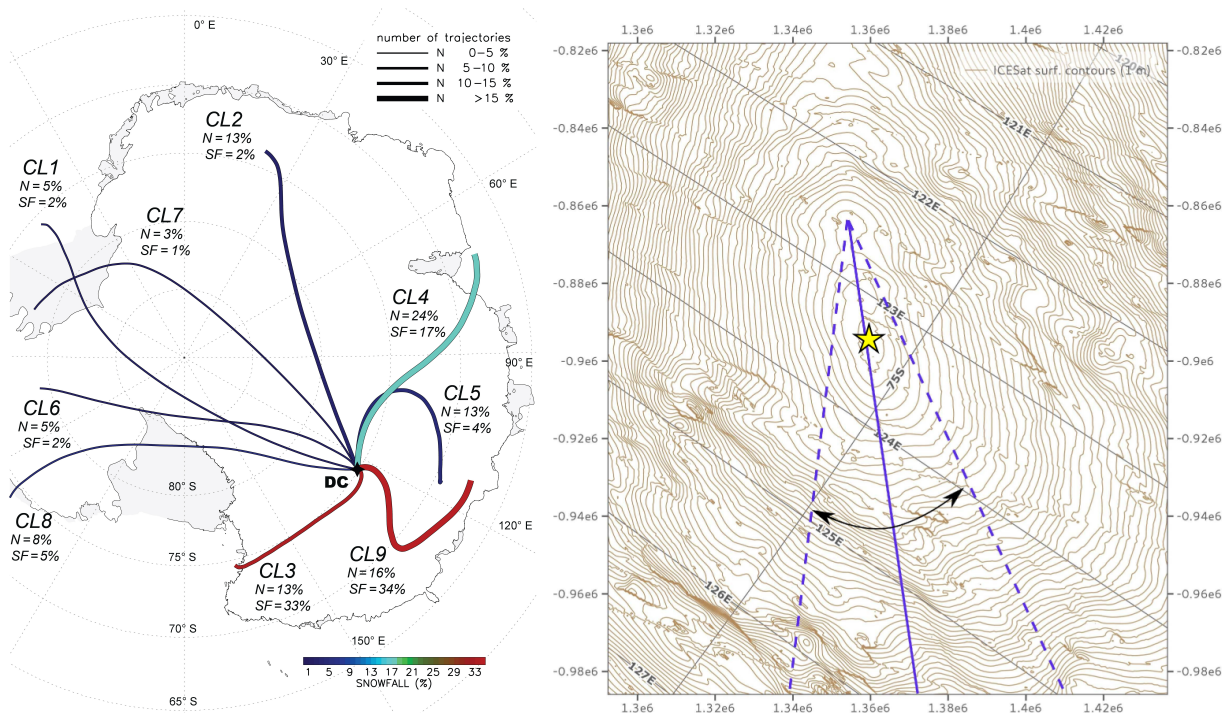


FIGURE 2.3 – Gauche : origine des précipitations neigeuses entre 2006 et 2012. L'épaisseur des traits est proportionnelle au nombre d'événements de précipitation, et la couleur indique la proportion de précipitation apportée pour chaque ensemble de rétrotrajectoires. Tiré de Genthon *et al.* (2016). Droite : mouvements possibles du dôme C, selon l'origine des sources d'humidité pendant les périodes glaciaires et interglaciaires.

Malgré ces arguments en faveur de la mobilité du dôme, des observations radar à l'échelle de la région suggèrent au contraire que le pattern d'accumulation a peu évolué au cours des derniers 100 000 ans (Siegert *et al.*, 2001). Cette conclusion est également en accord avec les résultats de l'inversion d'un modèle de datation des couches isochrones pour retrouver la paléoaccumulation (Cavitté *et al.*, 2017).

D'autres éléments seront fournis d'après l'étude de la carotte de Dôme C (§ 2.6.3). La position exacte du dôme dans le passé reste donc une question ouverte assez complexe, nécessitant notamment la connaissance approfondie de l'historique des forçages climatiques et marins.

2.3 Topographie du socle

La détermination de l'emplacement du site de forage EPICA a nécessité dans les années 1990 et 2000 des campagnes de mesures radar qui ont permis de mesurer l'altitude du socle dans la région de Dôme C (Tabacco *et al.*, 1998). La figure 2.1 présente l'altitude du socle, ce qui est presque équivalent à l'épaisseur au vu de la topographie de surface peu pentue. Le socle est marqué à l'est par une tranchée d'orientation nord-sud profonde d'environ 500 m (tranchée Concordia), surplombée de 1000 m à l'est par une crête montagneuse (blobs B, C et D). Le relief à l'aplomb du dôme est plus plat (hauteur ellipsoïdale moyenne proche de 0 m), avec des dépressions circulaires.

Au sud-ouest se trouve un relief plus marqué, atteignant jusqu'à 630 m de hauteur, et qui serait un excellent candidat pour l'archivage de glace ancienne (blob A). L'épaisseur y est sensiblement plus faible, mais beaucoup de pentes y sont relativement douces, et ce relief est à l'aplomb de la crête. C'est pourquoi une campagne de mesures dense a été menée en 2016 – *Oldest Ice blob A* (OIA) –, et a permis de décrire avec une précision accrue les reliefs de petite taille (fig 2.9). Le blob A se présente comme un relief asymétrique, avec des pentes plus douces en direction du dôme qu'en direction du sud-ouest (Aurora Basin) où le relief est très escarpé avec des décrochements de 300 m (Young *et al.*, in review.). Une série de vallées larges de 2-3 km sont orientées à la perpendiculaire du relief, et séparées par des crêtes assez larges (fig. 2.4).

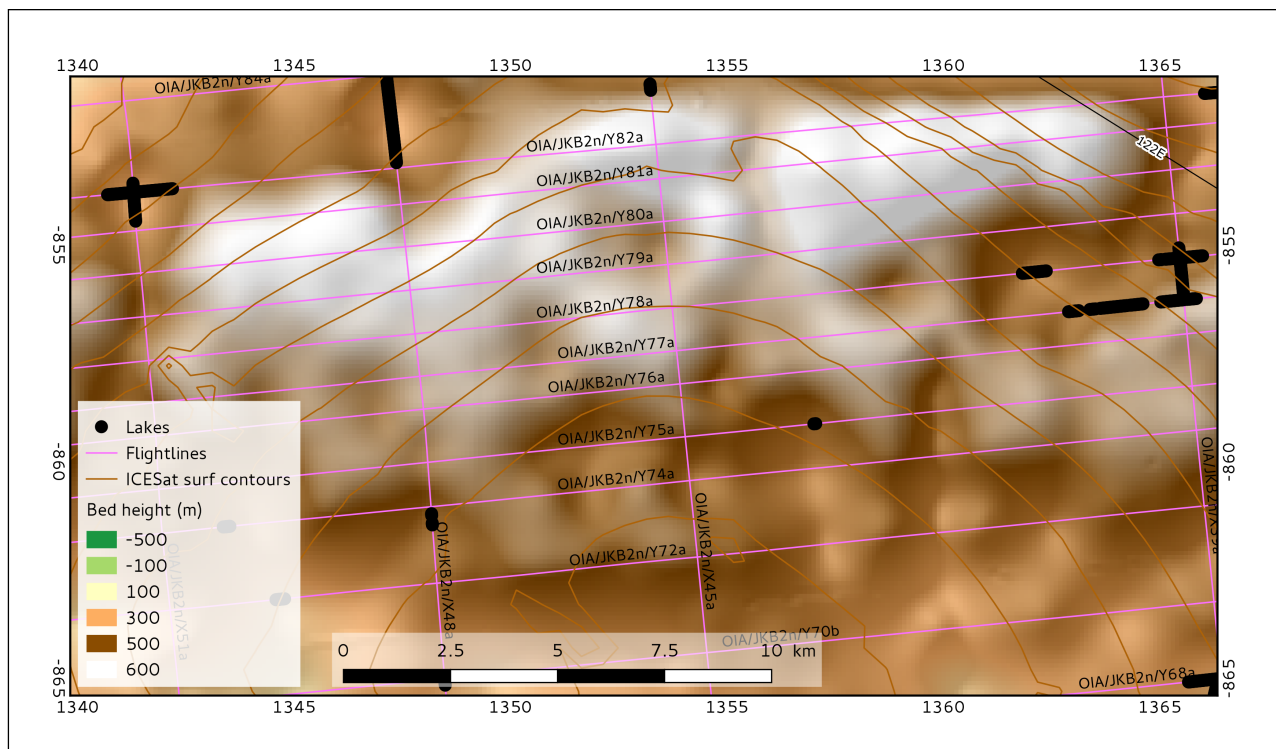


FIGURE 2.4 – Relief du blob A, et lignes de vol de la campagne OIA 2016. L'emprise correspond au cadre mauve de la figure 2.1.

La morphologie du socle modifie d'autant l'épaisseur de la glace, et celle-ci influence le régime thermique basal et donc la présence d'eau au niveau du socle. Comme l'eau circule à la base de la calotte, et qu'on souhaite éviter les régions tempérées, il faut ici étudier la présence d'eau et l'hydrologie sous-glaciaire sous Dôme C.

2.4 Hydrologie sous-glaciaire

La glace s'écoule surtout de deux façons : par déformation visqueuse et par glissement sur le socle. Au centre de la calotte, l'écoulement est dominé par la déformation visqueuse, mais l'effet du glissement est à prendre en compte, car il a tendance à abaisser les isochrones, donc à rajeunir la glace basale (Parrenin *et al.*, 2006). Par conséquent, la présence de lacs sous-glaciaire ou d'eau à la base de la calotte est *a priori* préjudiciable à la conservation de couches anciennes.

La détection des lacs sous-glaciaires se fait par mesures d'écho radar. Autour de Dôme C, ces lacs sont présents en assez grand nombre comme en attestent les différents inventaires qui en ont été faits (Siegert *et al.*, 2005a; Wright et Siegert, 2012). De plus, la présence d'eau au socle dans la région est avérée : non seulement l'analyse de la carotte a montré qu'il y a de la fusion basale à l'aplomb du forage EPICA (Parrenin *et al.*, 2007a), mais des campagnes radar ont révélé la présence d'eau en de très nombreux points, assez dispersés autour du dôme (Zirizzotti *et al.*, 2012). Cette dispersion incite Zirizzotti *et al.* (2012) à plaider pour une zone globalement humide au socle, en accord avec Siegert *et al.* (2005b), qui modélisent l'épaisseur du film d'eau au socle grâce aux observations radar le long de sa trace.

Certaines zones du socle semblent toutefois exemptes d'eau de fusion, notamment pour des altitudes élevées (Zirizzotti *et al.*, 2012; Pollard et DeConto, 2012). Ce point est compatible avec le fait que les épaisseurs plus faibles de glace soient favorables pour éviter la fusion basale. À l'inverse, la tranchée de Concordia est très humide et constitue un drain pour l'eau de fusion (réseau hydrologique connexe, Rémy *et al.*, 2003). Sur le blob A, beaucoup de lacs perchés ont malheureusement été détectés (exemples visibles en fig. 2.4 et fig. 2.10). Toutefois, aucun n'est placé à une hauteur ellipsoïdale dépassant 480 m, ce qui laisse supposer une absence totale d'eau de fusion au-dessus de cette ligne, qui constitue une limite inférieure à ne pas dépasser dans notre recherche.

On peut se demander maintenant quelle pourrait être plus précisément la circulation d'eau sous Dôme C. Localement, la surface de Dôme C étant presque plate, les variations de potentiel hydraulique sont assimilables aux variations d'altitude du socle (Zirizzotti *et al.*, 2012). Ce dernier point est développé plus explicitement ci-après.

Gradient de potentiel hydraulique sous Dôme C Sous la glace, l'écoulement de l'eau de fusion n'est pas libre mais contraint par la présence de la glace qu'elle supporte. La direction de l'écoulement suit le gradient du potentiel hydraulique ϕ :

$$\phi = p_w + \rho_w g b \quad (2.1)$$

où p_w est la pression dans l'eau, ρ_w sa masse volumique et b l'altitude du socle. Dôme C se trouvant au centre de la calotte antarctique, en amont du réseau hydrologique, l'origine de l'eau basale est locale et celle-ci circule à faible vitesse dans des cavités basales de faible efficacité. On peut donc estimer que la pression dans l'eau est uniquement due à la pression de la glace située au-dessus :

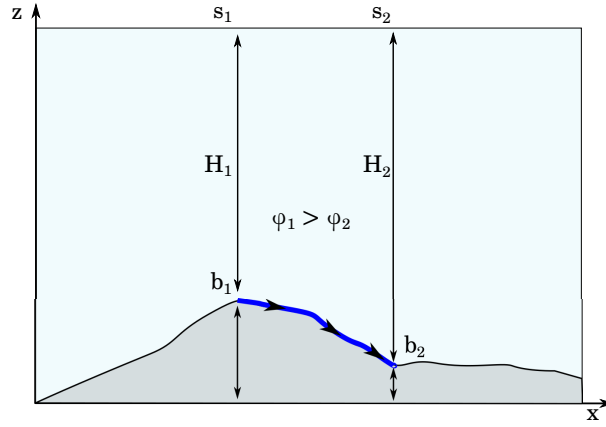


FIGURE 2.5 – Dans le cas d'une pente de surface très faible ou nulle, le potentiel hydraulique est plus fort pour un socle élevé, et l'eau coule ici de gauche à droite.

$$p_w = \rho_i g H \quad (2.2)$$

où ρ_i est la masse volumique de la glace et H son épaisseur. La variation de potentiel hydraulique entre deux points s'exprime (voir fig. 2.5) :

$$\partial_x \phi = g(\rho_i \partial_x H + \rho_w \partial_x b) \quad (2.3)$$

$$\partial_x \phi = g(\partial_x b(\rho_w - \rho_i) + \rho_i \partial_x s) \quad (2.4)$$

où s est l'altitude de la surface. Pour que l'eau puisse remonter la pente du socle, la différence de potentiel doit être positive, c'est-à-dire qu'il faut que

$$-\partial_x s < \frac{\rho_w - \rho_i}{\rho_i} \partial_x b \quad (2.5)$$

Cette dernière équation indique que pour que l'eau basale puisse remonter la pente du socle, il suffit que la pente de surface soit environ 10 fois plus faible que celle du socle, mais en direction opposée. Dans la région de Dôme C, la pente de surface maximale est de l'ordre de 0.1 %, donc l'eau ne pourra pas remonter des pentes de socle de plus de 1 %. Les données de socle indiquent que des pentes plus faibles que 1 % sont peu fréquentes dans la région, et ce malgré le fort lissage dû à la résolution de ces données. On peut donc considérer que l'eau s'écoule selon la pente du socle, et qu'en général elle ne peut pas remonter les pentes. La circulation d'eau à grande échelle dans la région de Dôme C suit donc essentiellement la topographie basale.

2.5 Écoulement de la glace au dôme

L'écoulement de glace est principalement dû à la déformation interne de la glace, sous l'effet de la contrainte motrice (pente de surface). La glace peut être mise en mouvement par le glissement basal, rendu possible par la présence d'eau au niveau du socle, mais cet effet est secondaire dans les régions centrales des calottes polaires.

2.5.1 Vitesses de surface

La forme elliptique du dôme C impose des pentes plus fortes sur ses flancs nord-ouest et sud-est qu'au nord-est et a fortiori le long de la crête en direction de Vostok. Les vitesses de la glace, mesurées par la déformation d'un réseau de balises GPS sur les flancs du dôme, présentent une symétrie par rapport aux axes du dôme (Vittuari *et al.*, 2004); des dissymétries apparaissent en s'en éloignant. Au dôme, la glace s'écoule donc au premier ordre à cause de la pente de surface (contrainte motrice), puis au deuxième ordre en raison du glissement au socle (fig. 2.1, gauche).

Les vitesses le long de la crête sont environ trois fois plus faibles que dans le sens perpendiculaire (le long de la pente maximale). Ainsi la vitesse à 25 km du sommet en direction du sud-ouest (vers le col), est de 76 mm a^{-1} , alors qu'elle est de 211 mm a^{-1} en direction du nord-ouest. Ces observations rejoignent les conclusions de Rémy et Tabacco (2000), qui montrent qu'à Dôme C le taux de déformation horizontal est environ trois fois plus petit dans le sens de la ligne de crête que dans le sens perpendiculaire. Il serait donc judicieux que le site de forage ne soit pas trop éloigné de la ligne de crête, afin que la glace ait essentiellement subi une déformation verticale. Ce choix favorisera la datation de la carotte par modélisation (Parrenin *et al.*, 2001, 2007b) ainsi que la conservation des signaux climatiques.

2.5.2 Glissement basal

Le glissement basal doit être pris en compte dans la recherche de glace ancienne. D'abord en ce sens que, si glissement il y a, il est dû à la présence d'eau à l'interface glace-socle, donc potentiellement à une zone de fonte basale. Ensuite, parce qu'en modifiant la forme du profil de vitesse horizontale, le glissement rend le profil de vitesse plus linéaire, ce qui modifie l'aminçissement basal, et diminue l'âge basal (voir § 1.7 et Pettit *et al.*, 2003)). Les zones de lacs détectées par radar correspondent de fait à un glissement local, mais ce n'est pas forcément réciproque.

Méthodes de détermination du glissement basal. Le glissement basal n'est pas observable directement, à moins de lui imputer l'ensemble du mouvement de la glace, comme cela peut être le cas pour les *ice streams*. La conservation du bilan massique impose à la topographie de surface une dépression et un renflement locaux en amont et en aval d'une zone de glissement, associés au changement de régime de frottement (Rémy *et al.*, 1999). La longueur caractéristique d'un tel phénomène est de l'ordre de 10 km. Il est alors possible de repérer les zones de glissement (Rémy *et al.*, 2003), mais à une échelle régionale seulement. Plus localement, si l'on dispose d'observations de la vitesse de surface de la glace, il est possible de la comparer avec la contrainte motrice due à la pente de surface; l'écart entre ces deux grandeurs correspond de fait à l'effet du glissement (Legresy *et al.*, 2000). Malheureusement cette méthode semble surtout efficace sur des zones de lacs, déjà connus. Cependant le même principe a pu être utilisé à l'échelle continentale, par des méthodes inverses comparant topographie de surface observée et modélisée (Pollard et DeConto, 2012; Bonan *et al.*, 2014).

Valeur du glissement. Le glissement est un paramètre qui dépend entièrement de l'échelle d'analyse à laquelle il est déterminé, certains auteurs plaidant plutôt pour une absence de glissement (Siegert *et al.*, 2005b; Pollard et DeConto, 2012), alors qu'on a pourtant montré que la région de Dôme C était globalement plutôt humide au socle. Comme on travaille à petite échelle, seules les estimations locales doivent être considérées ici. Urbini *et al.* (2015) estiment à 10% la part de mouvement horizontal dû au glissement dans la région. On considérera donc dans la suite soit qu'il n'y a pas de glissement – car on s'intéressera surtout aux zones où l'on aura montré une absence de fonte probable – soit que ce glissement correspond à 10% de la vitesse de surface.

Lubrification. Bien que le glissement puisse être signe de fonte basale, il est possible qu'il permette de diminuer les risques de perturbation basale, en jouant un rôle de lubrification (Brook *et al.*, 2006). Cet argument peut être entendu, mais on aura déjà suffisamment d'incertitude sur les valeurs de fonte basale pour ne pas s'autoriser à risquer une valeur de fonte un tout petit peu trop grande. Les radargrammes et les taux de déformation seront donc nos indices pour éviter les perturbations.

2.6 La carotte EPICA Dôme C

2.6.1 Profil de température

Le profil de température mesuré dans le trou de forage de la carotte EPICA montre les effets de différents forçages climatiques (fig 2.6, gauche). La surface étant soumise à un climat froid, et le socle étant réchauffé par le flux géothermique, le profil est globalement croissant de la surface vers le socle, avec une différence de 52K entre les deux. On introduit ici la longueur de diffusion thermique Λ caractérisant la profondeur de pénétration d'un signal périodique de pulsation Ω dans un matériau :

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2K}{\rho c \Omega}} \quad (2.6)$$

Pour $\Omega = 1$ a, $\Lambda = 4$ m, pour $\Omega = 100$ a, $\Lambda = 40$ m, pour $\Omega = 20\,000$ a, $\Lambda = 568$ m et pour $\Omega = 100\,000$ a, $\Lambda = 1\,272$ m. Ces valeurs sont indicatives et permettent d'estimer l'ordre de grandeur des profondeurs de pénétration d'une perturbation imposée en surface. Le forçage annuel n'est pas visible en tant que tel sur notre profil, ou en tout cas il ne se distingue pas de la tendance de plus long terme caractérisant le haut du forage. En effet le haut du profil présente une température décroissante avec la profondeur, la surface étant plus chaude de 0.8K qu'à 50 m de profondeur. Ce réchauffement a donc eu lieu pendant une période récente d'environ un siècle, ce qui est compatible avec la tendance de 0.1 K par décennie reconstruite en Antarctique sur les derniers 70 ans (Steig *et al.*, 2009).

La courbure du profil de température présente un maximum local entre 1300 et 2200 m au-dessus du socle. (fig 2.6, droite). Il s'agit de la conséquence de la dernière déglaciation, entre -19 ka et -11 ka, qui a augmenté très rapidement la température de surface, et pour laquelle le

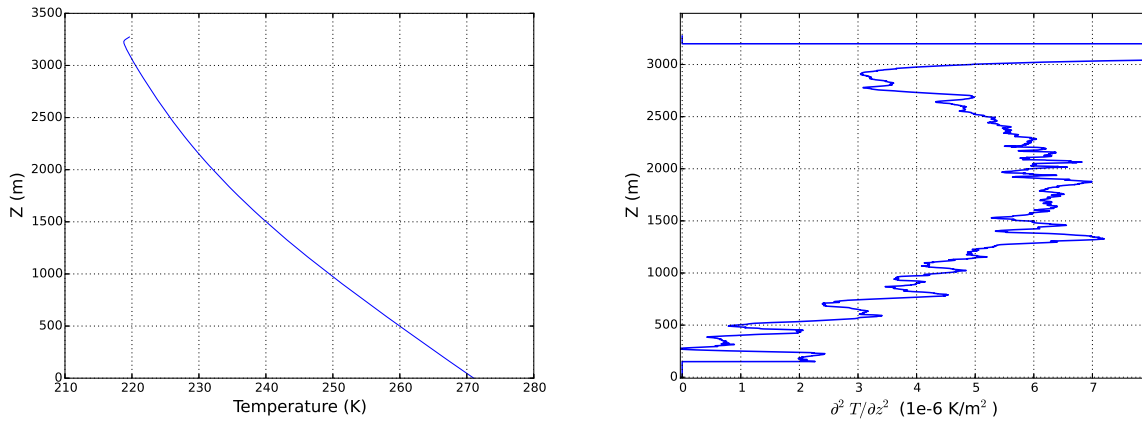


FIGURE 2.6 – Profil de température mesuré dans le trou de forage de la carotte EPICA Dôme C (gauche), et courbure verticale correspondante (droite). La mesure est effectuée au millièbre de kelvin.

profil est encore en train de s'adapter en profondeur. La courbure du profil est au contraire au moins 3 à 5 fois plus faible dans les 500 m les plus proches du socle. Cette forme plus linéaire correspond à celle que peut prendre le profil pendant les périodes glaciaires. Les mesures de températures ont été menées jusqu'à environ 50 m du socle, et le profil a ensuite été extrapolé jusqu'au socle en conservant le même gradient de température (Dahl-Jensen *et al.*, 2003). La température basale est estimée à 271.04 K, c'est-à-dire que le point de fusion est atteint, ce qui est en accord avec les reconstructions de la fusion basale pour EDC (Parrenin *et al.*, 2007a).

Ce profil de température sera très utile dans la suite. D'abord pour vérifier la pertinence du modèle 1D présenté au chapitre 3. Ensuite pour attribuer un champ de température réaliste à l'ensemble de la région de Dôme C de façon à ne pas avoir à résoudre les équations couplées entre thermique et mécanique (chapitre 5).

2.6.2 Relation âge-profondeur

Plusieurs échelle de datation ont été successivement proposées pour le Dôme C, d'abord pour une première carotte de 788 m (EDC1, Schwander *et al.*, 2001), puis pour la carotte complète allant jusqu'au socle (EDC2 et EDC3 : EPICA community members, 2004; Parrenin *et al.*, 2007b). Cette dernière échelle a été construite en contraignant un modèle d'écoulement par différents marqueurs d'âge (horizons volcaniques, isotopiques, proxies de l'insolation). Pour plus de robustesse, plusieurs carottes glaciaires profondes ont ensuite été resynchronisées sur une même échelle de datation pour minimiser les écarts entre toutes les différentes archives, eu égard à leurs intervalles de confiance respectifs (échelle d'âge AICC2012, Bazin *et al.*, 2013). À Dôme C, la datation est possible jusqu'à une profondeur de 3192 m, les derniers 60 m n'étant pas exploitables car l'écoulement de la glace a été perturbé. On utilisera par la suite cette épaisseur de 60 m comme marge minimale par rapport au socle, on appellera glace basale la glace à cette hauteur au-dessus du socle. L'âge de cette glace que l'on est capable de dater atteint 808 000 ans pour une fusion basale moyenne de $0.56 \pm 0.19 \text{ mm}^{-1}$ (Parrenin *et al.*, 2007a). On confronte maintenant les relations âge-profondeur de 3 sites de forage antarctiques (EDC, Dôme Fuji,

Vostok) sur une échelle normalisée pour s'affranchir de l'effet d'épaisseur (fig. 2.7). La forme générale des courbes est très proche, ce qui est simplement caractéristique de la rhéologie de la glace. La pente de la courbe en surface est contrôlée par la valeur locale de l'accumulation, qui est un peu plus faible pour Vostok. Plusieurs ruptures de pente affectent les courbes, elles correspondent aux périodes interglaciaires pendant lesquelles l'accumulation était plus grande, donc l'épaisseur des couches de surface à cette période.

La courbe de Vostok s'arrête très haut, car la partie basale est composée de glace perturbée et de glace de regel. La courbe de Dôme Fuji se prolonge bien jusqu'au socle, mais présente une étonnante inversion de courbure (l'âge est mieux résolu avec la profondeur). Cette caractéristique locale reste mal expliquée à ce jour, mais des effets de contraintes et déformation tridimensionnels dus à la forme du socle (convergence de flux) sont peut-être en jeu. Au contraire, la courbe d'EDC est presque linéaire sur la partie la plus profonde. L'amincissement basal est très dépendant de la fabrique et des contraintes basales mais en premier lieu de la valeur de la fusion basale. Pour un futur forage en zone de glace froide, l'absence de fusion entraînerait un amincissement théoriquement infini, et seule la fabrique et les contraintes contrôleront la forme de la relation âge-profondeur.

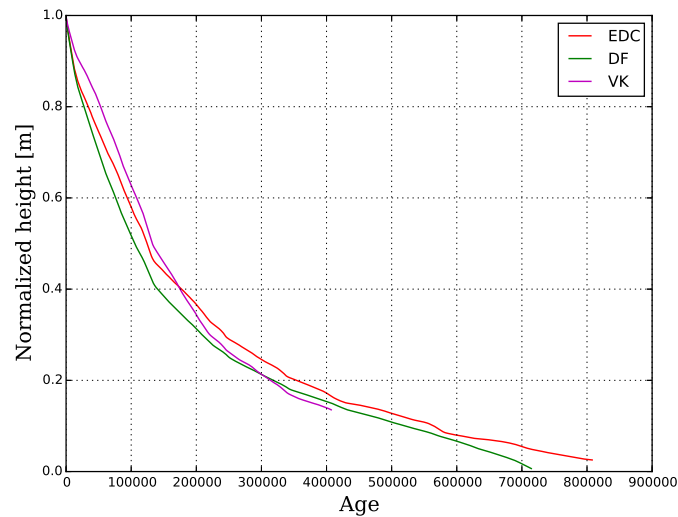


FIGURE 2.7 – Relation âge-profondeur pour trois sites de forage antarctiques : Dôme C, Dôme Fuji et Vostok.

2.6.3 Profil de fabrique

Le profil de fabrique de la carotte EPICA Dôme C (fig 2.8) montre depuis la surface une dispersion quasi aléatoire des axes c , qui évolue vers une structure à un seul maximum (Wang *et al.*, 2003). Cette évolution est la conséquence d'une compression uniaxiale, ce qui est attendu à un dôme. On distingue un écart entre les deux plus petites valeurs propres du tenseur d'orientation du second ordre, qui est cohérente avec l'influence de l'orientation sur les contraintes, due à la forme allongée du dôme (Nye, 1991). La structure à un seul maximum est atteinte à 2500 m de profondeur, mais la glace plus profonde que 2810 m subit alors une déstructuration de sa fabrique. La première valeur propre a_1 diminue en moyenne, et est affectée d'une grande variabilité. Il paraît peu probable que cette observation corresponde à une recristallisation par

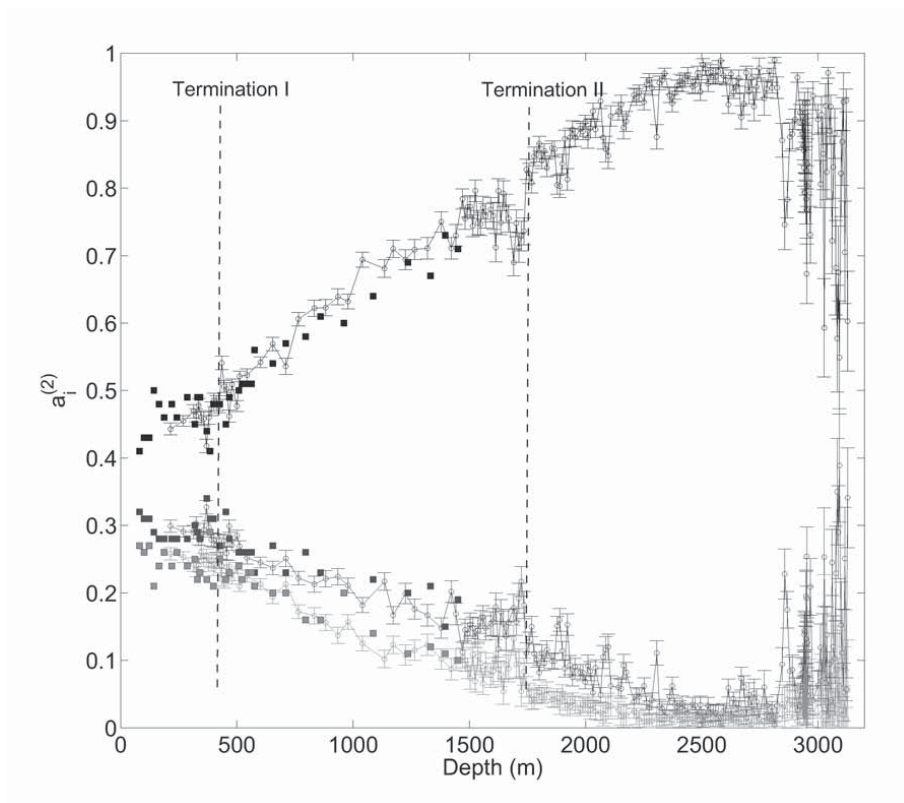


FIGURE 2.8 – Carotte EPICA : profil vertical des valeurs propres du tenseur d'orientation du second ordre. Tiré de Durand *et al.* (2009).

migration, car on se serait alors attendu à une fabrique en forme de ceinture, ce qui n'est pas le cas (Durand *et al.*, 2009). Dreyfus *et al.* (2007) suggèrent donc que le caractère non stationnaire de la topographie du dôme a entraîné des vitesses horizontales suffisantes pour que les couches basales subissent une compression horizontale propre à coucher les axes c . Cet exemple illustre que la topographie du socle et l'historique du dôme contraignent fortement la fabrique basale et la déformation de la glace basale.

Les migrations du dôme peuvent également être invoquées par le fait que la fabrique présente un renforcement abrupt à 1750 m de profondeur, correspondant à une terminaison glaciaire. Cette évolution est possiblement due à un fort cisaillement vertical, qui tend à redresser les axes c , ce qui rend les couches encore plus sensibles au cisaillement (Durand *et al.*, 2007; Paterson, 1991). Le dôme étant *a priori* un lieu d'absence de cisaillement vertical, le mouvement du dôme est une cause probable pour expliquer ces observations.

2.7 Couches isochrones

Les mesures radar permettent d'identifier des couches internes dans la glace, marquées par des réflectivités différentes de leur environnement supérieur ou inférieur. Elles peuvent avoir pour origine des variations de densité, ce qui affecte surtout le névé et les premières couches de glace (MacGregor *et al.*, 2015), mais dans la glace, elles proviennent de variations de conductivité électromagnétique dues à la présence d'horizons volcaniques plus acides (Hempel *et al.*, 2000), qui sont par nature isochrones. Des variations d'orientation de la fabrique, dues à des différences

de déformations de chaque couche, peuvent également résulter en des couches internes, mais Fujita *et al.* (1999) ont pu montrer que celles-ci avaient un caractère isochrone également (car correspondant en fait aux couches de conductivités différentes).

Ces isochrones peuvent donc être suivies depuis la carotte EDC pour dater la glace à plusieurs dizaines de kilomètres du dôme. La continuité du signal est indispensable pour permettre une datation sans équivoque. Sur le blob A, 18 isochrones ont été identifiées et datées depuis le dôme (campagne OIA 2016, Cavitte *et al.*, in review), allant jusqu'à 366 000 ans sur environ les 3/4 de la colonne de glace (fig. 2.9 transect transversal au blob A, et fig. 2.10 longitudinal au blob A). Ces observations sont inestimables pour contraindre un modèle de datation pour lequel la contrainte thermique est relativement faible (flux géothermique mal connu), car elles permettent en particulier de décrire la courbure de la relation âge-profondeur.

De plus, certaines isochrones non datées sont clairement visibles sous la dernière isochrone datée, et il faudra s'efforcer de maximiser le nombre de telles isochrones, témoins d'une absence de perturbation. Entre ces dernières isochrones et le socle se tient parfois une zone de bruit (*deep scattering zone*), et toujours une zone d'absence d'écho (*echo-free zone*). Ce manque d'information n'est toutefois pas synonyme de glace perturbée, car plusieurs centaines de mètres au site EPICA sont ainsi reçus, alors que l'on sait que la glace n'est perturbée que sur 60 mètres environ. Il est notamment possible que l'absence d'écho soit dû à la présence de fines couches de viscosités différentes, formant un mille-feuilles basal de couches dures ou plus fluides (Wittlinger et Farra, 2012), et donc pas forcément à une glace qui serait « mixée ».

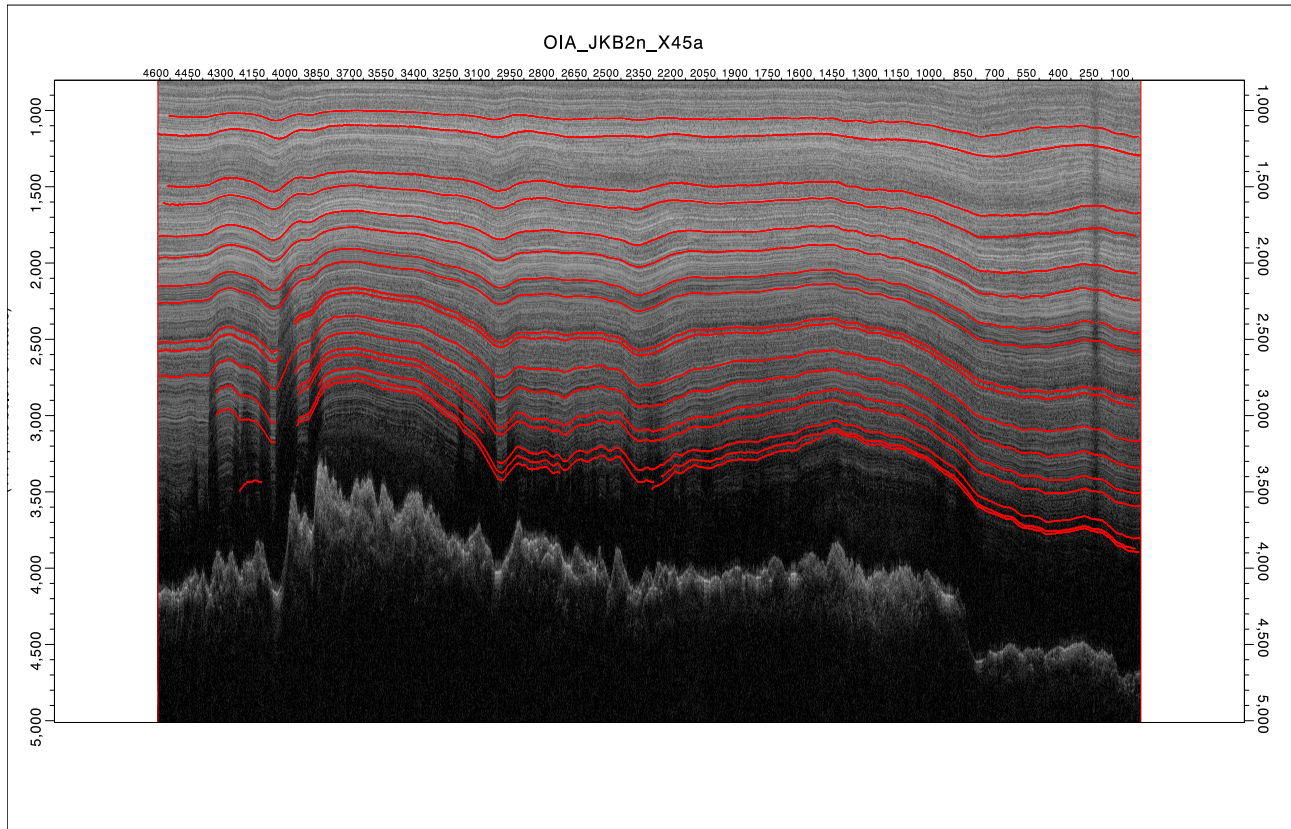


FIGURE 2.9 – Données radar OIA - ligne X45a, dont le tracé est visible à la figure 2.4 (crédit University of Texas)

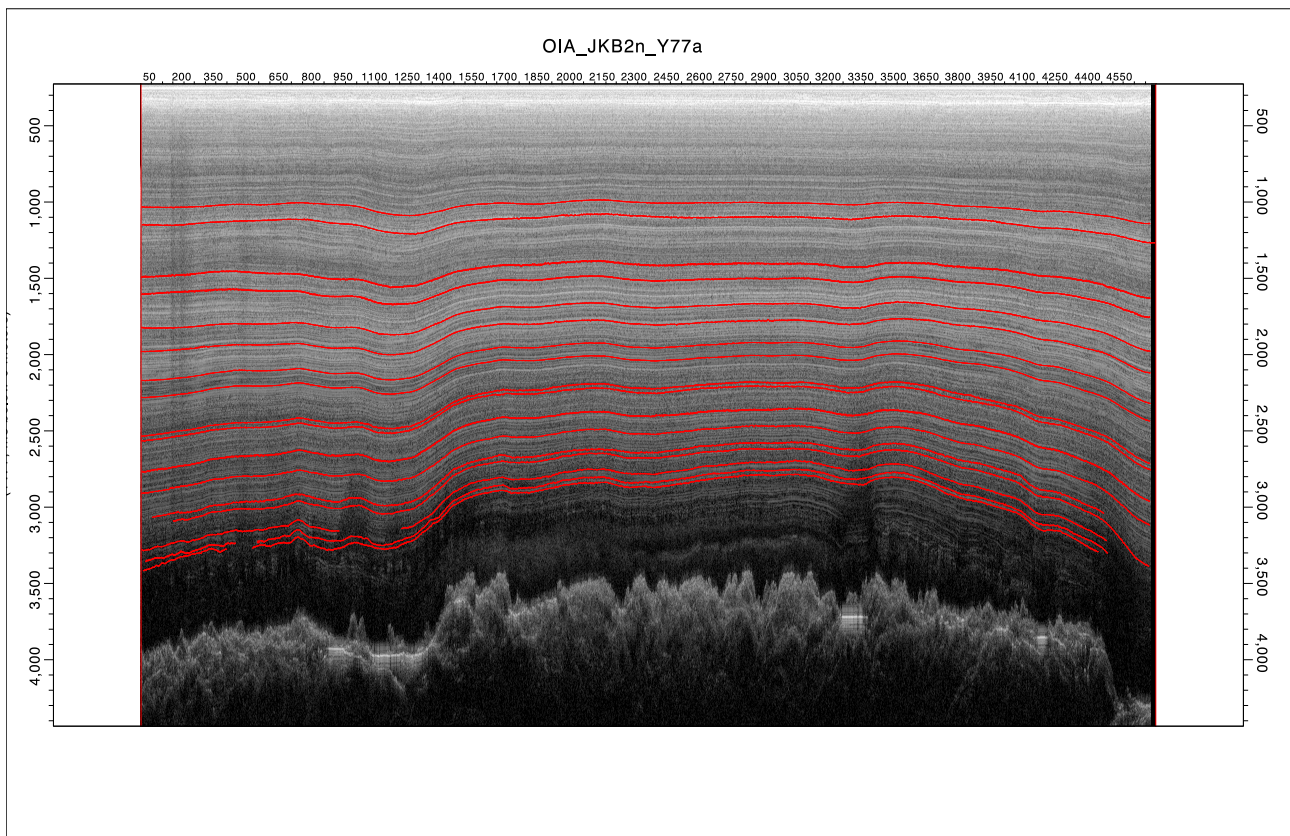


FIGURE 2.10 – Données radar OIA - ligne Y77a, dont le tracé est visible à la figure 2.4 (crédit University of Texas)

2.8 Flux géothermique

Le flux géothermique est le rayonnement issu de l'intérieur de la croûte terrestre, sous l'effet de la décroissance radioactive U/Th ; sa valeur dépend principalement de l'âge de la croûte. À la base de la calotte, ce flux est une source de chaleur qui peut faire fondre la glace basale. Il est donc important de connaître la valeur du flux autour de Dôme C.

À la surface du globe, ce flux varie de 20 à 300 mW m^{-2} , avec de fortes disparités entre les régions selon la nature de la croûte. Les cratons sont caractérisés par des valeurs plutôt basses de flux géothermique. La détermination de ce flux en Antarctique est délicate du fait de l'impossibilité en général d'en effectuer une mesure au socle. D'autres techniques ont donc été mises en œuvre, grâce à des modèles de champs magnétiques associés à des estimations d'épaisseur de croûte (Fox Maule *et al.*, 2005; Shapiro et Ritzwoller, 2004). Les valeurs trouvées pour Dôme C sont globalement cohérentes entre elles, de l'ordre de 60 mW/m^2 , mais ont une très faible précision spatiale (de l'ordre de 100 km) (fig. 2.11) et un intervalle de confiance large (de l'ordre de 20 mW m^{-2}). La variabilité spatiale du flux géothermique peut être assez élevée, et cette valeur n'est donc qu'un ordre de grandeur qui n'est pas utilisable en l'état pour contraindre le régime thermique de la glace à Dôme C dans le cadre de la recherche de glace ancienne. En effet, à 10 mW m^{-2} près, l'âge basal est très fortement modifié (Sun *et al.*, 2014).

La seule estimation plus précise dont nous disposons concerne une région à 50 km au nord de Dôme C, grâce aux travaux de Carter *et al.* (2009), qui ont procédé par inversion d'un modèle de thermomécanique contraint par des couches internes isochrones. Ils ont utilisé les

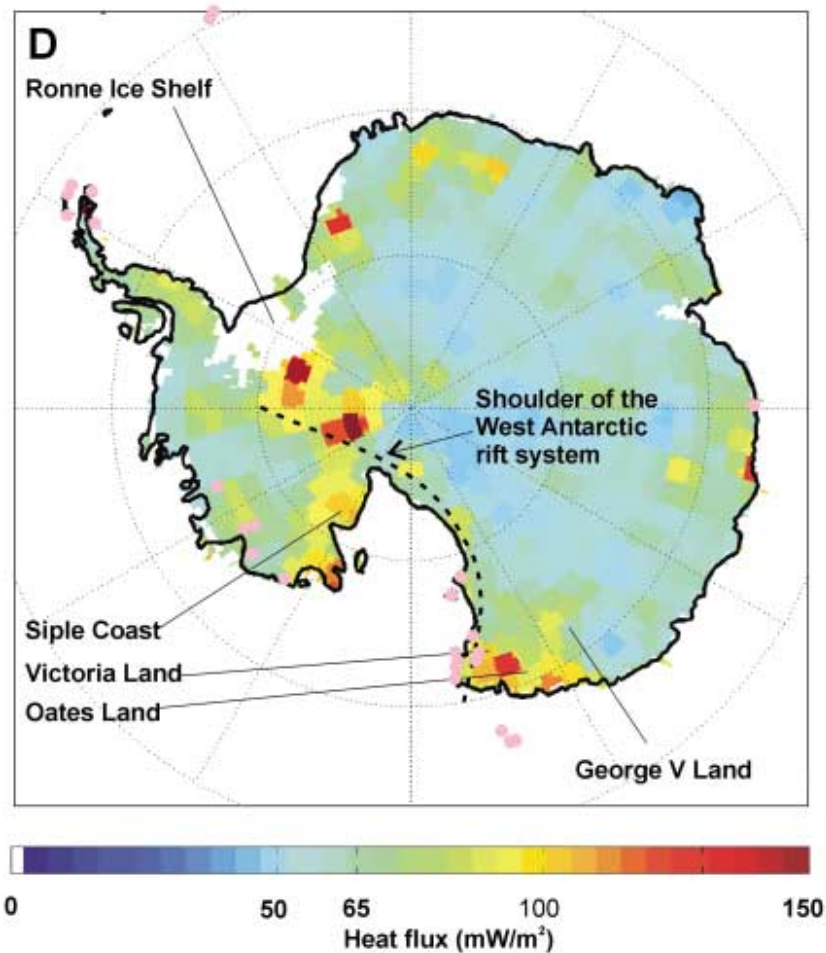


FIGURE 2.11 – Estimation du flux géothermique à l'échelle continentale. Tiré de Fox Maule *et al.* (2005)

modèles continentaux (Fox Maule *et al.*, 2005; Shapiro et Ritzwoller, 2004) comme *a priori* sur les valeurs du flux et les ont conservées si il n'y avait pas d'incompatibilité entre la valeur du flux calculée et la valeur du flux géothermique. Au contraire, en cas d'incohérence, un nouveau flux est calculé par inversion. Cette méthode permet globalement de diminuer l'incertitude sur le flux géothermique, mais nécessite d'abord que soient disponibles des isochrones assez profondes, ce qui est en fait le cas en assez peu d'endroits. On présentera donc au chapitre 3 une autre méthode utilisant simplement les échos radar du socle.

2.9 Zones de recherche

Les considérations ci-avant montrent que plusieurs zones se situant autour de Dôme C présentent des caractéristiques favorables à l'archivage, car les reliefs du socle font que localement la glace est plus mince. En particulier, le blob A, situé au sud-ouest de Dôme C sous la crête en direction de Vostok (fig. 2.12), semble très propice à la conservation de glace très ancienne, grâce aux caractéristiques suivantes :

1. L'épaisseur de glace (environ 2700 m) serait compatible avec une absence de fusion au socle ;

2. En se plaçant sous la crête, on minimise le taux de déformation horizontal ;
3. Entre le dôme et le point de forage, la topographie du socle est relativement peu accidentée (contrairement à la zone nord-est où se trouve la tranchée Concordia) ;
4. L'origine de la glace au niveau du point de forage serait relativement locale.

Même en se plaçant sur une zone de relief, les fortes incertitudes sur la valeur du flux géothermique en font le premier paramètre à contraindre dans le cadre de recherche de glace ancienne. Le chapitre suivant présente une méthode inverse s'appuyant sur des échos radar, dont la puissance renseigne sur le caractère humide ou sec du socle rocheux.

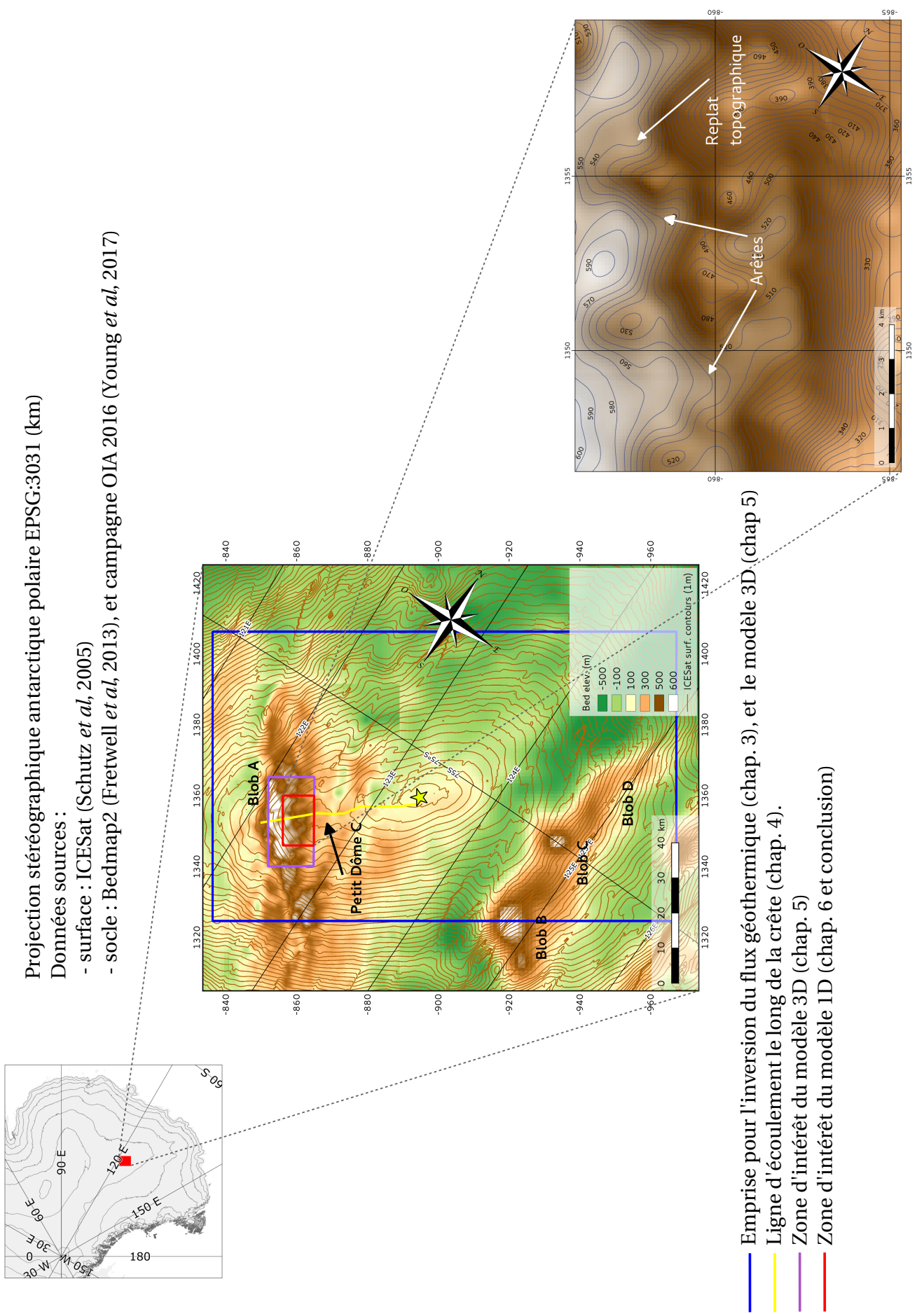


FIGURE 2.12 – Situation des différentes zones d'intérêt.

Estimation du flux géothermique et de la fusion basale

La fonte basale est un des principaux facteurs influençant l'âge au socle, et elle dépend directement du flux géothermique. Celui-ci est mal connu en Antarctique à cause de l'impossibilité d'accéder en général au socle rocheux. Il apparaît primordial de contraindre sa valeur dans les environs de Dôme C si l'on veut pouvoir estimer raisonnablement l'âge au socle. Des mesures radar (RES, radio echo sounding) ont permis d'identifier les zones de socle humides ou sèches, car la présence d'eau renforce considérablement la force de l'écho radar. En faisant l'hypothèse qu'elles correspondent aux zones de fusion et d'absence de fusion, on peut inverser ces observations pour déterminer la valeur du flux géothermique. Une méthode d'inversion de modèle thermique basée sur ces observations a été proposée, et a fait l'objet d'une publication dans *The Cryosphere Discussion* (en révision), et qui constitue le présent chapitre.

3.1 Article : Geothermal flux and basal melt rate in the Dome C region inferred from radar reflectivity and thermal modelling

Abstract Basal melt rate is the most important physical quantity to be evaluated when looking for an old-ice drilling site, and it depends to a great extent on the geothermal flux (GF), which is poorly known under the East Antarctic ice sheet. Given that wet bedrock has higher reflectivity than dry bedrock, the wetness of the ice-bed interface can be assessed using radar echoes from the bedrock. But, since basal conditions depend on heat transfer forced by climate but lagged by the thick ice, the basal ice may currently be frozen whereas in the past it was generally melting. For that reason, the risk of bias between present and past conditions has to be evaluated. The objective of this study is to assess which locations in the Dome C area could have been protected from basal melting at any time in the past, which requires evaluating GF. We used an inverse approach to retrieve GF from the radar reflectivity at the bed. A 1D

heat model is run over the last 800 ka to constrain the value of GF by assessing a critical ice thickness, i.e. the minimum ice thickness that would allow the present local distribution. A regional map of the geothermal flux was then inferred over a $80\text{ ka} \times 130\text{ km}$ area, with a N-S gradient, and with values ranging from 48 to 60 mW m^{-2} . The forward model was then emulated by a polynomial function, to compute a time-averaged value of the spatially variable basal melt rate over the region. Two main subregions appear to be free of basal melting because of the thin overlying ice, and a third one, north of Dome C, because of a low geothermal flux.

3.1.1 Introduction

The oldest ice research

Between 1.5 and 0.9 million years ago, the main periodicity of the global climate changed from 41 ka to about 100 ka, as shown by temperature and sea level proxies retrieved in marine sediments (Mid-Pleistocene Transition, Lisiecki et Raymo, 2005). The causes of this major climate transition are still a matter of debate, and it would be easier to evaluate the different explanations proposed by several authors (e.g. Raymo *et al.*, 2006; Bintanja et Van de Wal, 2008; Martínez-García *et al.*, 2011; Imbrie *et al.*, 2011) if greenhouse gases and other environmental proxies of this climatic period were analysed. Hence, retrieving an ice archive as old as 1.5 million years is one of the greatest challenges facing the ice core scientific community today (Brook *et al.*, 2006).

The Dome C region (East Antarctica, see map in fig. 3.1) has been of great interest to paleoclimate scientists in recent decades, and two deep ice cores have already been retrieved (Lorius *et al.*, 1979; Jouzel *et al.*, 2007), including the oldest one ever dated (800 ka, EDC ice core). The region has also been identified as possibly hosting even older ice (Fischer *et al.*, 2013; Van Liefferinge et Pattyn, 2013). Unfortunately, these studies lacked precise information on the geothermal flux (GF) at the base of the ice. To ensure that the prediction of the age of a future old-ice core site is reliable, the thermal conditions at the base of the ice must be well constrained, because basal melting strongly affects the possible presence of old ice by continuously removing the oldest layers (Rybak et Huybrechts, 2008). In a dome region, the heat budget of ice depends mainly on the geothermal flux, which warms the body of ice from below, and on the temperature at the surface. But the resulting vertical temperature gradient also depends on the ice thickness, and, because the ice acts as an insulator, the thicker the ice cover, the warmer its base (Pattyn, 2010). Vertical cold advection due to movement of the ice also affects basal thermal conditions and must consequently be taken into account. Its value is linked to accumulation rate. Surface temperatures, ice thickness and accumulation rates have been directly measured, or their past values reconstructed, so the parameter about which the least is known regarding its influence on basal melting is geothermal flux.

In the Dome C region, significant subglacial bedrock features make the ice thin enough to for there to be a chance has been protected from melting. In the glaciology community, these locations are widely thought to be good old-ice candidates (fig. 3.1 - A, B, C and D). In a context of locating the oldest-ice, our objective was to constrain the value of the geothermal flux and of the basal melt rate around Dome C. Later, this information will be used as a boundary condition for 3D mechanical simulations. As 3D models require many input parameters and are

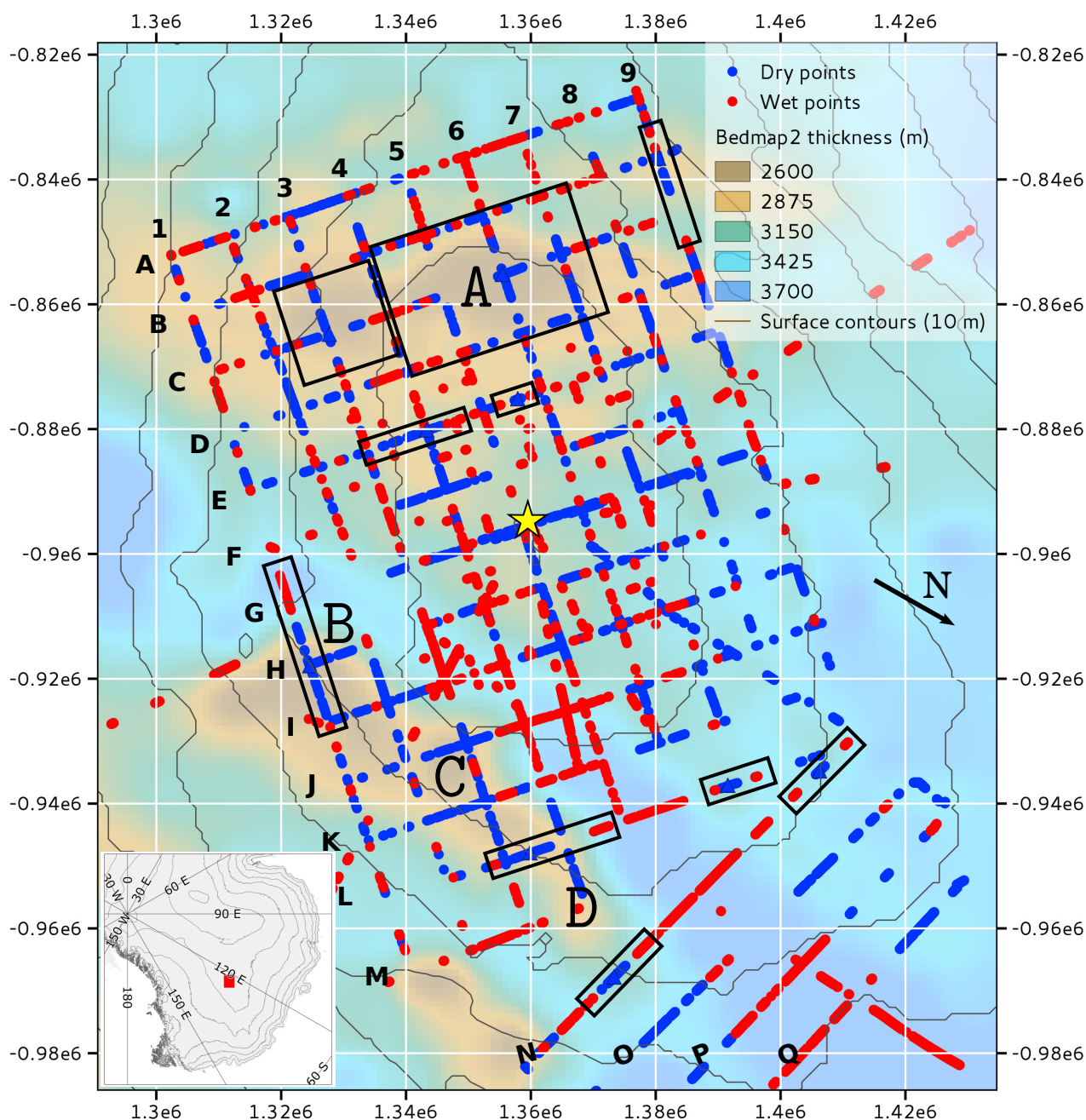


FIGURE 3.1 – Wet (blue) and dry (dry) bed, adapted from Zirizzotti *et al.* (2012). The yellow star shows the EPICA drill site, located at a distance of 1.4 km from the topographic dome. Side numbers and letters locate intersection points on the radar grid. Large letters identify for the main sites of interest (candidates A, B, C and D). Projection : WGS84/Antarctic Polar Stereographic - EPSG :3031 (metres). The north direction is bottom right. The situation map on the bottom left shows the position of our domain (red rectangle).

computationally expensive, any additional information about the thermal regime of the ice that reduces parameters value range is welcome, and will help select a suitable drill site.

Assessing GF under ice sheets

The geothermal flux is usually derived from temperature gradients measured in boreholes in the ground, but this is not easy below ice sheets, where it is difficult to access to the bedrock.

However, geothermal flux can be estimated from temperature profiles in ice core boreholes (Dahl-Jensen *et al.*, 1998; Engelhardt, 2004). More precise results are expected for cold basal conditions, since uncertainties affect the basal melt rate for temperate basal ice (Grinsted et Dahl-Jensen, 2002), in which case only a minimum value of GF can be estimated.

As deep boreholes are not rare in East Antarctica, the value of the GF could be estimated from geological considerations (Pollard *et al.*, 2005; Llubes *et al.*, 2006), where uniform values were attributed to large geologically homogeneous areas. But spatial variability of GF occur at a much smaller scale, and efforts to model this variability have been made in the last decade. Two approaches based on geophysical information have been proposed to provide comprehensive maps at continental scale : one using a seismic model of the crust and upper mantle (Shapiro et Ritzwoller, 2004), and one a crustal thickness model derived from observations of the magnetic field (Fox Maule *et al.*, 2005; Purucker, 2013). These studies show that the GF on the East Antarctic plateau is about $60 \pm 25 \text{ mW m}^{-2}$, which unfortunately is much too coarse an estimation to give any precise value at a specific location. Moreover, Terre Adélie and George V Land could form part of the Mawson craton, which also forms the southern central part of Australia, where the GF shows high spatial variability (Carson *et al.*, 2014). Even if the exact extent of this craton in Antarctica is not well known, in East Antarctica the GF could include hot spots, with a typical lengthscale of 10 km.

Radio echo sounding (RES) measurements may help infer the basal conditions at regional scale, since the presence of water at the ice-bed interface is responsible for a remarkable increase in the amplitude of the reflected echoes. For this reason, RES made it possible to detect melting at the base of ice sheets (Oswald et Gogineni, 2012; Zirizzotti *et al.*, 2012), as well as to map subglacial lakes (Siegert *et al.*, 2005a). But the presence of water is not sufficient to infer the GF, since water can originate either from local basal melting or be routed from elsewhere. Using a collection of water routing models, Schroeder *et al.* (2014) inferred the value of the GF needed to explain the observed pattern of radar echoes, and derived an average value with an uncertainty of $\pm 10 \text{ mW m}^{-2}$ for the Thwaites Glacier catchment (West Antarctica).

Finally, basal melt rates for the region north of Dome C have been estimated by fitting the vertical strains with dated radar layers, to constrain the vertical advection of ice, and its energy budget (Carter *et al.*, 2009). The uncertainty on the GF estimation was $\pm 12 \text{ mW m}^{-2}$, which is a significant improvement over the previous estimations, but is still too large to identify a location with very old ice. What is more, their study area does not cover the main old-ice candidates located to the east and south-west of Dome C, so a new local estimation is needed. As dated layers are not available everywhere, we used a reflectivity-based approach like that of Schroeder *et al.* (2014), but adapted to the specific pattern of radar echoes under Dome C, where the melting point is not reached everywhere.

Exploitation of available RES dataset around Dome C

Based on radar equations, Zirizzotti *et al.* (2012) proposed a method to recognize wet areas using the Italian RES dataset collected around Dome C (<http://labet2.rm.ingv.it/antarctica/>). These authors used a linear model of electromagnetic wave adsorption in the ice column, based on analysis of the EDC ice core, to account for the differences in amplitude (in dB) between echoes at the surface of the ice and at the bottom. The thresholds used to ascribe an echo

to a wet or dry basal contact were ≥ 7.7 dB and < 1 dB respectively. Figure 3.1 shows the distribution of dry and wet areas under Dome C, which reveals interesting patterns : (i) the Concordia trench is characterised by the presence of wet points only, which is a consequence of the very thick ice ; (ii) the tops of the two main bedrock reliefs (candidate A and candidates B – C – D) appear to be dry ; (iii) almost all the northern points are dry, despite the very thick ice at this location ; (iv) in between, and in particular under the EPICA drilling site, dry and wet points are scattered, with no clear trend.

We would like to emphasise that these observations only refer to the present day bed conditions, whereas the historical conditions covering the glacial/interglacial periods need to be investigated to evaluate the quality of a future old-ice drilling site. The absence of basal water today means cold basal ice, but this may simply be a consequence of the very strong temperature signal of the Last Glacial Maximum (LGM) lagged by the thick ice. The present cold state may thus not be representative of all the glacial-interglacial periods, and thawing could have occurred in the past under different climatic conditions.

Hence, the aim of this work was to to constrain sites known to be frozen today and that are very likely to have also been frozen in the last 800 ka, increasing the probability that very old ice has been preserved. The dataset available from Zirizzotti *et al.* (2012) provides informations on whether melting occurs, but not on its amount and its temporal and spatial variations. The only way to obtain this information is first to retrieve the spatial distribution of GF and then to use it to infer basal melting over time.

Here we present a 1D heat model forced by reconstructed climatic conditions, which we ran in two ways. First, we solved an inverse problem with the model to infer the value of the GF in the Dome C region, using radar echoes as observational constraints. The pattern of wet and dry areas made it possible to estimate a critical ice thickness that corresponding to a threshold between frozen and thawing ice. For a given GF and vertical advection, this thickness is unique, so that in turn the distribution of GF can be inferred from the pattern of basal echoes. Second, we ran the model forward to compute the average past basal melt rate under the GF inferred at the first step. We present an easy-to-use emulator of the past basal melt rate, which is a convenient thermal boundary condition for future modelling works, and key-criterion in the location of old-ice drilling sites. For the sake of convenience, the domain is referenced using pairs of letter and numeral, corresponding to the grid of the Italian survey (fig. 3.1). In particular, two promising old-ice candidates are located at C6 and H1.

3.1.2 Heat model

In this section we present the heat model accounting for the relationships between GF, ice thickness, vertical advection, and the temperature of the ice. The main assumptions under which the model is run are presented at the end of the section. The areas for which these assumptions are valid are presented in section 3.1.3.

Geometry and coordinate system

In a dome region, horizontal velocities are very small (a few centimetres per year, Vittuari *et al.*, 2004), meaning horizontal advection terms can be neglected. Similarly, the deformational heat is several orders of magnitude smaller than the vertical advection term. Finally, due to the small aspect ratio (thickness/characteristic horizontal length), the temperature field is mainly vertically stratified, so horizontal diffusion can also be neglected. Thus, the heat balance is assumed to be only vertically dependent.

Here we consider a one-dimensional vertical domain, oriented upwards along the z -axis. Instead of being set in the z -coordinates, the equations are expressed in reduced depth $\zeta = (s-z)/(s-b)$, s being the surface height, and b the bed height. In the ζ -coordinate system, the domain size remains the same whatever the ice thickness H , and no remeshing is needed in the resolution of the finite difference scheme. Therefore the ice thickness is a simple parameter evolving over time according to surface accumulation forcing. Changes in thickness are accounted for by the conceptual model of Parrenin *et al.* (2007a), which, for Dome C, emulates the 3D large scale simulations of Ritz *et al.* (2001). At each timestep, for the thickness and the bedrock elevation, explicit expressions are solved, which depend on the accumulation rate and six tabulated parameters, which account for the sensitivity of physical quantities (in particular bedrock and surface height and ice thickness) to climate forcing. The typical difference in the ice thickness in the glacial and interglacial periods is 150 m.

Heat equation

The heat balance of ice only depends on the vertical coordinate, and is written for the ice temperature T as follows in the ζ -coordinate system (Ritz *et al.*, 1997) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c D H^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(K \frac{\partial T}{\partial \zeta} \right) - u_\zeta \frac{\partial T}{\partial \zeta} \quad (3.1)$$

where K is the thermal conductivity of the material (firn or ice), c its heat capacity, ρ the density of ice (917 kg m^{-3}), and D the relative density of the material (< 1 for the firn and 1 for the ice, dimensionless). The vertical velocity u_ζ accounts for the true ice velocity, but also for changes in the ice thickness, which in turn modifies the relationship between z and ζ .

Ice thermal properties The specific heat capacity and heat conductivity depend on the absolute temperature T as follows (Cuffey et Paterson, 2010, p. 400) :

$$c = 152.5 + 7.122 \cdot T \text{ [J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}] \quad (3.2)$$

$$K = 9.828 \cdot e^{-0.0057 \cdot T} \text{ [W m}^{-1} \text{ K}^{-1}] \quad (3.3)$$

The presence of firn at the surface of the ice reduces conductivity in the upper part of the ice column, and this must be accounted for (Cuffey et Paterson, 2010, p. 401) :

$$K = \frac{2K_i \times D}{3 - D} \quad (3.4)$$

where K_i is the conductivity of the ice. The density profile of the Dome C firn layer is taken from Parrenin *et al.* (2007a).

Basal boundary conditions At the ice/bed interface, the thermal conditions depend on whether or not the pressure melting point is reached. For thawing glacier ice, the melting temperature T_m linearly depends on the ice pressure P and the partial pressure of air dissolved in the ice P' , which is expressed as (Ritz, 1992) :

$$T_m = 273.16 - 0.074 \cdot P - 0.024 \cdot P' \quad (3.5)$$

In ice sheets, P' is of the order of 1 MPa. This expression is compatible with the temperature profile at the EDC borehole, where the deepest measured temperature was 270.05 K at 3223 m, 50 m above the bedrock. The temperature profile can be extrapolated to the bedrock (in the same way as Dahl-Jensen *et al.* (2003) at North GRIP) to 271.04 K, where Eq. (3.5) gives 270.96 K.

As the ice in the dome region moves very slowly, we assume that the pressure only depends on ice thickness. Once the temperature field is computed, the melt rate m at the bottom can be explicitly known by

$$m = \frac{1}{\rho L} \left(\Phi_g - \frac{K}{H} \frac{\partial T}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=1} \right) \quad (3.6)$$

where Φ_g is the GF and L the latent heat of ice (J kg^{-1}). In this equation, no friction heating is considered, since the basal velocities are very small, and the corresponding additional heat source is a second-order term (Krabbendam, 2016). For cold basal ice, Eq. (3.6) is used as a Neumann boundary condition, equating m to zero.

Boundary condition at the ice surface The atmospheric temperature forcing is continuously transferred through the whole ice column, so the present thermal conditions at the bed are the result of the entire climate history. The atmospheric paleotemperatures have been estimated over the last 800 ka from the δD measurements made on the EDC ice core (Jouzel *et al.*, 2007). Here we use the model and notations of Parrenin *et al.* (2007a), linking the deviation of the deuterium content $\Delta\delta D$ of the ice to the surface temperature T_s w.r.t. a reference temperature T_s^0 :

$$T_s = T_s^0 + \alpha \Delta\delta D \quad (3.7)$$

where α reflects the amplitude of past changes in T_s . The influence of the value chosen for α has to be examined, since uncertainties affect our knowledge of the isotopic thermometer at long timescales in Antarctica, and α can vary from -10% to +20% (Jouzel *et al.*, 2003). In addition

to the nominal value of $\frac{1}{6.04}$ K, we will perform sensitivity studies with two additional values of 0.13 and 0.20, chosen so that the maximum temperature difference over climatic periods with the nominal run is ± 2 K. The corresponding accumulation rates are also taken from Parrenin *et al.* (2007a), who considered an exponential accumulation model, linking the accumulation rate a to a reference accumulation rate a^0 :

$$a = a^0 \exp(\beta \Delta \delta D) \quad (3.8)$$

where β reflects the amplitude of past changes in a . For Dome C, the value of the β coefficient was evaluated at 0.0156 ± 0.0012 using an inverse method constrained by known age markers. We consequently checked the sensitivity of our model for three values of β (0.0138, 0.0156 and 0.0175). The two extreme values were chosen so that the maximum accumulation difference over climatic periods with the nominal run is $\pm 0.25 \text{ cm a}^{-1}$, which is a more intuitive way to express the sensitivity.

Regarding the choice of the initial state, we considered that the duration needed for a step climatic signal to reach the bedrock is ~ 10 ka, plus ~ 100 ka to stabilise. As we do not know the true initial state of the temperature profile in the past, we decided to run the model over the whole reconstructed period (800 ka), so that the computation is independent of the initial state and the final vertical temperature profile is as realistic as possible.

Velocity model

In the heat balance, the vertical advection of ice acts by transporting cold towards the bed. Instead of solving the equations of motion, it will be accounted for by a 1D shape function ω (Parrenin *et al.*, 2007a; Ritz, 1987) :

$$\omega(\zeta) = 1 - \frac{p+2}{p+1} \cdot \zeta + \frac{1}{p+1} \cdot \zeta^{p+2} \quad (3.9)$$

$$u_z = -\left(a - \frac{\partial H}{\partial t} - m\right) \cdot \omega(\zeta) - m \quad (3.10)$$

where u_z is the vertical velocity of ice in the z -coordinate system, a is the surface accumulation rate and m is the basal melt rate, which is considered to be positive when melting. The shape parameter p influences the temperature profile, since it controls the vertical advection of ice from the surface to the base. Far from divides, and in the case of isotropic ice, this parameter depends on the non-linearity of the ice rheology and on the vertical temperature gradient at the base (Lliboutry, 1979) :

$$p = n - 1 + \frac{Q}{RT_b^2} \left. \frac{\partial T}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=1} \quad (3.11)$$

where n is the exponent of the Glen's flow law, $Q = 60 \text{ kJ mol}^{-1}$ is an activation energy, $R = 8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ the gas constant, and T_b is the basal temperature. Following Eq. (3.11), the values of p should theoretically range between 7 and 9 on the East Antarctic plateau. But in practice we will use p close to divides in a wider range of values, as a parameter able to account

for realistic vertical velocity profiles. For example, dome profiles are expected to correspond to low p values due to Raymond arches (Raymond, 1983), whereas basal sliding makes the profile more linear and increase the value of p . Above a typical value of $p = 10$, the profile is very close to being linear (fig. 3.2), and higher values of p do not significantly change the profile. In the case of a shape function in a dome region (Parrenin *et al.*, 2007a), the vertical velocity u_ζ in the ζ -coordinate system is then expressed as follows :

$$u_\zeta = \frac{1}{H} \left(\frac{\partial H}{\partial t} (1 - \zeta - \omega(\zeta)) + m(1 - \omega(\zeta)) + a\omega(\zeta) \right) \quad (3.12)$$

which is equivalent to

$$u_\zeta = \frac{1}{H} \left(-u_z + (1 - \zeta) \frac{\partial H}{\partial t} \right). \quad (3.13)$$

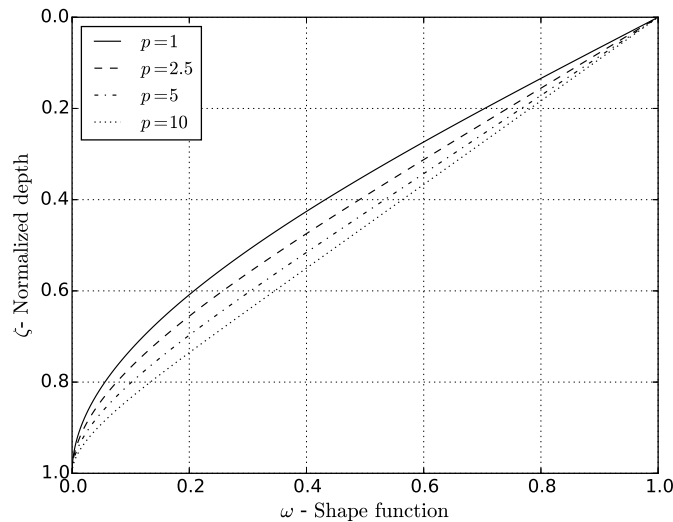


FIGURE 3.2 – Shape function $\omega(\zeta)$ for several values of p (no basal melting).

Proceeding assumptions

In addition to the 1D geometric assumption allowed by the proximity of the dome, two further assumptions are made in this paper, and are now justified. First, as no routing model is used to make the basal water circulate at the ice-bed interface, this implicitly means that the presence of water at the bed corresponds to a thawing basal ice. Second, GF is assumed to be spatially uniform on short spatial scales.

Correspondence between wet and thawing areas Since the wetness indicated by the basal echoes will be used as constraints in the inverse model, we first have to identify the origin of the observed basal water. Either the local ice is temperate and the water comes from

locally thawed ice, or the local (cold) ice energy budget was upset by the latent heat of water flowing from a temperate location, along the gradient of hydraulic potential. In the Dome C area, the surface of the ice is very flat and the hydraulic potential almost follows the bedrock heights, which correspond to the local maxima of hydraulic potential. These topographic features prevent water from moving upwards (fig. 3.3), so the water observed on the lee of a relief, close to the transition with dry areas, must be of local origin.

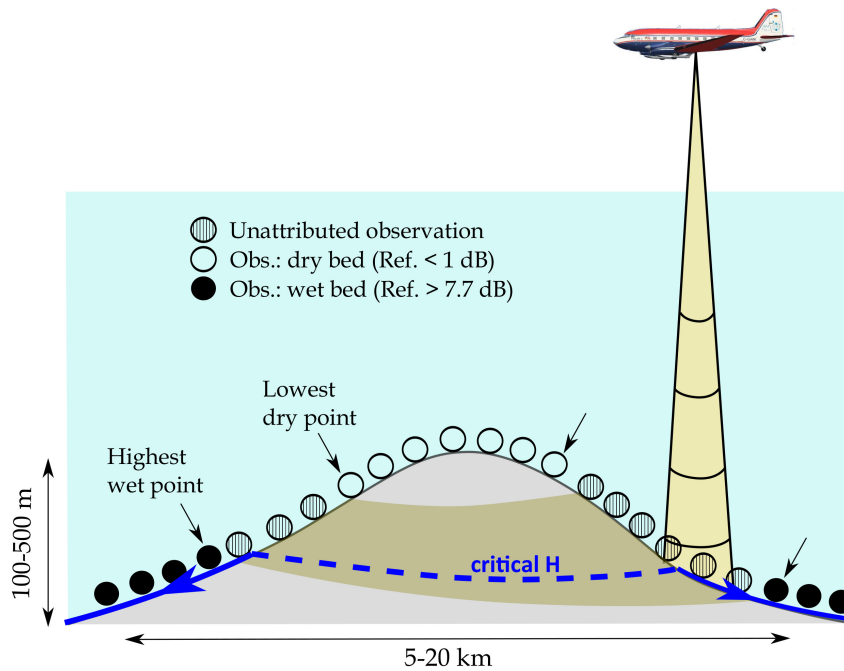


FIGURE 3.3 – This figure illustrates how water and basal topography are linked with a region of flat surface for a uniform local GHF. The blue line shows the presence of water at the bed, and the direction of its flow. The brown area corresponds to a strip where the thermal conditions are unknown. We defined the critical thickness as the minimum thickness that allows basal melting today.

Could the dry areas in fig. 3.1 correspond to thawing ice whose meltwater has flowed away? Meltwater can be driven out by different types of hydrological networks : connected cavities (Lliboutry, 1968; Kamb, 1987) or an efficient network of structured channels (Röthlisberger, 1972). Weertman (1972) showed that these channels cannot form upstream of the hydrological network, which is the case here, and would rather take the form of a film of water. Whatever the exact type of structure (film or cavities), basal melting is a permanent process that feeds the hydrological network. A continuous hydrological network upstream is only fed by local melting, so that, unless the network is disconnected, the thawed water cannot be driven out faster than the melt rate. As a consequence, some water always remains at the base of the melting ice. Furthermore, water at the base enables basal sliding, and reduces the basal drag. For a given ice flux, the surface slope gives some indication on the relative importance of internal deformation and basal sliding in the ice motion. Local steeper surface may be associated with more basal drag and ice deformation, whereas local flatter surface may be associated with more sliding. Most of the spots where the model will be run are located on slopes which are locally steeper than the regional slope (Table 3.1), meaning it is likely that sliding does not occur there, an

TABLE 3.1 – Physical parameters, observed (critical thickness $H_c \pm 1\sigma$ [m], ratio of the local surface slope to regional surface slope (ICESat)) and inverted (GHF $\Phi_g \pm 1\sigma_\Phi$ [mW m^{-2}]). The surface slopes are computed in circles with a 3-km and 10-km radius centered on each spot, onto which the surface DEM (Bamber *et al.*, 2009) is fitted by a biquadratic function. The ratio between the two slopes is presented below for each spot. A ratio > 1 corresponds to a slope locally steeper than its environment.

Spot	H_c	$\Phi_g^i \pm \sigma_\Phi^i$	Surf. slope ratio
B9	3157 ± 46	55.5 ± 0.9	1.03
C3	2926 ± 75	59.8 ± 1.5	1.20
C6	2957 ± 111	59.3 ± 2.2	1.09
E4	3181 ± 46	55.2 ± 0.9	0.97
E6	3124 ± 17	56.1 ± 0.5	2.01
H1	3249 ± 197	53.9 ± 3.3	1.80
L4	3319 ± 209	53.2 ± 2.9	1.37
L7	3408 ± 48	51.6 ± 0.8	1.46
N4	3662 ± 92	48.1 ± 1.2	1.27
N8	3698 ± 49	47.6 ± 0.7	1.42

additional clue that the base is cold. As a consequence, we suggest that the dry areas in fig. 3.3 probably do correspond to cold ice.

GF spatial variability Based on the little that we know about the geology, we can assume that the GF is uniform on a ~ 10 km-lengthscale. Under this assumption, the presence of basal water is only the consequence of thicker ice, and not of spatial variations in GF. As such, thickness and reflectivity have to be locally correlated, and the 1D model will be run for small areas where this correlation is reasonable (section 3.1.3).

Numerical method

Equations were solved with a finite difference implicit scheme on a 50-element regular mesh, and the temporal dependence of the model was solved at a 1000-year timestep. These values were selected as trade-offs between obtaining accurate results and computation speed. The dependence of the basal temperature on discretization is limited to a few tenths of K.

The physical coupling of flow and heat content of the ice is accounted for by non linear iterations, in which updated values of m , K and c are computed, until the temperatures no longer show a discrepancy larger than 10^{-5} K between two iterations. At each timestep, the heat equation is solved for a boundary condition corresponding to the thermal state of the basal ice (temperate or cold). The computed solution may be inconsistent with the imposed boundary condition, i.e. that the pressure melting point may be exceeded (cold \rightarrow temperate), or the melt rate may become negative (temperate \rightarrow cold). In these cases, the equation is solved again with the new consistent boundary condition.

3.1.3 Spots where GF will be inferred

We defined the critical ice thickness H_c as the minimum ice thickness at which present basal melting becomes possible for a given GF Φ_g and a given shape parameter p . To determine H_c , the model was run with increasing values of the GF, until the melting point was reached at present, so that we were able to determine a unique tuple (H_c, p, Φ_g) . As the unknown is the GF, an estimation of this critical ice thickness was needed, and this was done in two steps from the wet/dry map in fig. 3.1.

First, we identified spots at which ice thickness and reflectivity are correlated, i.e. for which the top of bed reliefs are dry and their lees are wet (see fig. 3.3). Melting starts to become physically possible between the two. Ten corresponding spots were selected (black rectangles in fig. 3.1), where reflectivity and ice thickness are somehow correlated, and that are hereafter denoted by the indexes of their central point (fig. 3.4). For two spots (E4 and E6), the correlation was weak, but we kept them as they are the only ones available in the central part of our study area.

Second, we evaluated the critical ice thickness for each spot. Along the radar line, moving upwards along a bed relief, we selected the wet point at which the ice is the thinnest, and the dry point at which the ice is the thickest. The same is done moving downwards, so that four points were selected along the radar line (black arrows on fig. 3.3). The critical ice thickness H_c was estimated by the average of the ice thickness measured at these points. The uncertainty on H_c was taken as half the standard deviation of the four thicknesses, so that almost all the possible values ($H_c \pm 2\sigma$) ranged within the extreme thicknesses measured at the spot considered. For the large spots C3 and C6, this operation was performed twice, on the two perpendicular radar lines going through them (radar lines C and 3, and C and 6 respectively), so that eight dry/wet points were selected.

3.1.4 GF inversion

The two main input parameters that influence the presence or absence of water on the bed are the ice thickness H and the shape parameter p , both of which are affected by uncertainties. The heat model was run for 200 (H, p) values spread along Gaussian distributions, so that a posterior distribution of Φ_g was put out (Tarantola, 2005).

The critical thickness H_c measured on the map was used directly as a prior for H . The shape parameter p cannot be less than -1 , so the inversion was done on the derived parameter p' :

$$p' = \ln(p + 1) \tag{3.14}$$

The prior value for p' was taken as a Gaussian distribution of mean $\bar{p}' = 1.5$ and standard deviation $\sigma_{p'} = 0.3$ so that the corresponding values for p were mainly distributed between common values of 1 and 10. For a given present-day critical ice thickness H_c and a given p , the 1D heat model was run for increasing values of Φ_g (by steps of 0.25 mW m^{-2}), and the first Φ_g value that allowed melting at the present time was selected as the local GF. The thicker the

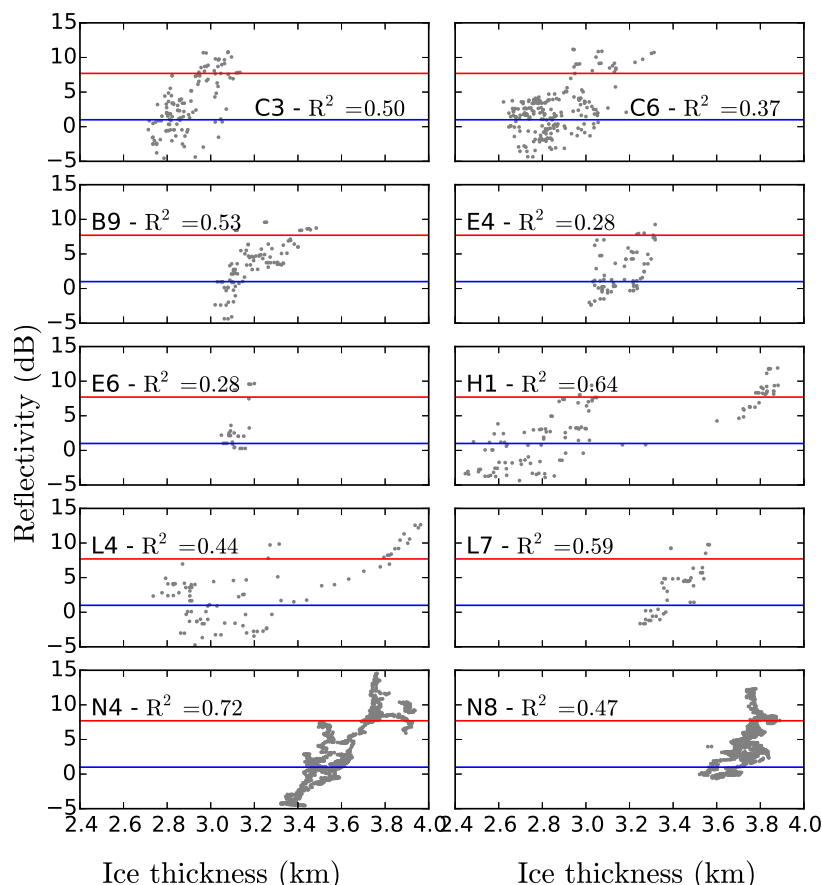


FIGURE 3.4 – Basal reflectivity (dB) vs. ice thickness (km), at 10 favourable spots. Red and blue lines correspond to the thresholds of wet and dry points.

ice, the lower the GF needed to allow for melting. All the GF values were in the range between 40 and 70 mW m⁻².

3.1.5 Results

Inverse mode : geothermal heat flux

The inferred values of the mean GF for the ten measurement spots ranged between 48 and 60 mW m⁻² (Table 3.1), and the highest values of the GF were found south of Dome C. Given the model assumptions, the inferred value for the GF at two potential drilling sites (C6 and H1) were respectively 59.3 ± 2.2 and 53.9 ± 3.3 mW m⁻².

A kriging interpolation was used to evaluate the GF between the spots evaluated. Unfortunately, the spots are scarce (there are only ten points), and are unevenly distributed throughout the study area. As such, the computed experimental variogram was poorly described, and we had little confidence in the computed kriging standard deviation. Moreover, the possibility of local variability at a scale of a few tens of kilometres cannot be excluded, so that the validity of such an interpolation is limited. Nevertheless, we underline the importance of such a map to show the regional trend that can be expected around Dome C.

Figure 3.5 shows the interpolation between the ten spots, in which the GF field evolves smoothly

along a N-S gradient, with a typical norm of $0.1 \text{ mW m}^{-2} \text{ km}^{-1}$. At the two sites where the correlation between reflectivity and ice thickness was weak (E4 and E6), the inferred values of the GF nevertheless matched the N-S gradient, even if the value at E4 appeared to be significantly lower than its neighbours. Given that the kriging standard deviation does not account for the uncertainty on the GF estimation at the spots, the GF at the EPICA drilling site was estimated at $54.5 \pm 3.5 \text{ mW m}^{-2}$.

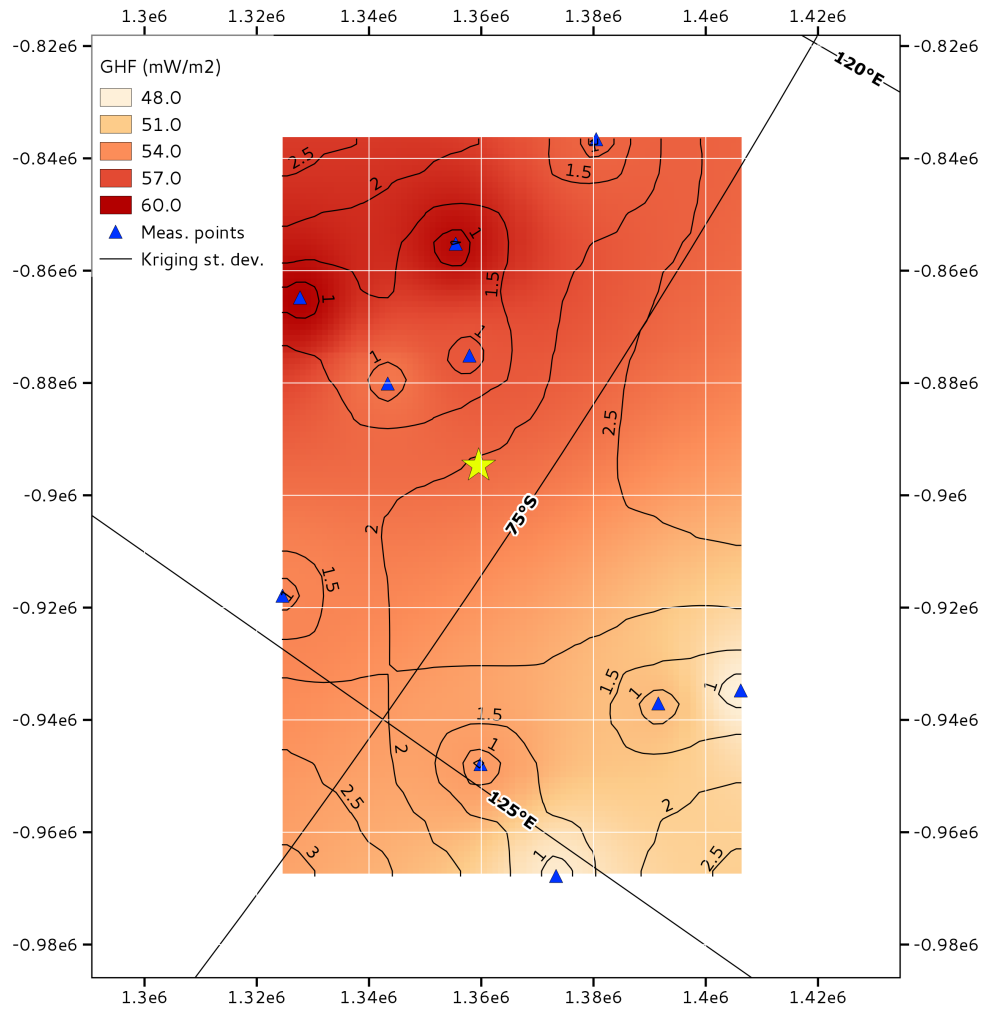


FIGURE 3.5 – Geothermal heat flux, interpolated between the spots (blue triangles), and kriging standard deviation.

Forward mode : emulator of the basal melt rate averaged over the last 400 000 years

A time-averaged value of the basal melt rate has to be computed to assess the risk of the oldest ice layers being lost during the glacial/interglacial periods. To do so, the GF field inferred at the previous step was used as an input for the heat model. Running it transient enabled the computation of the basal melt rate at each time step, which was done for given values of H , Φ_g and p , whereas α and β were kept at $1/6.04$ and 0.0156 respectively. Because of the uncertainty on the initial state, it was not clear if our temperature profile for the first glacial cycles was accurate, so we averaged the computed melt rate over the last 400 ka only.

As computing a given set of parameter takes several minutes, computing the basal melt rate for each point of the Dome region would be far too expensive. Here, the result of the whole forward model is mimicked by an emulator that depends on the input parameters H , Φ_g and p . The empirical relationship linking the average melt rate to the model parameters appears to be very regular (fig.3.6). The slope of the isomelt contour lines shows equivalence between GF and ice thickness (1 mW m^{-2} roughly corresponds to 60 m). The sensitivity of the melt rate on p ($1 \leq p \leq 10$) appears to be equivalent to a range of 2 mW m^{-2} of GF. An additional flux of 1 mW m^{-2} correspond to an increased melt rate of 0.09 mm a^{-1} . To account for this relationship by a multivariable polynomial, it seems natural to make m depend linearly on Φ_g , and quadratically on H and p . Over the positive-melt-value domain, we used a least-square minimization method to compute the following relation, which is valid for the ranges of values in figure 3.6 :

$$m = - 5.148 \times 10^{-7} H^2 + 4.688 \times 10^{-3} H + 89.519 \Phi_g + 3.08 \times 10^{-3} p^2 - 5.887 \times 10^{-2} p - 14.335. \quad (3.15)$$

The performance of the emulator was assessed by comparing the melt rate output from the thermal model with the one computed with the emulator. The average absolute error was 0.014 mm a^{-1} , and the corresponding standard deviation was 0.016 mm a^{-1} , so that the errors due to the emulator were significantly lower than the corresponding uncertainties due to the GF and p . This polynomial function was thus considered to be sufficiently precise for our purpose. Here we emulated the values of m with H given by the Bedmap 2 dataset, but when a refined bedrock dataset is available, this emulator will be easy to use to compute updated estimations of the basal melt rate.

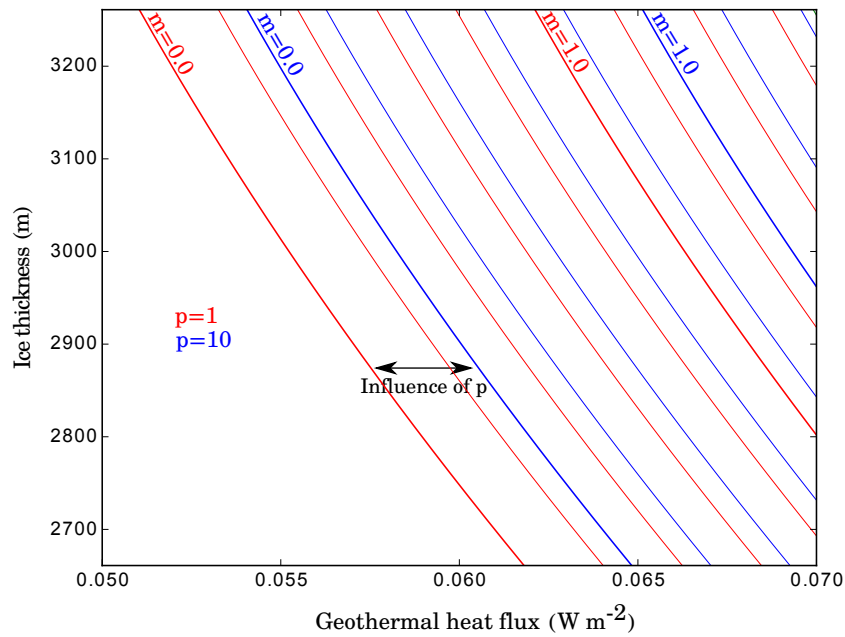


FIGURE 3.6 – Basal melt rate in mm a^{-1} , depending on the ice thickness, geothermal heat flux and parameter p .

Figure 3.7 shows the basal melt rate corresponding to the GF field interpolated from the central values of Φ_g inferred at each measurement point (called $\hat{\Phi}_g^m$), and the central value of p' ($p = 3.5$). The basal melt rate increased to more than 0.6 mm a^{-1} where ice is very thick, and vanished over several spots. The candidates A, B, C and D appeared to be melt-free, which was expected, since they benefit from a relatively thinner ice. Less expected was the presence of a potentially melt-free area sixty kilometres north from Dome C (point N8 in fig.3.1). The ice is quite thick there ($\sim 3300 \text{ m}$), but the computed GF is low enough to prevent ice from melting. Changes in the basal melt rate over time are also presented for two (H_c, Φ_g) temperate configurations, leading to the same average value (fig. 3.8). The difference between the minimum and maximum value of the basal melt rate was 0.6 mm a^{-1} for 2770 m-thick ice, and an additional 500 m of ice dampens this amplitude by half, and smooths the high frequencies. The difference between present melt rates and maximum past values suggests that, more generally, it is possible that present cold basal ice melted during the warmest periods.

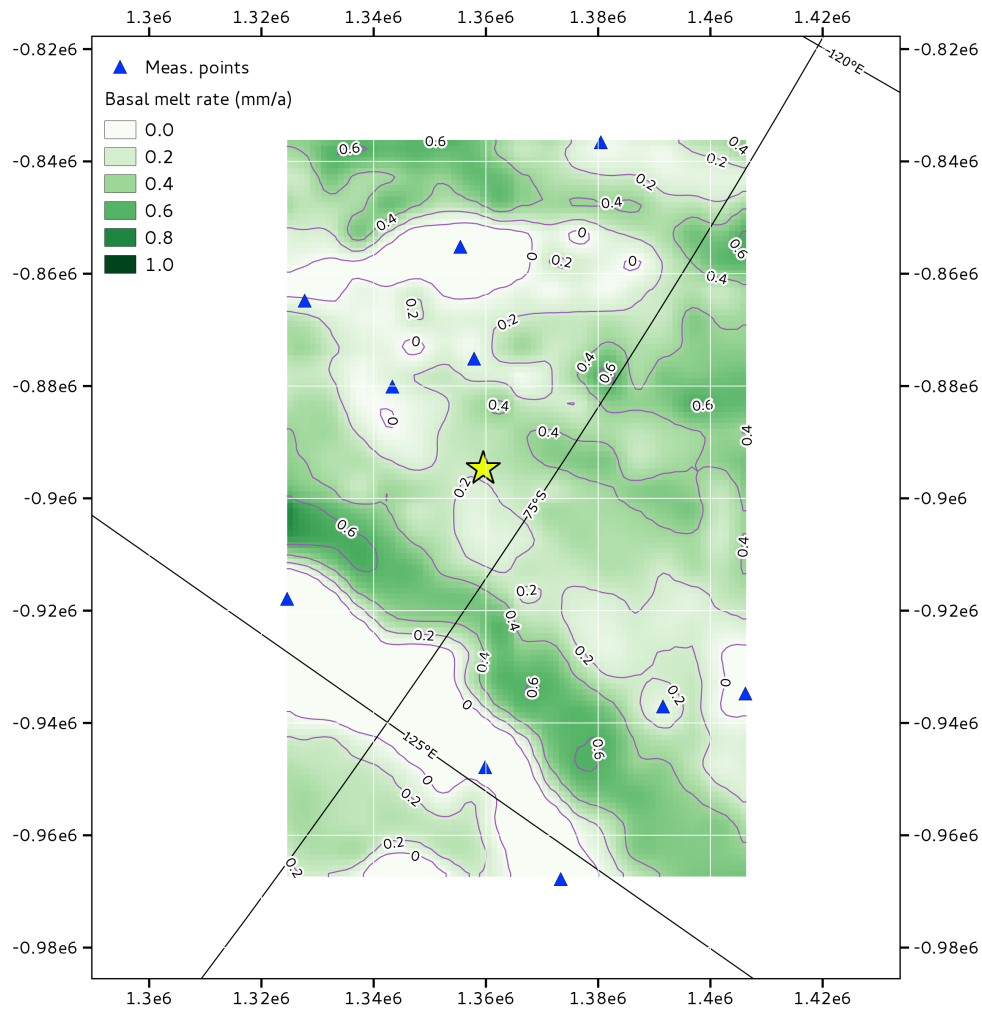


FIGURE 3.7 – Averaged past basal melt rate in mm a^{-1} , inferred from the emulating polynomial function with central values of Φ_g and p' . The ice thickness DEM is taken from the Bedmap 2 dataset (Fretwell et coauthors, 2013).

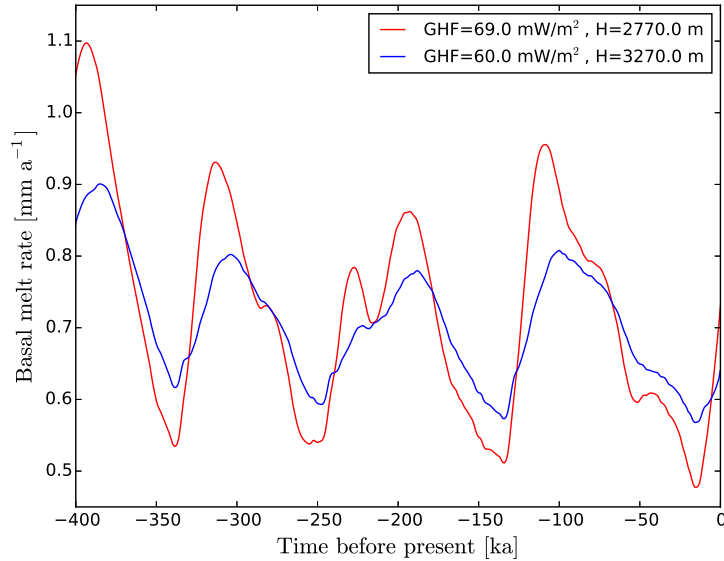


FIGURE 3.8 – Changes in the basal melt rate, depending on the ice thickness and on the geothermal heat flux.

Sensitivity tests

Next, we investigated the influence of climatic forcing, by running the model with different slopes of the isotopic thermometer. The results for the GF obtained using the inverse method shifted positively by 1.4 mW m^{-2} for $\alpha = 0.20$ and negatively for $\alpha = 0.13$. However, the average basal melt rate is changed by 0.1 mm a^{-1} in the reverse direction, so that the final difference in the inferred melt rate was only 0.04 mm a^{-1} (Table 3.2). Because parameter α affects both the derivation of the GF at the spots and the forward model melt rate, the two steps partly offset one another when producing the melt rate map.

For extreme values of the β coefficient (accumulation model), the GF results shifted positively by 0.3 mW m^{-2} for $\beta = 0.0138$ and negatively for $\beta = 0.175$. Like for α , the average basal melt rate shifted in the reverse direction by 0.01 mm a^{-1} , so that the final difference in the inferred melt rate was only 0.02 mm a^{-1} .

The accumulations reconstructed at the dome itself were spread equally across the whole region, whereas in practice spatial variations surely affect the surface accumulation rate around Dome C (Frezzotti *et al.*, 2005). The sensitivity of our model to a $\pm 10\%$ variation of the surface accumulation resulted in a $\pm 0.3 \text{ mW m}^{-2}$ difference for the GF, and to an opposite $\pm 0.08 \text{ mm a}^{-1}$ for basal melt rate. The final sensitivity of the basal melt rate was thus $\pm 0.05 \text{ mm a}^{-1}$. A higher accumulation rate results in a lower basal melt rate, which is expected.

Given that the expression of the pressure melting point is an unusual choice in glaciology (Eq. 3.5), the inverse method was reiterated with a more common value corresponding to saturated air in the ice ($T_m = 273.16 - 0.098 P$, Cuffey et Paterson, 2010) as a test. The inferred GF values were found shift by -0.6 mW m^{-2} compared to our expression. The results in terms of basal melting were not significantly affected by the expression of the pressure melting point,

TABLE 3.2 – Sensitivity of the GF (assessed from inverse runs, [mW m⁻²]) and basal melt rate (calculated with forward runs, [mm a⁻¹]) to input parameters α , β and a . As the final value of m depends on both the inverse run to determine Φ_g , and the forward run to compute the melt rate, the last column accounts for the sensitivity on the whole procedure (inverse+forward).

Parameter	Φ_g	m	Total on m
$\alpha = 0.13$	-1.4	+0.1	-0.04
$\alpha = 0.20$	+1.4	+0.1	+0.04
$\beta = 0.138$	+0.3	-0.01	+0.02
$\beta = 0.175$	-0.3	+0.01	-0.02
$a : -10\%$	-0.3	+0.07	+0.05
$a : +10\%$	+0.3	-0.07	-0.05

nor was the regional pattern of GF.

Forward mode : emulator of the critical ice thickness

One way to assess the performance of our model is to compare observed basal state (wet or dry, Zirizzotti *et al.* (2012)) with the model simulation for present time. For $p = 2$, we computed the (Φ_g, H_c) relation, corresponding to the present basal state, by sampling H_c between 2 700 m and 3 300 m. The two parameters are linked by the following empirical relation :

$$H_c = 1013272.4\Phi_g^2 - 170906\Phi_g + 9486.0 \quad (3.16)$$

This made it possible to compute the difference between critical ice thickness and the present ice thickness (Bedmap2), so that negative values correspond to melting areas, and positive values to melt-free areas. Our aim was to broadly mimic the wet/dry pattern in areas where no critical thickness had been measured (north of Dome C). To facilitate the comparison, we slightly tuned the imposed GF field, within the uncertainty range. The map in fig. 3.9 was built with $\hat{\Phi}_g^m - 1 \text{ mW m}^{-2}$.

Superimposed on the observed data, the model output shows that large-scale patterns of wet-dry areas were respected, especially on steep bed slopes (candidate B, C, D, and to a lesser extent candidate A). However, at certain points on these bed reliefs, there was a discrepancy between model outputs and observed data, but the gap in the critical thickness was often close to 0 m (D3, D5, D8, M3), meaning that a small change in GF forcing, or a better description of the ice thickness, would assign these particular points more accurately. The 1 km-resolution of the Bedmap 2 bedrock dataset (Fretwell et coauthors, 2013) smoothed the along-track subkilometric features detected by our RES survey.

The steeper the bed, the sharper the limit between melting and non-melting areas. In the central, flatter, part of the study area, the position of this limit was more blurred. As we were unable to assess the GF in that part of the study area using our method, it was interpolated. Despite the lack of constraints, several small-scale features are well mimicked (dry areas at I9, G-H8, wet areas at G9 and L7). Other regions were not attributed in agreement with observations (G6-7-8, H-I8), meaning that the GF is overestimated, probably up to 3mW m⁻², which is consistent with the uncertainties produced by our method (inversion and interpolation).

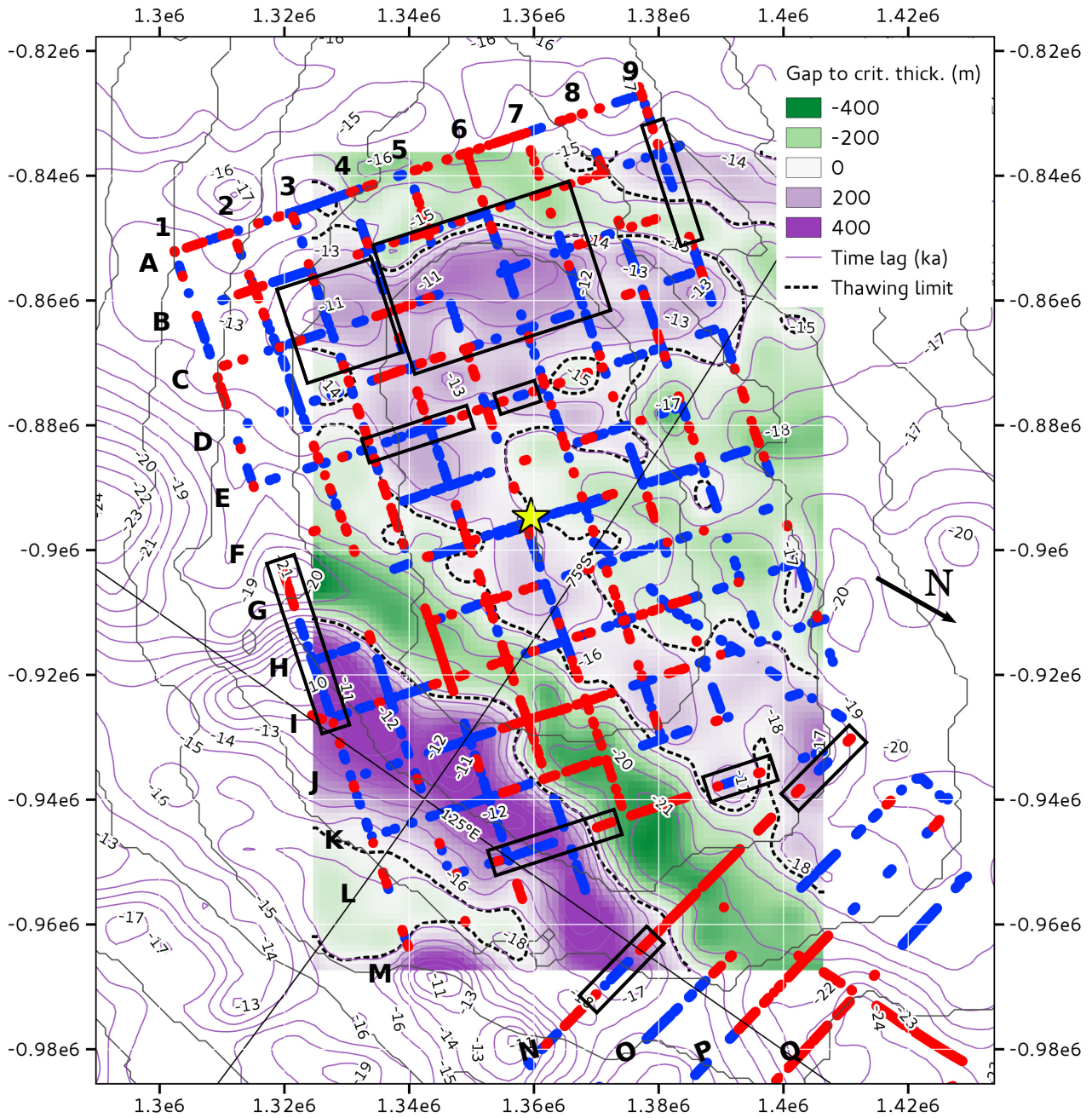


FIGURE 3.9 – Difference between emulated critical ice thickness and observed ice thickness, for $p = 2$ and $\Phi_g = \hat{\Phi}_g^m - 1 \text{ mW m}^{-2}$. The ice thickness DEM is taken from the Bedmap 2 dataset (Fretwell et coauthors, 2013). Isocontours show the time lag before the climatic signal to reach the bed.

The heat model allows easy detection of the very strong climatic signal of the LGM when it reaches the bed, and the corresponding time lag Δt for basal temperature appears to be linearly dependent on the ice thickness in the range 2700-3500 m by the following relation

$$\Delta t = 10H - 16610. \tag{3.17}$$

The isocontours of time lag Δt are simply parallel to the thickness contours, but enable a temporal interpretation of the wet/dry patterns (fig.3.9). Around 10 ka are required for the signal to reach the tops of bed reliefs, but almost twice that for 3400-m-thick ice. Hence,

considering the duration of deglaciation, depending on the ice thickness the thermal state of the basal ice may correspond to very different climatic periods.

3.1.6 Discussion

Consistency with published data and measurements

Our GF values are comparable to those inferred by Fox Maule *et al.* (2005) and Purucker (2013), but, because the uncertainties of their method are quite large, they cannot be considered as a reliable comparison. For the northern part of our study area, the relatively low values of GF ($\sim 50 \text{ mW m}^{-2}$ or less) are consistent with those estimated by Carter *et al.* (2009) at the same place, except on a bed relief (candidate D), where they found a positive heat flux anomaly and a high melt rate on its flanks ($\sim 2.5 \text{ mm a}^{-1}$). The heat anomaly was not induced with our method, since the GF is interpolated at this location. This shows that our method is reliable at locations where we do have an estimation of the critical thickness (corresponding to potentially interesting dry, low-reflective cold spots), and elsewhere at least describes a GF regional background. The GF field is also compatible with the values inferred by (Siegert et Dowdeswell, 1996) to model the temperature above subglacial lakes around Dome C ($41 - 58 \text{ mW m}^{-2}$). But their values were only minima compatible with ice at the pressure melting point, whereas the present work benefits from the dry areas detected by RES used as upper bounds constrains.

At the EPICA drilling site, we also computed an average melt rate of $0.32 \pm 0.25 \text{ mm a}^{-1}$, and this value seems to be slightly lower than, but yet consistent with the value of $0.56 \pm 0.19 \text{ mm a}^{-1}$ previously inferred by Parrenin *et al.* (2007a), with the inverse model used for dating the ice core. The range of possible basal melt rates inferred with our method seems sufficiently realistic to contain its effective local value, at a location where no observed critical thickness is yet available. The basal melt rate inferred for the different old-ice candidates, for which we had observations of H_c , is thus reliable.

Model assessment

Method validity Around Dome C, ice may flow over a hilly bedrock, and the velocity profile is not necessarily as smooth as a 1D synthetic shape function. However, the energy budget at the base of the ice actually depends on the total advection of cold from the top, not on small scale variations in the vertical velocity profile. Using a synthetic profile is just a convenient way to account for a realistic vertical advection of ice towards the bed, controlled by a single parameter, p .

Some of our confidence intervals are quite low (E4, E6, L7 and N8), one consequence of the tiny difference in altitude measured on fig. 3.1 between the highest wet points and the lowest dry points at a given spot. Since the correlation between ice thickness and reflectivity was weak, the confidence intervals at E4 and E6 are probably underestimated, and some local effects (e.g. small relief and GF variabilities) may not have been accounted for in this study.

We cannot exclude assignment errors in the dry points, if a small water film is present but was not detected. If so, we would only be able to assess a lower boundary for the GF. However,

the absence of detection of the meltwater likely means that the water film is very thin and the melt rate is very low. The average inferred GF would only be offset by a small amount, and the regional GF gradient would remain unchanged.

Sensitivity to parameters The sensitivity of our results to climatic forcing shows that the confidence interval on the GF at the 10 spots could be larger than presented so far, possibly by $\sim 2 \text{ mW m}^{-2}$. However, for the archiving process, the truly important parameter is the basal melt rate, which is much less sensitive. For example, a lower α corresponds to a lower inferred GF (inverse run), but the average melt rate is higher for the same GF (direct run). The latter compensates for two thirds of the effect of the former, so that the melt rates computed for the ten measurement spots are quite robust to our lack of knowledge on climate forcing.

As the present surface accumulation pattern shows a N-S gradient, we wonder if our GF gradient could be due to an artefact of our method, which does not account for the spatial variations in accumulation. The sensitivity of the GHF on the surface accumulation is less than a few tenths of mW m^{-2} so that, accounting for its spatial variations would not radically modify our results. Furthermore, we do not know if the pattern of accumulation over the glacial/interglacial periods remained s, so assuming its stability would result in unnecessary additional uncertainties.

Spatial variation in the GF field In our point-by-point method, there are no horizontal regularization constraints to make the GF realistic at a regional scale. Yet, the inferred heat flow at the ten spots reflects a certain spatial pattern, which is a good sign of plausibility. More fundamentally, at first order, we can explain a relatively complex pattern of wet/dry areas in a whole region with a single physical key (a smoothly-varying GF field) with no 2D water routing model, or horizontal heat transport depending on both ice flow and bedrock topography. This means that the main physical mechanisms have been taken into account, at least where it was possible to evaluate the critical thickness, on significant topographic features. Where the GF is interpolated, in flatter areas, the lack of constrains prevents us from really assessing the validity of the method, meaning that our method needs a sufficient hilly bedrock to be applied.

Of course, a higher-dimension ice flow and hydrological model, over a refined bedrock, would be necessary to go one step further to describe water variability in more detail, but more assumptions concerning the model parameters would also increase model uncertainties. The GF confidence intervals given for the surroundings of Dome C are now about five to ten times lower than those previously available. In the context of the oldest-ice project, we suggest that $\hat{\Phi}_g^m + 2\sigma_\Phi$ is a realistic upper boundary for the local GF value.

Lessons drawn for the oldest-ice research

Interpretation of the wet/dry pattern at the base of the ice The map of basal melt rate (averaged over the last 400 000 years) suggests that the old-ice candidates are melt-free across the glacial/interglacial periods. Conversely, the northern part of Dome C is generally a thawing area, whereas Zirizzotti *et al.* (2012) observed no presence of water, despite the local thick ice. In this region, the climatic signal of the last deglaciation did not reach the bedrock later than in regions of thinner ice (Fig 3.9, contour lines). Where the basal ice was cold at the

LGM, the pressure melting point has not yet been reached since the deglaciation signal has just reached the bed for the last ~ 2000 years. In places with thinner ice, the deglaciation signal is almost complete; if the basal ice is still cold today, one can infer it was also the case over the whole glacial/interglacial periods. Most of the always-cold areas could simply be detected by considering the present, cold, state of the basal ice, and how long since the LGM signal reached the bed. But our heat model is a more comprehensive approach, which provides additional information concerning the local value of the GF and the spatial extent of the cold spots.

Old-ice targets As expected, the regions where the basal ice is assumed to have been cold throughout the glacial/interglacial periods are the candidate A and the candidates B, C and D. These three last places may have a lower GF than candidate A and could be better places to exclude the possibility of basal melting. However, they are separated from the topographic dome by the Concordia trench. The deep ice that could be drilled at these locations likely crossed the trench, and the stratigraphy may have been affected by this topographically-disturbed region. Furthermore, the ice velocity is probably higher than over candidate A because of the steeper slope, and this may enhance basal disturbance. Given the confidence intervals, difference in GF at candidate A is not significant enough to make candidates B, C and D first choices, but they remain spots of great interest. Three-dimensional modelling will now be performed to study the regional ice flow towards these sites in more detail, using the basal melt rate computed in this study as an important input parameter.

Our study also suggests that a certain spot in the northern part of Dome C have a low enough GF to prevent basal melt at long time scales. As the ice is significantly thicker than at other previously considered candidate sites, very old ice could be retrieved with a much better resolution than elsewhere. Given that this hint of a low GF value is the result of only one observation, we wish to emphasize the importance of carrying out additional survey (e.g. ground/airborne radar) to check the validity of this suggestion.

Finally, the evolution of the benthic $\delta^{18}\text{O}$ past sea level proxy (Lisiecki et Raymo, 2005), and its similarity to the one of the EDC reconstructed temperatures, show that the mean air temperature at Dome C was probably $\sim 2\text{K}$ higher before -800ka than after. As a consequence, the mean basal melt rate was probably also 0.1mm a^{-1} higher. Even if we conclude this study with favorable statements, it should be borne in mind that basal ice perhaps underwent some melting on the tops and flanks of bed reliefs during the Mid-Pleistocene.

3.1.7 Conclusion

The geothermal heat flux is a poorly constrained geophysical parameter in Antarctica, despite its crucial influence on ice flow properties and old-ice archiving. Around Dome C, the available continental estimations are currently of limited benefit, and a more precise local estimation is lacking. Here we present a simple inverse method based on a 1D heat model, constrained by a previous amplitude analysis of RES echoes recorded at the ice/bedrock interface trying to distinguish wet and dry areas on the bed. Assuming that the GF is locally uniform, the presence of basal water is only a function of ice thickness. The critical ice thickness, for which the pressure melting point is reached today, is inferred from wet/dry thresholds used in the analysis of RES amplitude data (Zirizzotti *et al.*, 2012). The heat model accounting for the

whole history of the ice (changes in temperature, in accumulation and in ice thickness), was inverted for this critical thickness, to retrieve the value of the GF and of the time-averaged basal melt rate for ten spots around Dome C.

Our method is valid in dome areas where horizontal advection and diffusion can be neglected, but its principle could also be adapted for other regions with a more complex physical model. However, it assumes that the origin of the observed basal water is local, and is thus better suited for flat regions, where there is no upwards water transport on the bed reliefs. In places where horizontal ice flow is significant, deformational heat should be taken into account in the energy balance of the ice.

Furthermore, we show that the ice thickness plays a dual role. Of course, on average, it limits the diffusion heat towards the surface and increases basal melting. But in a changing climate, it lags behind temperature forcing, so that the base of a thin layer of ice is more sensitive to climate change, while the base of a thick layer of ice has just begun to be concerned by deglaciation and may still be cold today. Hence, as the LGM was one of the coldest climatic conditions ever recorded, the lag effect of the ice thickness must be taken into account to correctly interpret basal conditions today.

The interpolated map of the GF shows a regional gradient, oriented north-south. Where no critical thicknesses have been measured, the GF values are consistent with the pattern of dry and wet points, particularly in the northern region, which appears to be dry today, and hosts one potential old-ice site. All the previously considered old-ice candidates are very likely cold-based, or to have undergone very little basal melting. The uncertainty at the old-ice targets on the local GF is dramatically reduced compared to previous estimations made at a continental scale. Our model reveal spatial variations in the basal melt rate in the Dome C region, which is a helpful and realistic boundary condition for future 3D ice-flow modelling. More specifically, over the candidate A site, a recent steady state model assimilated radar isochrones to invert the value of Φ_g and p , and computed the basal age of the ice (Parrenin *et al.*, 2017). It confirmed the melt-free areas, giving us confidence that ice as old as 1.5 million year can be retrieved near Dome C.

3.2 Validation du modèle : profil de température EPICA

Profil de température On peut vérifier la pertinence de l'utilisation du modèle 1D pour décrire correctement le champ de température en comparant le profil de température du forage EPICA de Dôme C avec celui issu de simulations 1D. La simulation qui minimise l'écart entre températures observées et modélisées est obtenue pour $p = 5.6$ et $\Phi_g = 0.057 \text{ mW m}^{-2}$ (fig.3.10). L'écart quadratique moyen est de 0.177K, le modèle ayant tendance à sous-estimer la température de la glace profonde (jusqu'à -0.3 K), et à la surestimer en surface (jusqu'à $+0.2 \text{ K}$, fig. 3.11). Tout se passe donc comme s'il y avait trop d'advection verticale en profondeur mais pas assez en surface. Des résultats quasi-identiques peuvent être obtenus pour une valeur de p plus basse ($p = 2.3$, Parrenin *et al.*, 2007b), en augmentant l'accumulation de 10%. L'écart aux observations ne peut donc pas être imputé simplement à un problème de paramétrage, mais plutôt à la forme de profil utilisé, qui a systématiquement tendance à trop amincir les couches de surface. On peut émettre l'hypothèse que la moitié haute de la colonne

de glace correspond essentiellement à la dernière période glaciaire (fig. 3.11, droite), i.e. la glace correspondante a été déposée sous une température plus froide que la moyenne des derniers 800 000 ans. En conséquence, la glace de cette période a été comparativement plus visqueuse, donc moins déformable : pour une contrainte donnée, une différence de 1 K correspond à une variation de 14% de viscosité. Le profil de vitesse utilisé ne peut tenir compte de cet effet non stationnaire.

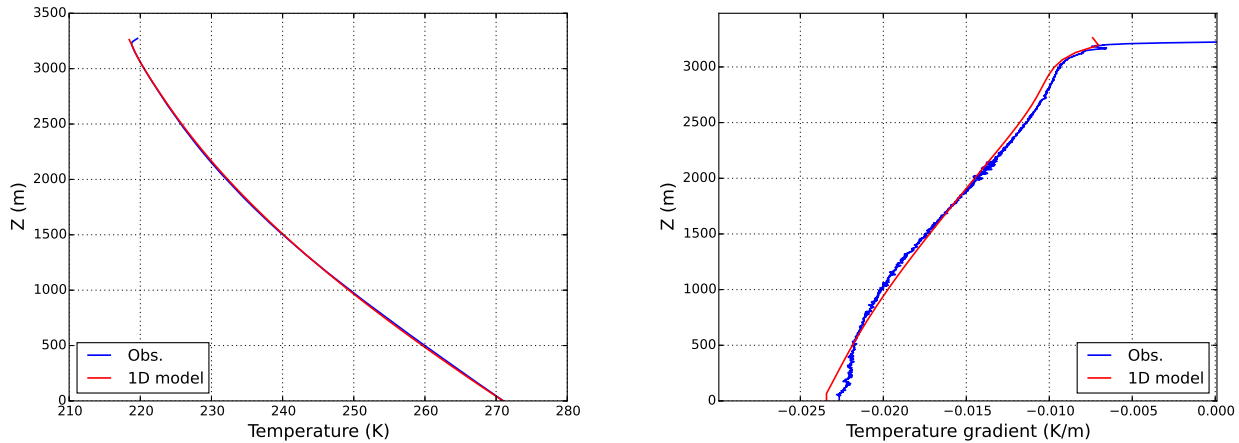


FIGURE 3.10 – Gauche : profil de température (gauche) et du gradient de température (droite) au forage EPICA. Bleu : observations, rouge : simulation 1D.

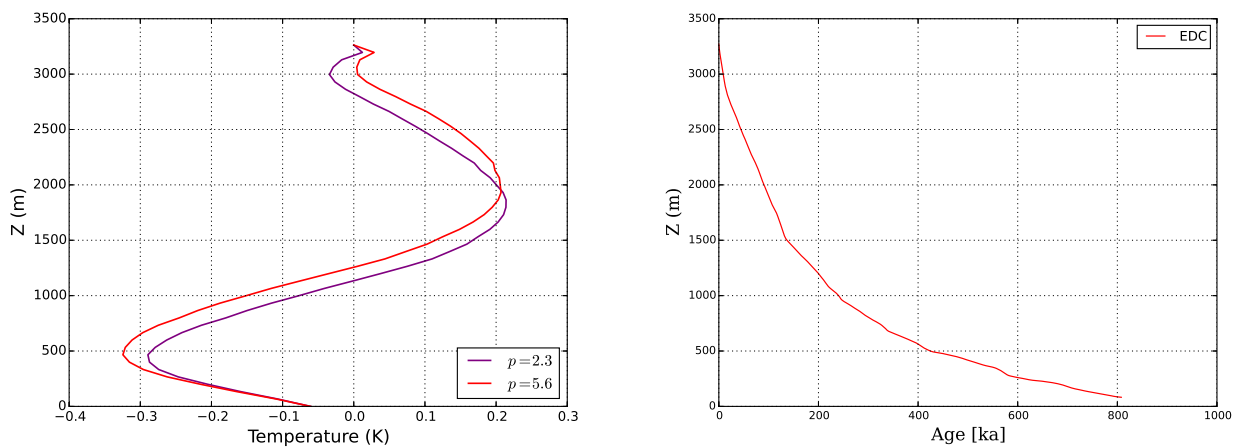


FIGURE 3.11 – Gauche : écart de température aux observations pour deux valeurs de p et des valeurs d'accumulation différentes. Droite : profil d'âge EDC.

Gradient vertical de température La forme générale du profil de gradient de température est globalement bien reproduite, de la surface vers le socle. Le modèle transitoire permet de décrire le changement de convexité en surface et la forme arrondie du profil, dus à la dernière déglaciation. Le profil de gradient de température observé présente par contre un changement de convexité près du socle qui est *a priori* surprenant. En effet, le champ de température en profondeur évolue lentement, et est donc dans un état proche de la stationnarité. En état stationnaire, et en négligeant la dépendance de la conductivité thermique K à la température, on a :

$$\frac{K}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = u_z \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.18)$$

Or $\frac{\partial T}{\partial z} < 0$ et en général $u_z < 0$. Donc $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} > 0$ et $\frac{\partial T}{\partial z}$ est une fonction uniformément croissante en z . Donc l'équation (3.18) indique que la fonction $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ est uniformément décroissante en z , c'est-à-dire que $\frac{\partial T}{\partial z}$ est une fonction concave; c'est ce qui serait attendu près du socle. C'est d'ailleurs effectivement le cas avec le profil simulé par le modèle 1D. Ce changement de convexité est donc la trace d'une source de chaleur qui n'est pas prise en compte dans le modèle. Pour interpréter complètement le profil de température, il faudrait donc tenir compte des termes d'advection ou de diffusion horizontaux, ou bien d'un terme source (production de chaleur par déformation ou par regel), ou encore considérer un profil de vitesse autorisant $u_z > 0$ en près du socle.

Validité de l'utilisation du modèle 1D Les résultats précédents montrent que l'utilisation d'un profil synthétique 1D est capable de rendre compte du profil de température mesuré. Les écarts aux observations reportés ci-avant sont petits par rapport aux autres incertitudes du modèle 1D inverse (épaisseur critique, valeur de p). Les variations majeures dont on doit tenir compte dans la résolution du problème inverse sont bien décrites grâce au caractère transitoire du modèle.

3.3 Conclusion

Le flux géothermique est le paramètre le plus mal connu, eu égard à l'influence qu'il a sur l'âge basal. Contraindre sa valeur était donc d'une très grande importance dans le cadre de la recherche de glace ancienne. La méthode que nous avons développée utilise des observations radar, discriminées selon la force de l'écho réfléchi sur le socle humide ou sec, et a permis d'établir les variations spatiales de flux dans la région, mais également celles de la fusion basale, qui est le paramètre effectivement important dans la recherche de glace ancienne. De plus on a pu intégrer dans la méthode le caractère transitoire du forçage climatique, à partir de l'instantané que représentent les mesures actuelles.

La possibilité de fusion basale sur les hauteurs du socle semble peu probable au cours du dernier million d'années, ce qui est de très bon augure pour la conservation de la glace ancienne. Toutefois, même en l'absence de fonte basale, il n'est pas garanti que la glace de 1.5 Ma ait une résolution suffisante ou se trouve suffisamment haute pour ne pas subir les perturbations dues au socle sous-jacent. Ces éléments pourront être évalués à l'aide d'un modèle résolvant les équations de la mécanique. Les deux prochains chapitres présentent chacun une approche différente. D'abord un modèle bidimensionnel, qu'on souhaite pouvoir appliquer au cas particulier de la crête de Dôme C (chapitre 4). Ensuite un modèle tridimensionnel, qu'on utilisera pour décrire les trajectoires empruntées par la glace et les contraintes qu'elle a subies (chapitre 5).

Modèle thermomécanique 2.5 D

L'utilisation d'un modèle en trois dimension est très coûteux en temps de calcul, qui augmente d'un à deux ordres de grandeur par rapport à un modèle en deux dimension. Les conditions de bords sont également beaucoup plus faciles à traiter en 2D. Les modèles en deux dimension présentent également un autre avantage, celui de pouvoir envisager l'assimilation de données isochrones (lignes radar) dans le modèle, par le biais d'un modèle adjoint par exemple. Cette assimilation serait beaucoup plus difficile à réaliser en trois dimension, à cause du coût de calcul en 3D.

On considère ici la ligne d'écoulement située sur le dôme secondaire (Petit Dôme C, fig 2.1). La surface de la glace présente à cet endroit une relative symétrie de part et d'autre de cette ligne. L'utilisation d'un modèle 2D paraît donc adaptée aux conditions d'écoulement. Par contre, les équations 2D sous-entendent que la largeur du tube est uniforme le long de l'écoulement ; or du fait de la position particulière de la ligne d'écoulement, le long d'une crête, le tube de courant voit sa largeur varier. On va donc dériver les équations de conservation 3D en introduisant comme paramètre la largeur du tube W (modèle 2.5D), ou plus simplement le rayon de courbure R des lignes de niveau, ces deux grandeurs étant reliées (Reeh, 1988).

L'utilisation d'un modèle 2.5D repose sur des hypothèses concernant les conditions d'écoulement, en particulier que la direction du flux de glace en surface est identique à celle du flux de glace en profondeur. De plus la détermination du rayon R n'est pas univoque : elle dépend de la fenêtre d'analyse choisie pour calculer la courbure. Cette sensibilité est d'autant plus forte que la courbure est forte. On verra que dans la zone choisie la forme régulière du terrain nous affranchit partiellement de cette difficulté. De plus, dans le cas d'une crête très marquée comme celle du Dôme C, le tube de courant d'un tube de glace s'écoulant sur la crête diverge très fortement (fig. 4.1). Pour un tube de largeur unité en aval, le tube est extrêmement fin à l'origine.

Toutefois, aucune hypothèse n'interdit formellement l'utilisation d'un tel modèle dans un cas de forte divergence, mais l'expérience pratique montre qu'ils ne sont *a priori* pas favorables,

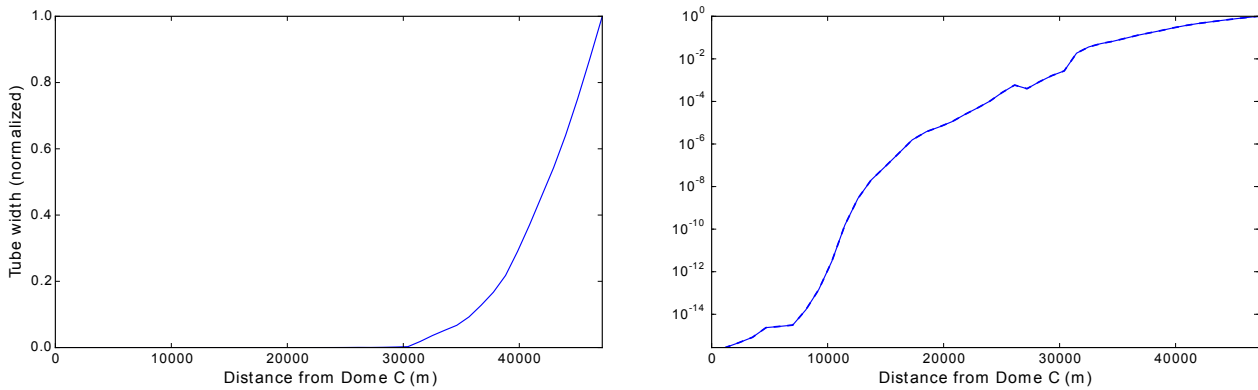


FIGURE 4.1 – Élargissement du tube de courant le long de la crête allant vers Vostok, calculé à l’aide du MNT ICESat (droite : échelle logarithmique verticale).

le champ de vitesse calculé n’étant pas physiquement réaliste. Nous devons donc évaluer le domaine d’application des modèles 2.5D dans les cas de tubes divergents, étude qui a fait l’objet d’une publication dans *Geoscientific Model Development*, reproduite ici dans son intégralité.

4.1 Article : Performance and applicability of a 2.5D ice-flow model in the vicinity of a dome

Passalacqua, O., Gagliardini, O., Parrenin, F., Todd, J., Gillet-Chaulet, F., and Ritz, C. : Performance and applicability of a 2.5-D ice-flow model in the vicinity of a dome, *Geoscientific Model Development*, 9, 2301–2313, 2016.

Abstract Three-dimensional ice flow modelling requires a large amount of computing resources and observation data, such that 2D simulations are often preferable. However, when there is significant lateral divergence, this must be accounted for (2.5D models), and a flow tube is considered (volume between two horizontal flow lines). In the absence of velocity observations, this flow tube can be derived assuming that the flow lines follow the steepest slope of the surface, under a few flow assumptions. This method typically consists of scanning a digital elevation model (DEM) with a moving window, and computing the curvature at the center of this window. The ability of the 2.5D models to account properly for a 3D state of strain and stress has not clearly been established, nor their sensitivity to the size of the scanning window, and to the geometry of the ice surface, for example in the cases of sharp ridges. Here, we study the applicability of a 2.5D ice flow model around a dome, typical of the East Antarctic plateau conditions. A twin experiment is carried out, comparing 3D and 2.5D computed velocities, on three dome geometries, for several scanning windows and thermal conditions. The chosen scanning window used to evaluate the ice surface curvature should be comparable to the typical radius of this curvature. For isothermal ice, the error made by the 2.5D model is in the range 0-10% for weakly diverging flows, but is 2 or 3 times higher for highly diverging flows and could lead to a non-physical ice surface at the dome. For non-isothermal ice, assuming a linear temperature profile, the presence of a sharp ridge makes the 2.5D velocity field unrealistic. In

such cases, the basal ice is warmer and more easily laterally strained than the upper one, the walls of the flow tube are not vertical, and the assumptions of the 2.5D model are no longer valid.

4.1.1 Introduction

Computing performance has continued to increase through the last decade, and 3D numerical simulations that could not be performed a few years ago are nowadays affordable. In particular, the Stokes equations can be solved on large 3D datasets (e.g., Gillet-Chaulet *et al.*, 2012), such that the complete state of stress is accounted for. Nevertheless, two-dimensional (x, z) models are still very useful, since they are easier to handle, the computing time is at least two orders of magnitude less, and they need fewer observations to describe the boundary conditions. Two-dimensional models assume to be unchanging in the transverse direction, such that they apply well when the topography is always the same in the missing y -direction. This is a reasonable assumption for the case of large ice streams, or on the flanks of a symmetric ice-cap (e.g., Martín *et al.*, 2006). Under this assumption, the ice undergoes a strain in a vertical plane only, and all the components of strain in the transverse direction vanish (*plane strain* case).

In this study, we describe the volume between theoretical stream lines as a "flow tube". (fig. 4.2, red lines). If the ice flow is locally converging or diverging, 2D models are no longer valid, as they do not conserve the mass in this case, and cannot account for lateral mechanical stresses imposed by the width variations of the flow tube. For example, Sergienko (2012) showed that the 2D (x, z) models could not account for the flow of ice on a bumpy bed, because they consider no lateral variability, and recommended to use such models on a width-averaged topography. It is however possible to account for variations in the width of the flow tube in the model, and still express the equations with (x, z) coordinates only (Reeh, 1988); we hereafter call these models 2.5D models. Under a few flow assumptions (the bed elevation varies slowly in the transverse direction, the walls of the flow tube are vertical, the lateral curvature of the flow line is small), such models represent an improvement on 2D models because they account for lateral variability, while maintaining the computational speed which full 3D models lack.

A particularly simple case is that of an axisymmetric circular dome, where the width of the flow tube increases linearly along the flowline. In any other case, there are several possible methods for determining the width of the flow tube. At a large scale, the ice velocity can be determined via interferometric synthetic-aperture radar data (Rignot *et al.*, 2011), but this is only reliable when ice velocity is large compared to the associated error. In the interior of ice sheets, where the ice velocity is low, velocity measurements can be made using stake monitoring. If correctly positioned, the direction and position of the stakes may give the width of the flow tube (Waddington *et al.*, 2007). Without any available velocity observations, the only possibility is to use a digital elevation model (DEM) describing the shape of the surface. The velocity measurement method is preferable when possible, since the ice does not always flow perpendicular to the surface contour lines. However, along a divide, or along the centre line of a drainage basin, the longitudinal surface velocity reaches its minimum or its maximum value compared to the lateral surroundings; moreover, if the flow line has a slight horizontal curvature, the horizontal shear strain rate can be neglected (Reeh, 1988). The ice velocity is then oriented along the steepest surface slope and the curvature of the surface contour lines

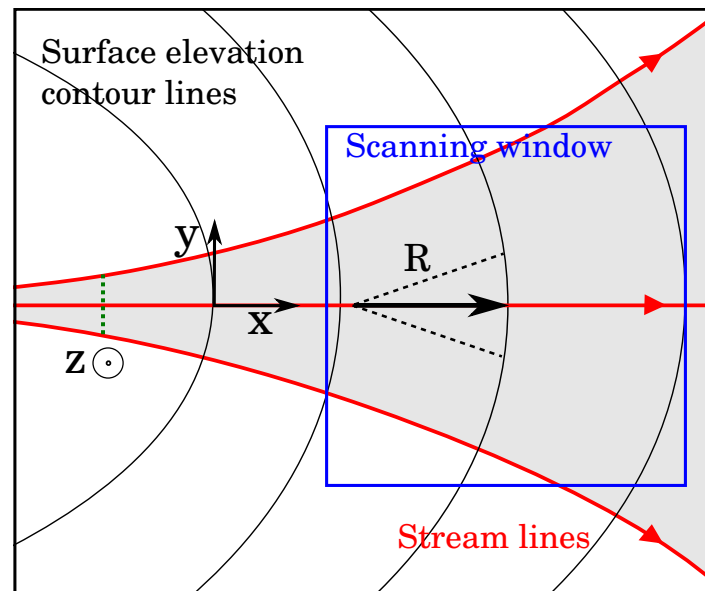


FIGURE 4.2 – The x -axis is taken along the ridge stream line, and the y -axis tangent to the surface elevation contour. The scanning window is used to determine the value of R in its center. Lateral stream lines are represented to show the non linear widening of the flow tube in this particular case, and the corresponding accumulation surface is colored in gray.

linked to the width of the flow tube; for a dome or a two-dimensional ridge, determining the curvature of the surface contour line is sufficient to describe the widening of the flow tube. In this case, to determine the local curvature of a surface, the neighborhood of each point of a DEM is approximated via interpolation. The size of this neighborhood (scanning window) can be freely chosen, but no objective criteria are currently available to make this choice. This approach has been used to compute the surface curvature of an ice sheet (Rémy et Minster, 1997; Rémy *et al.*, 1999) but the size of the scanning window was not discussed. Due to the noise affecting the DEM and to the regional curvature, the local computed curvature may be ambiguous.

The 2D models that account for the width of the flow tube vary in the complexity of their physics and their underlying assumptions (e.g. Martín *et al.*, 2009b; Koutnik et Waddington, 2012; Sergienko, 2012). The 2.5D model proposed by Reeh (1988) assumes that the streamlines are perpendicular to the surface contour lines (fig. 4.2), so that the mass conservation equation directly depends on the radius of curvature of the surface contour lines (here called R). The model imposes a vertical profile for the horizontal velocity, by the use of a shape function, and the momentum conservation equation was thus not given for any case. This vertical profile is assumed to be unchanging through the x -direction (column-flow model). Later on, Hvidberg (1996) improved upon this approach by setting the stress equilibrium equations without any assumption on the shape of the velocity field. Additionally, when considering a width-varying flow tube, the heat equation should be modified as well, but only few authors have considered this as necessary for their purpose (Schøtt Hvidberg, 1993; Hvidberg, 1996; Pattyn, 2002).

Different authors have used the modelling approach proposed by Reeh (1988), or similar ones, at different scales and for various geometries : for example, mountain glacier (Salamatin *et al.*, 2000; Pattyn, 2002), ice-sheet domes (Reeh et Paterson, 1988; Hvidberg *et al.*, 1997a), ice-sheet ridges (Hvidberg *et al.*, 2002) or even for the whole Greenland (Reeh *et al.*, 2002). The shape

and size of the ice bodies are quite diverse, but unfortunately the validity of the 2.5D approach, and its assumptions, for these different cases has received little attention. In particular, the transverse deformation of the ice is assumed to be constant through depth (i.e. the walls of the tube are vertical), which may depend on the surface geometry. Furthermore the error in the computation of R is only discussed by Hvidberg *et al.* (1997b), who estimated the error in the calculation of R to be 15 %, and Hvidberg *et al.* (2001) by about 50 %. The method used to measure R is not detailed either, and we doubt that its influence is negligible.

No assumptions of the 2.5D model specifically prohibit its use for a highly diverging tube. However, (Reeh, 1989) determined that the model was incapable of handling such a flow regime, but this was established for a model assuming a constant horizontal velocity profile. Furthermore, Reeh (1989) accounted for the spatial evolution of R with a simple linear model, based on the surface observation. These considerations suggest that domain of applicability of 2.5D models with regards to flow divergence and surface geometry remains to be determined.

As a consequence, the applicability of the 2.5D model should particularly be examined on dome geometries, where simple 2D models would be unable to account for flow divergence. The flow tubes may widen by several orders of magnitude on a few tens of kilometers, especially on the sharpest ridge of the dome. The goal of this study is to perform several comparisons between 2.5D and 3D models, for various dome geometries and temperature conditions, to answer the following questions :

1. What is the error associated with the computation of R from the DEM ? This geometric error depends largely on the size of the scanning window.
2. How well can a 3D state of stress be accounted for by the single parameter $R(x)$ along the flow line ? This is related to the inherent error of the 2.5 model and its underlying assumptions.

To investigate the performance of the 2.5D model, we compare the velocity fields resulting from the 2.5D and 3D models, the latter being taken as a reference. To our knowledge, no such a systematic comparison between the results of 3D and 2.5D models has been carried out. As such, we hope the present study will guide future research using 2.5D models in different scenarios. In the following, we present the equations of the 3D- and the 2.5D model. We then run the simulations on several domes of different shapes : a circular one (axisymmetric), a slightly elongated one, and a very elongated one. We first consider the isothermal case, before moving on to investigate the effects of temperature.

4.1.2 Description of the 3D model

In future work, we hope to investigate a small dome on the East Antarctic plateau. As such, we presently consider a synthetic case with similar geometric and thermal conditions.

Geometry and mesh

In order to investigate the influence of flow divergence, we model a ridge of a dome, as this results in significant divergence. We perform the present model comparison on a synthetic geometry which consists of a 15 km-radius domain, whose shape is a quarter of cylinder only, for reasons

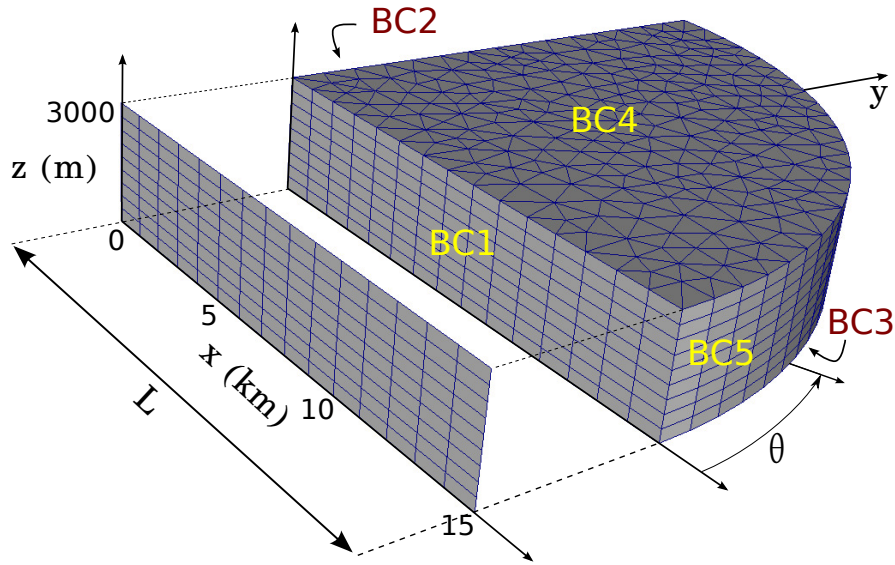


FIGURE 4.3 – View of the two meshes used in this study. For each run, the 2D mesh is extracted from the geometry of the steady state solution of the 3D simulation. BC1 to BC5 refer to the 5 boundary conditions of the 3D case.

of symmetry. The initial thickness of the ice is 3239 m at the summit, the mean surface slope is around 0.6/1000 and the underlying bed is flat. The space coordinate is a (x, y, z) cartesian system.

The 3D mesh is horizontally unstructured and vertically extruded on 10 levels. The horizontal mean spacing between the nodes is 1 km (fig. 4.3).

Mechanical model

Conservation equations We denote the velocity vector \mathbf{u} , with components $(u_x, u_y, u_z)^t$. The stress and strain rate tensors are denoted $\boldsymbol{\sigma}$ and $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ respectively, and their components, σ_{ij} and $\dot{\epsilon}_{ij}$. The deviatoric part of $\boldsymbol{\sigma}$ is denoted $\boldsymbol{\tau}$, and its components, τ_{ij} . The 3D mechanical model consists of a Stokes problem for incompressible ice of density ρ , in which the mass and momentum conservations equations are written

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (4.2)$$

where \vec{g} is the gravitational acceleration vector. The values of the different parameters are given in Table 4.1. The ice is assumed to deform following Glen's generalized flow law (Glen, 1958) :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A(T) \tau_e^{n-1} \tau_{ij} \quad (4.3)$$

where τ_e is the second invariant of $\vec{\tau}$. We choose a value of $n = 3$. The rate factor $A(T)$ non linearly depends on temperature, following an Arrhenius law (Cuffey et Paterson, 2010),

reflecting the fact that warm ice is softer. In Antarctica, the temperature range between the surface and the bottom can be large, and the pressure melting point is frequently reached at the bedrock. As a consequence, the viscosity of the upper ice can be two orders of magnitude larger than near the bedrock. To study the influence of the temperature T (expressed in kelvin) on the performance of our 2.5D model, we first consider isothermal ice at 245 K, and then a non-isothermal ice, for which $T(z) = 270 - 50 \cdot (z - b)/(s - b)$, where s and b are the elevation of the surface and the bedrock, respectively. This linear temperature profile is simple but realistic enough to show the effect of a warmer ice at the bottom. For convenience, and as the bed is flat, $b = 0$ in the following experiments.

TABLE 4.1 – Description and values of the model parameters.

Parameter	Variable	Value	Unit
Accumulation rate	a	0.04	m/a
Flow line length	L	15000	m
Downstream width	W_L	1	m
Flow law exponent	n	3.0	
Initial max. ice thickness	$\max(s)$	3239	m
Ice density	ρ	917	kg/m ³
Mean surface slope		0.6 / 1000	

Boundary conditions Since the 3D mesh is a quarter of a cylinder, the conditions have to be set on 5 different boundaries, numbered from BC1 to BC5 (fig. 4.3). We consider a frozen ice at the bed and no flow through the lateral boundaries (symmetry condition). Considering no sliding at the bottom and neglecting the atmospheric pressure at the surface, the boundary conditions are written as follows :

$$BC1 : \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}|_{y=0} = 0 \quad (4.4)$$

$$BC2 : \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}|_{x=0} = 0 \quad (4.5)$$

$$BC3 : \mathbf{u}|_{z=0} = \mathbf{0} \quad (4.6)$$

$$BC4 : \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}|_{z=s} = 0 \quad (4.7)$$

where \vec{n} is the outward facing normal vector on the surface. Since the surface (BC4) is left free, a kinematic boundary condition for the surface $s(x, y, t)$ has to be solved as well :

$$\frac{\partial s}{\partial t} + u_x \frac{\partial s}{\partial x} + u_y \frac{\partial s}{\partial y} = u_z + a \quad (4.8)$$

where a is the accumulation rate. The velocity boundary condition on BC5 is set to control the shape of the steady-state dome. The method to create an elongated dome is similar to that of Gillet-Chaulet et Hindmarsh (2011), in which the shallow ice approximation is used to prescribe a profile of horizontal velocity at the boundary. As such, BC5 is not a physical boundary, but it allows the domain to be reduced to a reasonable extent. The velocity vector is oriented along the surface slope, and pointing outwards. It is variable with depth to the power

$n + 1$ and vanishes at the bed. Its norm is tuned depending on its orientation, so that the shape of the dome can be elongated in one preferred direction (fig. 4.4) :

$$u_x = \bar{\omega} \frac{2 \cos \theta}{\alpha} \frac{(n+2)}{(n+1)} \times \left(1 - \left(1 - \frac{z}{s} \right)^{(n+1)} \right) \quad (4.9)$$

$$u_y = \bar{\omega} \frac{2(\alpha-1) \sin \theta}{\alpha} \frac{(n+2)}{(n+1)} \times \left(1 - \left(1 - \frac{z}{s} \right)^{(n+1)} \right) \quad (4.10)$$

where θ is the angle to the edge of the domain, and α a shape parameter controlling the elongation of the dome. The following results will correspond to a stabilized steady-state geometry, for a uniform and constant accumulation a in time and space. To do so, the output mean velocity $\bar{\omega}$ is tuned to balance the surface accumulation, so that it can be expressed as

$$\bar{\omega} = \frac{a \cdot \Sigma}{W_L \cdot s} \quad (4.11)$$

where Σ is the surface area of the accumulation zone on the top boundary (gray area in fig. 4.2), and W_L the width of the ice flow at the downstream position $x = L$. In this particular case, Σ and W_L are simply equal to 1/4 of the dome surface and dome perimeter, and L is the radius of the dome. Three different values were taken for the shape parameter α : 2 (axisymmetric case, circular geometry), 3, and 6 (fig. 4.4). The axisymmetric domain will test the performance of the model for a perfectly known case. The latter two cases will test the ability of the model to account for divergence of varying magnitudes.

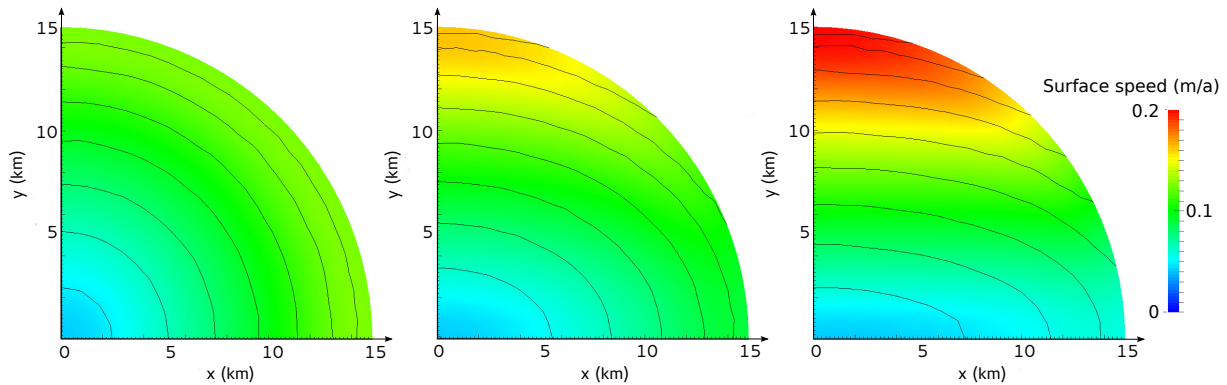


FIGURE 4.4 – The three domes stabilized at steady state : surface contour lines (spacing : 1 m), and surface speed (m/a) for $\alpha = 2$ (left), $\alpha = 3$ (middle) and $\alpha = 6$ (right).

4.1.3 Description of the 2.5 D model

The coordinate system used by Reeh (1988) is a curvilinear coordinate system with right-handed oriented coordinate axis. The x -axis is oriented along the flow line, the z -axis is vertically oriented, and the y -axis is transverse to flow, and tangential to a surface contour line. As we only consider here straight flow lines (linear ridge of an ice divide), the coordinate system is locally cartesian (fig. 4.2). We refer to the 2.5D model in the (x, z) coordinate system. We now recall the assumptions made by Hvidberg (1996), partly inherited from Reeh (1988).

1. The flowlines are perpendicular to the surface contour lines.
2. The direction of the horizontal velocity components are constant with depth, which implies that the walls of the flow tube are vertical.
3. There is no shear stresses on the vertical boundaries defined by the flow tube.
4. The ice deforms according to Glen's flow law.

These assumptions together mean that the surface horizontal strain is transferred to the bottom, so that the surface contour lines and the horizontal velocity in the flow direction impose the transverse stresses. Such assumptions are reasonable in the center of an ice-sheet for a slowly varying bed (Reeh, 1988). If the bedrock spatial variations are too steep, they will warp the ice free surface so that the velocity at the base may not be parallel to the velocity at the surface (Schøtt Hvidberg, 1993; Sergienko, 2012).

Geometry

The 2D domain is taken as a vertical slice of the 3D domain, on one of its lateral boundaries (fig. 4.3). The dome being elongated, we will run the 2.5D model along the sharpest ridge of the 3D dome ($y = 0$) or perpendicular to it ($x = 0$).

Mechanical model

We denote the width of the considered flow tube $W(x)$. The radius of the surface contours lines $R(x)$ is taken positive for diverging flow and negative for converging flow. In this model, the assumption (2) implies that W has no dependence on z , so that geometrical considerations show that $W(x)$ is directly linked to $R(x)$ by

$$\frac{1}{R(x)} = \frac{1}{W(x)} \frac{\partial W}{\partial x} \quad (4.12)$$

An axisymmetric dome leads to the simple relations $R(x) = x$ and $W(x) \propto x$. If the flow tube is diverging more than the axisymmetric flow (on a ridge for example), the corresponding tube surface is narrowed *for a given output width*, and leads to lower output velocities.

The following sections present the equations of mass and momentum conservation, modified to account for the divergence of the tube. As the velocity field mainly depends on the input/output balance, some authors only conserve the mass (e.g., Parrenin *et al.*, 2004; Todd et Christoffersen, 2014), but not the momentum; this approach can in particular be sufficient for a vertically-integrated model (Hvidberg *et al.*, 1997b). Other authors do not modify the Stokes equations at all, but instead add an extra-surface mass balance term (Cook *et al.*, 2014) which depends on the divergence of the tube. This approach has the advantage of simplicity and results in a correct output flux, but neglects the true horizontal advection of the ice. However, this can be justified for ice sheet margins, where the ice mainly undergoes sliding. For all these mass-only conservation models, the normal lateral stress of the surrounding ice is not accounted for, since the force equilibrium is not properly modified.

Mass conservation At the ice divide, the velocity component v and its spatial derivatives vanish for reasons of symmetry, so that there is no dependence of the strain rates on the transverse coordinate. Under the above assumptions and considering a flow tube of width $W(x)$ (and corresponding radius $R(x)$), the normal strain rates in the curvilinear system are then written (Jaeger, 1969, p. 45) :

$$\dot{\epsilon}_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}; \dot{\epsilon}_{yy} = \frac{u_x}{R(x)}; \dot{\epsilon}_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (4.13)$$

If the flow tube has a constant width, the value of R is infinite and the equation correspond to the plane strain case. For the more complete form of these expressions, see the discussion of Reeh (1988). The mass conservation then follows :

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{u_x}{R(x)} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (4.14)$$

Momentum conservation For a straight flowline, the horizontal shear strain rate is written (Reeh, 1988) :

$$\dot{\epsilon}_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} - \frac{u_y}{R(x)} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \quad (4.15)$$

Along a divide between drainage basins, u_y vanishes and u_x attains a local maximum so that $\partial u_x / \partial y = 0$. In this particular case, there is no horizontal shear strain, and the only non-zero components of strain are the normal ones and the vertical strain rate $\dot{\epsilon}_{xz}$. For dome geometries, Schøtt Hvidberg (1993) shows that the curvilinear coordinate system is equivalent to a cylindrical coordinate system distorted in the y -direction, for which the radius of curvature $R(x)$ describes the local distortion. The force equilibrium equations, expressed in the (x, z) cartesian coordinate system, are inherited from their formulation in cylindrical coordinates, and are written (Hvidberg, 1996; Jaeger, 1969, p. 123) :

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{R(x)} = 0 \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{xz}}{R(x)} = \rho g \quad (4.17)$$

where σ_{yy} is known in terms of u_x and $R(x)$ (Eqs. (4.3) and (4.13)).

Boundary conditions The boundary conditions are inherited from the 3D case : no sliding, free surface, vanishing velocity at the ice divide and an imposed horizontal velocity profile downstream. Note that the value of the mean output velocity \bar{w} directly depends on Σ , which is now given by

$$\Sigma = \int_0^L W(x) dx \quad (4.18)$$

where L is now the length of the flow line. Equations (4.11) and (4.18) together mean that the errors in the calculation of W result in errors in the prescribed output velocity. Since we consider a straight flow line, there is no transverse flow across the considered plane. The free surface equation is thus derived from Eq. (4.8), and is equivalent to a simple 2D case, here given for the ($y = 0$) plane :

$$\frac{\partial s}{\partial t} + u_x \frac{\partial s}{\partial x} = u_z + a \quad (4.19)$$

Implementation in Elmer/Ice

The modified mechanical equations are implemented in the Elmer/Ice finite element software (Gagliardini *et al.*, 2013). The correct implementation of the mass conservation was checked by comparing different 2.5D simulations with the Vialov-type profiles (Vialov, 1958) computed for different diverging tubes. The expression of the Vialov profile in the case of a power-law varying flow tube is presented in Appendix 4.1.6.

Determination of the contour radius

To determine the radius of curvature of the surface contour lines, we first export a DEM from the surface nodes of the 3D model. These nodes are fitted using an inverse distance weighting, with a power of 4 in order to ensure a good smoothing of the computed surface, representative of a real ice sheet. For comparability with a real case, the spatial resolution of the DEM is taken equal to 400 m, which is the resolution of the DEM resulting from the ICESat mission on Antarctica (Schutz *et al.*, 2005). The DEM surface curvature is computed for each pixel, using a scanning window for fitting (fig. 4.2). The local surface inside the window is curve-fitted by a bivariate quadratic polynomial function, and the analytical curvature of this function taken as the local curvature, which depends on the size of the scanning window used. For example, along an elongated ridge (fig. 4.4, middle and right), the surface contours are close to ellipses, but only a sufficiently large scanning window will be able to account for this global shape. A small scanning window may compute an approximately circular curvature. On the contrary, even though a large window may lead to a more accurate value of the curvature geometrically speaking, it is not necessarily the case that it will also lead to a more accurate velocity field, since it is difficult to know which surrounding environment is mainly influencing the ice flow. As a consequence, three different sizes of scanning window are here tested : 2.8 km, 6 km and 10 km, thus corresponding to a width of 7, 15 and 25 pixels. For each pixel, the value of $R(x)$ is taken as the inverse of the curvature of the contours of the fitted surface in the center of the window. This is done using GRASS GIS software.

Protocol of comparison

We first run the 3D transient isothermal simulation, and stop when a steady state is reached ($\partial s / \partial t < 10^{-6}$ m/a. We then use the resulting DEM to compute the profile of R to initialize the 2.5D model. For each dome configuration ($\alpha = 2, 3, 6$) we compare the different runs chosen : a) 3D, b) 2.5D for the three scanning windows, and a fixed geometry, c) 2.5D for the three scanning windows, with a free surface. For the axi-symmetric case we add a true 2.5D axisymmetric run

(imposing an analytical value $R = x$). Then we compare the 3D and 2.5D results for a non-isothermal ice, to investigate the influence of the temperature, especially near the base of the ice sheet.

4.1.4 Results and discussion

Circular geometry ($\alpha = 2$), isothermal ice

3D/2.5D axisymmetric comparison The absolute error on the ice velocity for an axisymmetric 2.5D model ($R = x$) is of the order of 10^{-4} m/a (fig. 4.6.a, where the black and yellow curves are almost superimposed). The observed error is a result of discretization, and should tend to zero as the element sizes decrease.

3D/2.5D comparison The computation of the radius of the surface contour lines is strongly influenced by the size of the scanning window. For a circular geometry, the variation of W along x should be linear, which is almost the case for the two wider windows (fig. 4.5, solid lines). With this regular geometry, the larger the window, the more precise the radius, since the fitted surface will be more accurate. On the contrary, the width value computed with the smaller window is less regular and underestimated by about 30%, meaning that we cannot evaluate a certain curvature from too small a sample. When choosing the intermediate or the larger scanning-window, the root mean square error (RMSE) in the velocity is 9.9 % or 3.1 % respectively (fig. 4.6.a), and is a consequence of the error in the calculation of the radius.

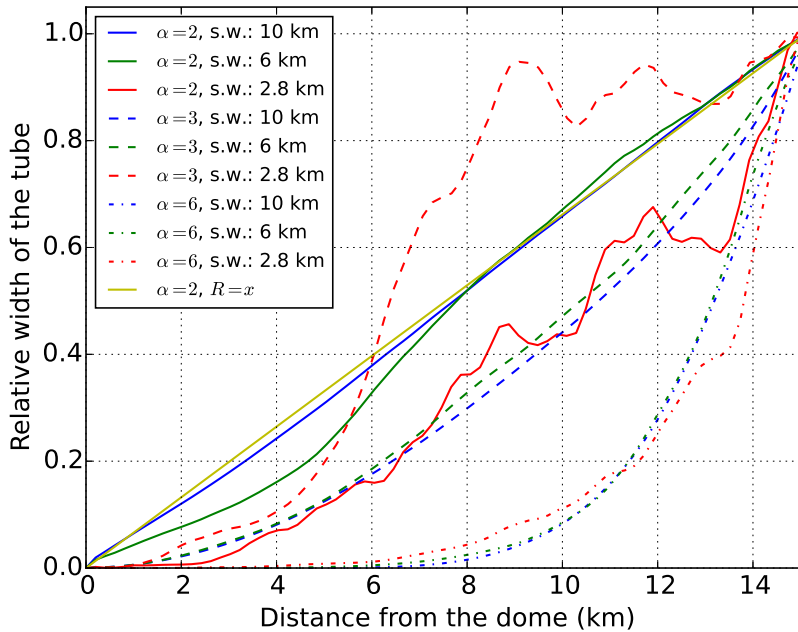


FIGURE 4.5 – Relative width of the flow tube W for the different dome geometries : circular ($\alpha = 2$, solid lines), slightly elongated ($\alpha = 3$, dashed lines) and very elongated ($\alpha = 6$, dotted lines) ; for different scanning windows : 2.8 km (red), 6 km (green) and 10 km (blue). The yellow curve is the line for which $R = x$ is imposed (axisymmetric case).

Elongated domes ($\alpha = 3$ and $\alpha = 6$), isothermal ice

For elongated domes, we consider both the flow line along the sharpest ridge ($y = 0$), and perpendicular to it ($x = 0$).

3D/2.5D comparison, along the ridge Along a ridge, the flow tube is non linearly diverging. For a given output width, the accumulation area is smaller than in the axisymmetric case, thus leading to lower output velocities.

With fixed geometries, it clearly appears that the velocity is underestimated for elongated domes (fig. 4.6.b and 4.6.c, dashed lines), meaning that the local surface slope cannot explain the ice motion by itself : the ice along the ridge is also, if not mainly, pulled by the surrounding lateral ice, which moves due to a steeper surface slope. The case of the small scanning window appears to be different (fig. 4.6.b, red dashed line), simply because of a really poor estimation of W , thus of the output velocity.

The downstream velocities are always quite accurate (10 % error), since they mainly depend on the tube surface calculation, incorporated in the velocity boundary condition. When releasing the surface, the surface slope slightly increases to accommodate the velocity boundary condition, and the computed velocity field is then closer to the 3D reference. The relative error made in the downstream part of the flow is comparatively higher near the divide since the velocities are very small.

In case of a sharp ridge, the ice surface has the shape of a circus tent (fig. 4.7, dotted line), i.e. the ice slope increases when going towards the divide. This shape is clearly not physical, and is the result of a numerical artefact. Since the vertical strain rate is always of the order of a/H , the conservation equation leads to a balance between $\partial u/\partial x$ and u/R close to the divide. For highly diverging flows, u/R is much smaller than for an axisymmetric case at the same x position (Appendix 4.1.6). As a consequence, $\partial u/\partial x$ should have at a comparatively much higher value. The only way for u to increase over a short distance near the divide is for the surface elevation to decrease sharply. To handle this artefact, we increased the mesh resolution near the dome, but without any successful results. This artefact does not appear for $\alpha = 3$ (slightly elongated dome).

For $\alpha = 6$, the tube surface is better estimated with an intermediate window, whose size is closer to the local value of R . The RMSE in the velocity is 12.1 % for the intermediate window and 44.3 % for the large window. Too large a window would consider the whole shape of the dome and lead to an underestimation of R . The amplitude of the error between the different runs show that for sharp ridges (or highly diverging tubes) the choice of the window size is not straightforward, as a wider window increases the regularity of the velocity field, but decreases the ability to capture the local curvature.

Reeh (1989), using a 2.5D model for dating purposes, explained the large errors for the diverging tube of Camp Century partly by the simplicity of his model, especially his linear model of R . The computed velocities show important discrepancy with the onuberved ones, which leads to a bad estimation of the origin position of the ice, by 200 %. The error made in the velocity field with this more complete model seems now to be small enough for tracking ice particles correctly, for example with the intermediate window size. However, for a real case of highly

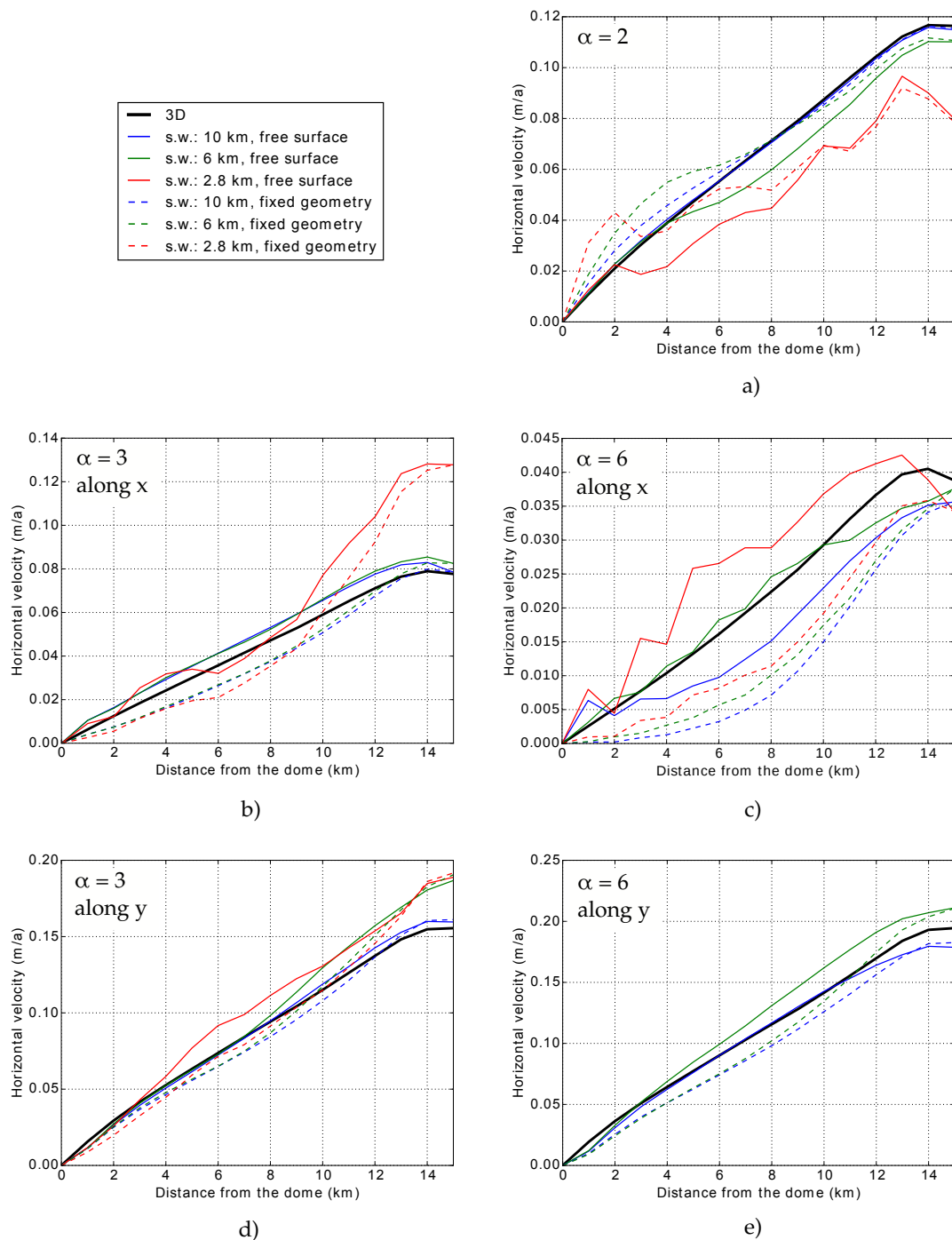


FIGURE 4.6 – Horizontal velocity at the ice surface (m/a) along the flow line, for isothermal ice. Dashed lines are for fixed geometry runs, and solid lines for evolved free surface to a steady state. Thick black : 3D ; yellow : 2.5D axisymmetric (hidden by the black curve) ; red : 2.5D scanning window of 2.8 km ; green : 2.5D scanning window of 6 km ; blue : 2.5D scanning window of 10 km. a) Circular dome, $\alpha = 2$. b) $\alpha = 3$, along the ridge. c) $\alpha = 6$, along the ridge. d) $\alpha = 3$, perpendicular to the ridge. e) $\alpha = 6$, perpendicular to the ridge. For this last case, no result concerning the 2.8 km scanning window is shown since they are completely out of reasonable bounds.

curved surface, it is difficult to know *a priori* the best window size to use and if the divergence can be properly accounted for, in the absence of a reference as it is done here.

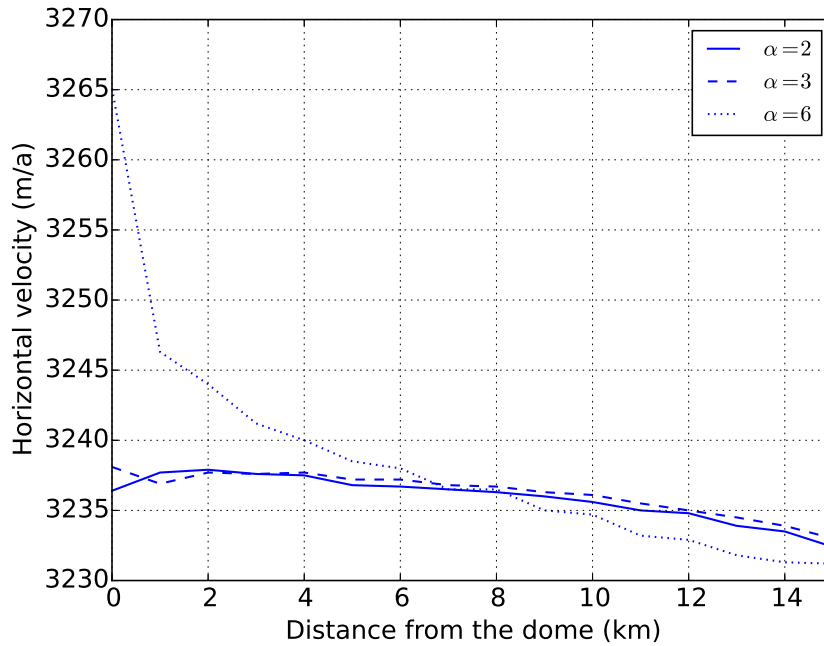


FIGURE 4.7 – Height of the ice surface (m) for the 2.5D free surface model, along the ridge. Solid line : circular geometry, $\alpha = 2$. Dashed line : $\alpha = 3$. Dotted line : $\alpha = 6$.

3D/2.5D comparison, perpendicular to the ridge As the divergence is much smaller perpendicular to the sharpest ridge, the velocity field is much smoother, and its spatial evolution closer to the 3D reference than the along-ridge case. The RMSE is 11.9 % and 7.5 % for the intermediate and large window size respectively, for $\alpha = 3$, and 13.7 % and 11.1 % for $\alpha = 6$; this error is slightly higher than for the circular geometry (fig. 4.6.d). In the case of large radius values, towards the exterior of the dome, the wider window gives the more accurate results.

Non-isothermal ice

A supplementary comparison is carried out on the sharp ridge ($y = 0$) for temperature varying linearly through depth. The computed velocity field towards the divide (low x values) shows a reversed vertical profile, i.e. the basal ice goes faster than the upper ice (fig. 4.8, bottom). This non-physical result in 2.5D can be explained this way : as soon as a 3D tube diverges more than for an axisymmetric flow, the warmer basal ice is more easily laterally strained than the colder surface ice. As a consequence, the walls of the 3D flow tube are no longer vertical, and using the 2.5D model in such a case would violate assumption (2). This effect is particularly pronounced close to the divide, where the tube is narrower, and can be seen in the 3D simulations as follows (fig. 4.9). The stream lines going through a flux gate at $x = 1000$ m are tracked on a few hundred metres ($x = 1200$ m for $\alpha = 6$, $x = 1500$ m for $\alpha = 3$). The divergence of the stream lines is depending on their depth – the tube is larger near the bottom, fig. 4.9, blue curves –, and this dependence is stronger for high diverging tubes. To accommodate the lateral strain in this case, the 2.5D model computes high horizontal velocities in the bottom, whereas the real motion is in fact mainly laterally oriented. No mesh refinement has been able to correct this problem. Since it does not happen for a constant temperature, it certainly originates from the lower viscosity of the basal ice (fig. 4.9, red curves).

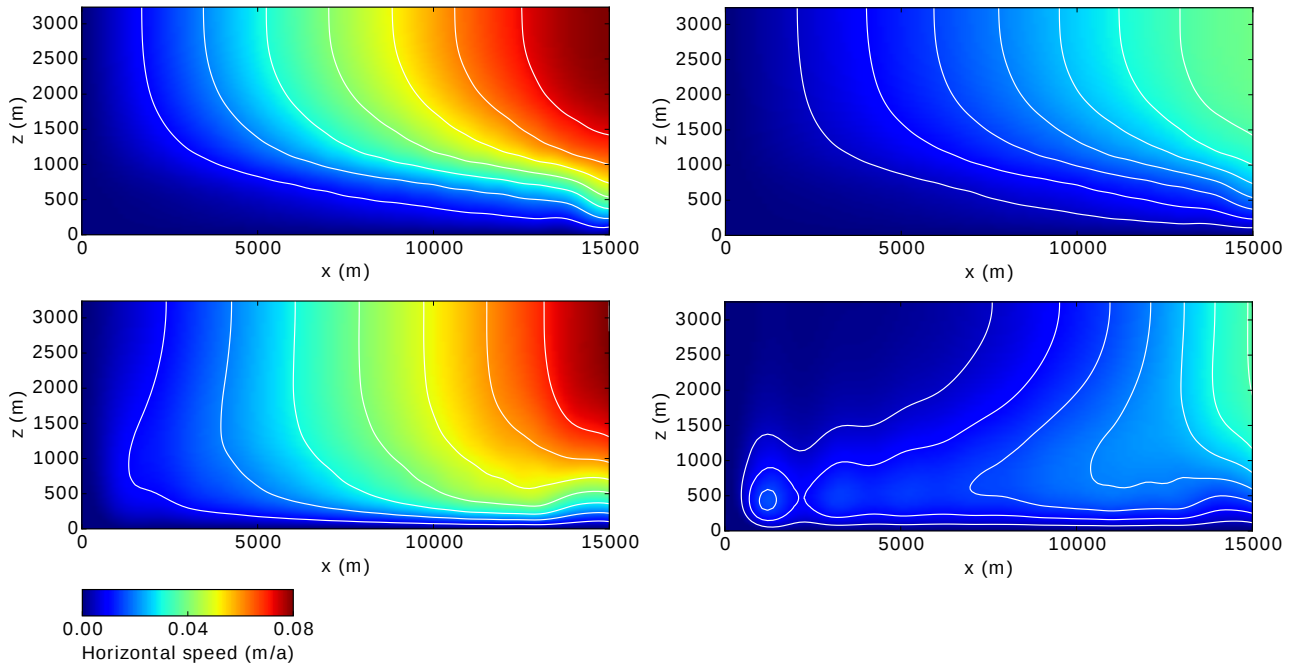


FIGURE 4.8 – Horizontal velocity field (m/a), for the non isothermal case and $\alpha = 3$. Top : 3D model. Bottom : 2.5D model, with a scanning window of 10 km. Left : $\alpha = 3$, white contour lines spaced by 0.01 m/a. Right : $\alpha = 6$, white contour lines spaced by 0.005 m/a.

This result also suggests that, on sharp ridges and with non-isothermal ice, working with a fixed vertical profile of velocity will prevent from such unintended behaviour. This artefact may affect the results of Hvidberg *et al.* (2002), who study a flow line between GRIP (Summit) and North GRIP, because their model accounts for temperature. Their flowline stretches along a ridge which can be quite sharp, and for which the flow divergence is probably higher than axisymmetry. However, it is much longer than ours, and the ridge is the sharpest far from the summit, whereas it is the contrary in our case. The artefact that appears in our simulations may not be as sensitive in their case. Nevertheless, care must be taken in such cases, since the basic assumptions may not be justifiable and the model is likely to be outwith its application domain.

For reasons of continuity, the walls of the flow tube cannot be vertical in the direction perpendicular to the ridge either, but the effect is too weak to impact the computed velocity field.

4.1.5 Conclusion

A systematic comparison between 2.5D- and 3D models has been presented in order to evaluate the ability of the former to accurately compute the velocity field on a small dome of an ice sheet. The error made when estimating the value of the radius of the surface contour lines is of the order of 10% if the computation window is well chosen, though it can be comparatively higher close to the divide. The radius of curvature of the surface elevation contour lines should be determined with a sufficiently large computation window, but choosing the optimum size is not completely straightforward ; in any case we suggest it should not be less than one-third of the maximum measured radius, and several windows should be tested to ensure the robustness

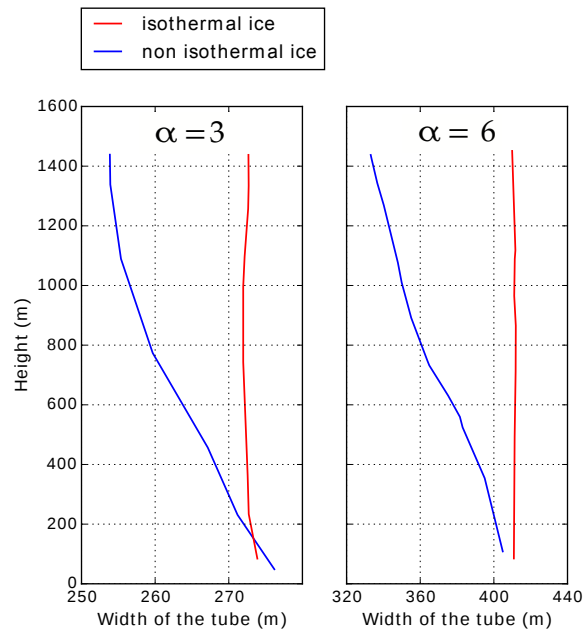


FIGURE 4.9 – Width of the flow tube (m), for the isothermal (red) and non isothermal case (blue), for $\alpha = 3$ ($x = 1500$ m, left) and $\alpha = 6$ ($x = 1200$ m, right) The aspect of the curves is slightly affected by numerical noise due to discretization.

of the results.

The 2.5D model can be used without any specific restriction for tubes diverging less than and up to an axisymmetric flow. For isothermal ice, the model can be used with tubes diverging more than an axisymmetric flow, if the divergence is not too high. For very high divergence, the ice is in our study mainly pulled by the output boundary condition, and the resulted velocity field may be somewhat irregular, and surface geometry unphysical close to the divide. This means that, in the case of a sharp ridge, accounting for a certain state of stress via a single parameter $R(x)$ is clearly not possible. In practice, the examples of surface topographies given in this study may serve as a reference to evaluate if using a 2.5D model for a real case is justifiable.

For non isothermal ice, the tube should not diverge more than axisymmetry, because the softer basal ice would be much more easily laterally strained in the case of an elongated dome. The walls of the flow tube are therefore not vertical, which violates the model assumptions, and the corresponding horizontal velocity profile may be not physical near the divide. This has significant consequences for dating purposes : as the computed velocity field shows too small values in the upper layers, the age of the ice is overestimated, and the modelled isochrone layers are too high. In the absence of reference 3D solution as produced here, the velocity field may not necessarily appear to be unphysical, but this does not mean that the numerical artefact does not significantly affect the age calculation.

This study shows that the use of a 2.5D model, which is a trade off between 2D and 3D, must avoid several pitfalls, and its applicability domain appears to be significantly narrower than initially thought. The geometric error, resulting from miscalculation of R , should have less impact on the quality of the results than the inherent errors related to the violation of the 2.5D model's assumptions, especially when the temperature varies through the ice column. The 2.5D model was designed for divides between drainage basins, but real flowlines along sharp

divides should not be modelled this way. Finally, for a real case, it has not been established how flat the bedrock should be to ensure that the assumption of verticality of the walls of the flow tube is reasonably respected, even for a slightly divergent flow. The applicability domain of the 2.5D model for slightly horizontally curved flowlines has not been investigated here, but further uncertainties are expected in this case, for which some secondary-order terms are neglected in the mass conservation.

Code availability

The presented simulations were performed using the finite element model Elmer/Ice v.7.0 rev. 7016. The source code of the 2.5D model is available in the distribution since v.8.0 rev. d9d4a2f, implemented in the AIFlow solver.

Author contribution

The experiments were designed by OG, FP and JT. OP carried them out, helped by CR for analytical developments, and by FGC for the Elmer/Ice implementation. OP prepared the manuscript with contributions from all co-authors.

4.1.6 Appendix

Vialov profile for a power-law diverging tube

To check the correct implementation of the mass conservation in the 2.5D model, we hereafter compute the height of a Vialov profile corresponding to a regularly diverging flow tube. Note that such a surface is only representative of a single flow line, and not for a whole surface, as what is usually done for a Vialov profile in plane strain (Vialov, 1958) or axisymmetry (?).

Figure 4.5 shows that we may approximate the shape of the flow tube by a power-law depending on the x -coordinate. Let consider a flow tube of width $W = W_L \left(\frac{x}{L}\right)^\beta$. For plane flow, $\beta = 0$, for axisymmetry $\beta = 1$, and for sharp ridges $\beta > 1$. The volume outflow q^* for a certain coordinate x may be expressed in one of two ways (Cuffey et Paterson, 2010, p.388) :

$$q^* = \int_0^x a \left(\frac{x'}{L}\right)^\beta W_L dx' = \frac{ax}{(\beta+1)} \left(\frac{x}{L}\right)^\beta W_L = \frac{axW}{(\beta+1)} \quad (4.20)$$

$$q^* = \left(\frac{2A}{n+2} \tau_b^n H\right) HW \quad (4.21)$$

where H is the ice thickness, τ_b the basal shear, a the accumulation rate, L the length of the glacier, A the rate factor of Glen's flow law. Equating the two expressions yields

$$a \cdot x = \frac{2A(\beta+1)}{n+2} \tau_b^n H^2 \quad (4.22)$$

The following reasoning is then similar to that of Cuffey et Paterson (2010), simply modified by a $(\beta + 1)$ multiplier. The final expression for the ice thickness is unchanged

$$H = H^* \left(1 - \left(\frac{x}{L} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right)^{\frac{n}{2n+2}} \quad (4.23)$$

except the height of the ice sheet H^* at the dome ($x = 0$), which is now

$$H^* = \left(\frac{2(n+2)^{1/n}}{\rho g} \right)^{\frac{n}{2n+2}} \sqrt{L} \left(\frac{a}{2A(\beta+1)} \right)^{\frac{1}{2n+2}} \quad (4.24)$$

This expression is consistent with the one previously derived for axisymmetry. We then use this expression to control the 2.5D model by comparing the value of H^* computed by the model with its above theoretical value.

Radius and surface of a power-law diverging flow tube

We consider the same flow as previous appendix section. The value of the radius $R(x)$ is then expressed as

$$\frac{1}{R(x)} = \frac{1}{W} \frac{dW}{dx} = \frac{d \ln(W)}{dx} = \frac{\beta}{x} \quad (4.25)$$

The surface area of the tube upstream of x can be expressed as

$$\Sigma(x) = \int_0^x W(x) dx = \frac{W_L}{\beta+1} \frac{x^{\beta+1}}{L^\beta} \quad (4.26)$$

As u_x is more or less proportionnal to the upstream surface area Σ , u_x/R is expected to be proportionnal to $W_L \left(\frac{x}{L}\right)^\beta$. On the contrary, one can consider that the value of $\partial u/\partial x$ should be of the order of \bar{w}/L , i.e. simply proportionnal to $\Sigma(L)/L = W_L/(\beta+1)$. Near the divide, u_x/R is then comparatively much smaller than $\partial u_x/\partial x$ for sharp ridges than for axisymmetric flows, and imbalances the corresponding mass conservation.

4.2 Conclusion

On a donc montré que, bien que les équations du modèle 2.5D soient directement dérivées des équations 3D, les conditions dans lesquelles elles peuvent s'appliquer sont plus restreintes qu'initialement pensé, car la variabilité de la viscosité peut induire des divergences différenciées entre surface et socle. Les lignes de partage sont des lieux intéressants pour les forages, on met donc en garde ici la communauté sur la validité des modèles 2.5D dans le cas où la crête serait très marquée. L'utilisation d'un tel modèle est en particulier invalide dans le cas de la crête venant du Dôme C au Petit Dôme C, et un modèle 3D est utilisé au prochain chapitre. On bénéficiera alors de la description complète du champ de vitesse de la glace, et les effets tridimensionnels, à la fois dû à la forme de la surface et du socle, seront correctement décrits.

Modèle thermomécanique 3 D

Les modèles tridimensionnels, bien que plus coûteux en temps de calcul et de mise au point, présentent l'avantage de décrire le flux de glace sans les hypothèses nécessaires aux réductions dimensionnelles (1D, 2D ou 2.5D). En particulier, on attend d'un tel modèle 3D qu'il décrive correctement l'état de contrainte de la glace basale, fortement influencée par les effets topographiques dus au socle rocheux. Du point de vue de la recherche de glace ancienne, si le chapitre 3 renseigne sur les lieux où la glace basale peut atteindre un âge suffisant, on ne dispose toujours pas d'information sur l'amincissement de cette glace. En particulier, il est nécessaire que la résolution en âge de la glace soit meilleure que $10\,000\text{ a m}^{-1}$ pour pouvoir être exploitée dans de bonnes conditions (J. Chappellaz, communication personnelle ; Fischer *et al.*, 2013).

Dans ce chapitre, on se focalisera essentiellement sur le blob A. L'emprise des zones d'intérêt sont présentées à la figure 2.12. De plus, il sera reporté sur les différentes cartes la limite d'altitude du socle correspondant au plus haut lac sous-glaciaire observé (*water limit*), et au-dessus de laquelle il sera nécessaire de se placer.

5.1 Description du modèle

On utilisera ici les données de fusion basale calculées au chapitre 3 comme condition limite en vitesse au niveau du socle, donc la zone sur laquelle on a pu calculer cette fusion basale définit l'emprise du domaine pour ces nouvelles simulations. En particulier, toute la glace venant en entrée est météorique, et il n'y a pas d'autre flux entrant dans le domaine. Le profil vertical de température imposé est celui de Dôme C, qui constitue une température suffisamment réaliste pour évaluer la viscosité de la glace dans la région. Comme la fusion basale moyenne a été calculée précédemment, on se dispense de la résolution des équations couplées entre vitesse et température, ce qui simplifie grandement la tâche et le temps de calcul. On ne perd pas beaucoup d'information néanmoins, car l'objet de ces simulations est surtout l'état de contrainte

et l'épaisseur des couches de glace qui dépendent surtout de la viscosité et de l'anisotropie de la glace.

Le domaine utilisé est rectangulaire, centré approximativement sur le Dôme C, et décrit par un maillage à mailles carrées d'un kilomètre de côté, verticalement extrudé sur 20 éléments (fig. 5.1). Un raffinement des éléments basaux est appliqué de façon que l'élément près du socle soit 40 fois moins épais que celui de surface. Ce raffinement est nécessaire pour résoudre l'âge près du socle avec une précision suffisante. On a choisi un maillage structuré, car seul compatible pour le moment en 3D avec le solveur d'anisotropie dans Elmer/Ice.

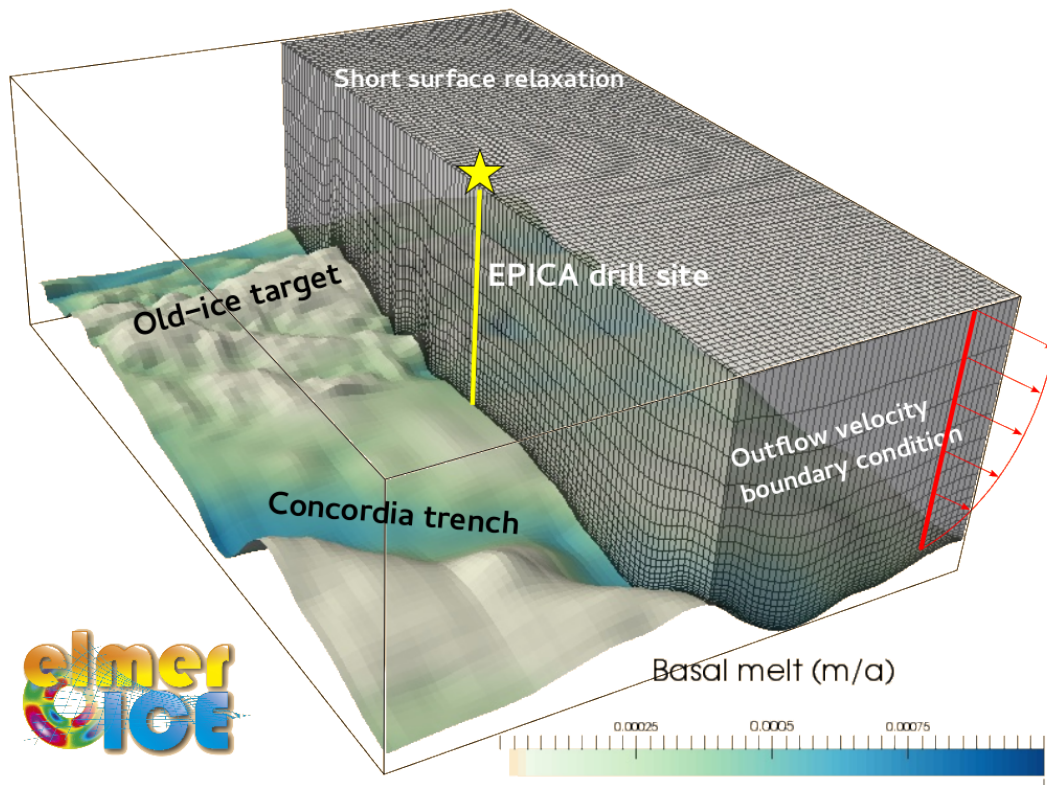


FIGURE 5.1 – Domaine utilisé pour les simulations 3D.

5.1.1 Rhéologie

De nombreux résultats expérimentaux confirment la valeur de $n = 3$ pour la glace polycristalline isotropique (Duval *et al.*, 1983). Pour la glace naturelle, il semble qu'il faille faire varier n dans une gamme de valeurs, pour expliquer les différentes mesures de déformation observées (Hooke, 1981; Paterson, 1983), au moins entre 1 (Doake et Wolff, 1985) et 4.2 (Glen, 1955).

Notre savoir est particulièrement déroutant au niveau des dômes et lignes de partage, car des valeurs extrêmes ont été proposées pour ces mêmes régions. La glace se trouvant près d'une crête subit un très faible cisaillement, qui entraîne la formation d'une glace basale très dure. Il en résulte des couches internes isochrones en forme de bosses (Raymond, 1983). L'amplitude de ces bosses a pu être expliquée par de fortes valeurs de l'exposant de la loi de comportement ($4 < n < 5$, Martín *et al.*, 2006; Gillet-Chaulet *et al.*, 2011). Au contraire, Pettit et Waddington (2003) ont proposé une loi de comportement à plusieurs termes qui prend en compte le régime cubique ($n = 3$) et linéaire ($n = 1$) de l'écoulement de la glace. Ils ont montré que le second

terme est dominant pour les faibles contraintes déviatoires, comme c'est le cas à un dôme. À Dôme C, les bosses de Raymond ne sont pas visibles dans les radargrammes, ce qui suggère soit que les mouvements du dôme ont pu les étaler (Nereson et Waddington, 2002; Martín *et al.*, 2009b), soit que le régime linéaire est dominant.

Les données d'observation dont on dispose à Dôme C sont mises à profit pour contraindre les paramètres rhéologiques.

- Les mesure de vitesse de surface, de précision subcentimétrique (Vittuari *et al.*, 2004), traduisent la déformation de la glace sous des états de contrainte très différents, selon que l'on se place le long de la crête ou perpendiculairement à la crête.
- Les couches isochrones dont on dispose au nord-ouest de Dôme C (Parrenin *et al.*, 2017) décrivent la relation âge-profondeur sur plus des trois-quarts de l'épaisseur de glace. Cette relation dépend de la rhéologie de la glace et des conditions locales de l'écoulement.
- La fabrique de la glace joue sur la caractère anisotrope de l'écoulement. Elle est connue pour le Dôme (Durand *et al.*, 2009), ce qui peut servir de point de comparaison pour l'ensemble de la région.

On explorera l'espace des paramètres pour s'approcher au mieux de ces observations. Dans un premier temps, on considérera que le champ de vitesse de surface dépend uniquement de la non-linéarité de la loi de comportement de la glace. On utilisera trois valeurs de n , à savoir 1 (glace linéaire), 3 (valeur communément utilisée) et 4.5 (valeur déjà proposée pour les dômes). Comme la loi de Glen dépend du second invariant du tenseur des contraintes, il n'existe pas d'équivalence unique entre les différentes lois correspondant aux différentes valeurs de n . Les premières simulations ont montré que les taux de déformations sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6} \text{ a}^{-1}$, soit une valeur de $\tau_E \simeq 0.01 \text{ MPa}$. Cette valeur sera utilisée pour dériver les valeurs de fluidité B_1 pour $n = 1$, et $B_{4.5}$ pour $n = 4.5$. La valeur de la fluidité $A(T)$ sera ensuite ajustée manuellement par un coefficient d'amplification E (*enhancement factor*) pour s'approcher des vitesses observées.

Ce travail sera effectué pour trois profils de fabrique différents : un correspondant à de la glace isotrope ($a_{11} = a_{22} = a_{33}$), et un profil d'évolution linéaire, d'isotrope en surface à maximum simple au niveau du socle ($a_{11} = 1/3 + 2/3\zeta$), enfin un profil identique à celui d'EDC en profondeur réduite. La fabrique ainsi décrite est imposée à chaque pas de temps (la fabrique n'est pas recalculée en fonction des contraintes)

5.1.2 Conditions limites

Conditions basales Le flux de glace au niveau du socle correspond en fait à la fonte basale. On impose donc directement un champ de fonte obtenu précédemment (chap. 3). Étant donné les très faibles vitesses horizontales dans la région, le frottement basal est également faible et on n'a donc pas imposé de glissement, même là où il avait de la fonte. Il s'agit bien d'une hypothèse simplificatrice, notamment parce qu'il est difficile de calibrer les différents paramètres intervenant dans une loi de frottement (au minimum un coefficient de frottement et un exposant de la loi de frottement). Néanmoins, cette hypothèse n'a pas de conséquence pour les blocs, car on a montré au chapitre 3 qu'ils étaient en bonne partie exempt de fusion basale.

Conditions latérales La surface observée aujourd’hui est susceptible d’imposer des conditions d’écoulement non réalistes au regard de son caractère forcément transitoire. Il ne faudrait pas qu’elle agisse comme un carcan empêchant le champ de vitesse de s’adapter naturellement à la forme du socle et à la rhéologie. On a donc fait ici le choix de relaxer la surface pendant 50 ans, en imposant une accumulation annuelle de 0.019 m a^{-1} . Les conditions latérales devraient donc tout à la fois permettre la conservation de la masse (en vue de calculer une solution stationnaire), mais aussi respecter la rhéologie choisie et entraîner une solution physiquement réaliste (Gagliardini et Meyssonier, 2002). Ces conditions sont exprimées soit en vitesse, soit en contrainte.

Imposer une contrainte (pression normale à la surface proportionnelle à la profondeur) ne permet pas d’avoir un contrôle sur les relations entre le champ de vitesse et la pente de surface. En l’occurrence, sur le domaine choisi, de telles contraintes aboutissaient à une géométrie de surface qui tendait à être complètement plate. Un tel résultat est peut-être la conséquence de la faible pente locale à Dôme C, qui génère une faible contrainte motrice. On choisit donc d’imposer des profils de vitesse, en accord avec la mécanique de la glace à grande échelle (*Shallow Ice Approximation*, Hutter, 1983). En considérant un écoulement en cisaillement simple (*simple shear*), seul le terme τ_{xz} n’est pas nul, et la vitesse horizontale u_i se déduit directement par intégration verticale de la loi de comportement :

$$u_i = -\frac{2AH}{n+1} \left(\rho g H \frac{\partial s}{\partial x_i} \right)^n (1 - \zeta^{n+1}) \quad (5.1)$$

Malgré ces conditions de bord, il n’a pas été possible d’assurer à la fois la conservation de la masse, une stabilité suffisante de la position de la crête, et de contrôler la vitesse de la glace en surface de façon qu’elles correspondent exactement aux vitesses réelles. Ces difficultés illustrent que les simulations 3D décrivant des flux de glace à travers des frontières virtuelles, et *a fortiori* sur un socle non plat, restent des exercices surcontraints et très sensibles aux conditions latérales (Gillet-Chaulet, 2006). On a donc utilisé la fluidité pour permettre soit d’obtenir des vitesses horizontales en accord avec les vitesses observées (section 5.2), soit des vitesses verticales en accord avec les âges observés (autres sections).

De plus, avec les conditions latérales de l’équation (5.1), la topographie de surface devenait instable après seulement quelques pas de temps. La surface au bord présentait un profil ondulé, non physique. Lorsque la pente est forte près du bord du domaine, le flux de glace l’est également, ce qui tend à réhausser le nœud de bord. La pente est alors diminuée, et le nœud peut revenir *plus bas* que la position initiale du pas de temps précédent. La résolution explicite de la surface libre devient alors de plus en plus instable. Pour éviter ce blocage, on conservera à chaque pas de temps les pentes initiales pour le calcul de la condition limite.

5.1.3 Calcul de l’âge

L’âge peut être considéré comme une simple grandeur scalaire advectée lors du mouvement d’une particule de glace. Comme l’âge s’écoule identiquement au temps, son équation est naturellement

$$\frac{D\chi}{Dt} = 1 \quad (5.2)$$

où D représente la dérivée particulaire. Dans le cas de recherche de glace ancienne, la vitesse verticale de la glace au niveau du socle peut être nulle (absence de fonte) et l'âge de la glace correspondant est, mathématiquement, infini. La solution de l'équation (5.2) est donc divergente, ce qui se traduit par une instabilité de la solution numérique eulérienne (solveur d'advection réaction). Concrètement, même en imposant une borne supérieure à l'âge (2 Ma par exemple), la relation âge-profondeur est affectée d'oscillations non physiques. Résoudre cette difficulté par un raffinement du maillage a été envisagé, mais augmente drastiquement le temps de calcul et les ressources nécessaires, sans pour autant garantir que dans tous les cas la solution sera stabilisée.

L'origine du problème vient de la divergence de la grandeur que l'on souhaite advecter, et un changement de variable ad-hoc permettrait donc de travailler avec une variable bornée. Il faut se placer dans un cas simple pour savoir quel changement effectuer. En 1D, l'expression eulérienne de l'âge χ est la suivante :

$$\chi = \int_1^\zeta \frac{H}{u_z(\zeta')} d\zeta' \quad (5.3)$$

En régime stationnaire, et en première approximation, la vitesse verticale u_z peut être évaluée comme :

$$u_z = -(a - m)\zeta - m \quad (5.4)$$

ce qui équivaut à une valeur de $p \rightarrow \infty$ dans un modèle de vitesse décrit par une fonction de forme (Parrenin *et al.*, 2007a; Ritz, 1987). Cette approximation simpliste n'est ici utile que pour permettre une expression analytique de l'âge. Les équations (5.3) et (5.4) donnent ensemble

$$\chi = \left[-H \frac{\ln((a - m)\zeta' + m)}{a - m} \right]_1^\zeta = \frac{-H}{a - m} \ln \left(\frac{(a - m)\zeta + m}{a} \right) \quad (5.5)$$

Un changement de variable $\chi = -\alpha \ln(\xi)$ apparaît donc comme naturel, avec $\xi \in [0, 1]$, et α un réel positif. L'équation d'advection pour ξ est alors :

$$\frac{D\xi}{Dt} + \frac{1}{\alpha} \xi = 0 \quad (5.6)$$

Le coefficient α est *a priori* arbitraire, mais il est prudent de le choisir de l'ordre de grandeur de H/a . Le changement de variable permet parfois de stabiliser la solution (fig. 5.2), mais ce n'est malheureusement pas systématique. En effet la valeur de la variable ξ est souvent tellement faible que la précision relative du calcul en est affectée, et le résultat instable sur les 2 ou 3 nœuds les plus profonds.

Pour s'affranchir de ces difficultés numériques, une solution consiste à calculer l'âge par une méthode lagrangienne. La rétrotrajectoire d'une particule est calculée de proche en proche depuis son point d'arrivée jusqu'à la surface (âge nul), et l'âge est ensuite réaffecté à chaque point intermédiaire jusqu'au point final. Entre deux points de la trajectoire, le vecteur vitesse

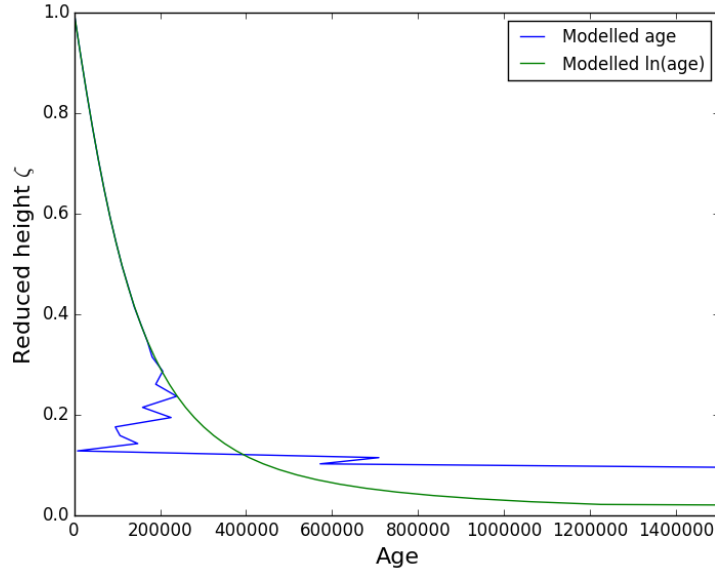


FIGURE 5.2 – Comparaison de la relation âge-profondeur, calculée directement par résolution de l'équation (bleu, 5.2), ou avec changement de variable en logarithme et $H/a = 50\,000$ (vert, 5.6).

\mathbf{u} est estimé par la même approximation utilisée dans le solveur lagrangien d'Elmer :

$$\langle \mathbf{u} \rangle = \mathbf{u}_0 + \frac{1}{2} \nabla \mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{u}_0 dt \quad (5.7)$$

où \mathbf{u}_0 est le vecteur vitesse du point aval. Le pas de temps dt est ajusté dynamiquement de façon que le temps de calcul soit raisonnable lorsque les vitesses sont très faibles. L'avantage de la méthode lagrangienne est qu'elle permet de calculer le long de la trajectoire différents paramètres utiles : âge bien sûr, mais également position (pour déterminer la trajectoire) et histoire des contraintes.

5.1.4 Calcul de la résolution en âge

L'épaisseur d'une couche annuelle e entre deux pas de temps s'exprime selon :

$$e(t + dt) = e(t) \left(1 + \dot{\epsilon}_{zz} dt - \beta \frac{\partial u_x}{\partial z} dt \right) \quad (5.8)$$

où β est la pente de l'isochrone, prise positivement lorsqu'elle s'enfonce avec la distance au dôme (Ritz, 1992, p.160). Ainsi l'épaisseur d'une couche dépend de son épaisseur au moment du dépôt et de toute la déformation verticale cumulée le long de la trajectoire. Dans le cas où la pente des isochrones et le cisaillement vertical sont faibles, ce qui est le cas au blob A, le terme de cisaillement peut être négligé. Plutôt que de travailler en termes d'épaisseur de couche annuelle, on choisit de calculer la résolution en âge, qui en est simplement l'inverse (unités [a m^{-1}]).

5.2 Champ de vitesse

5.2.1 Norme

Spatialement parlant, les deux paramètres qui influent sur la structure du champ de vitesse sont la pente de surface et l'éloignement au dôme (fig. 5.3). Le deuxième invariant des taux de déformations présente un maximum le long de la crête, et va diminuant en s'en éloignant. Les taux de déformation $\dot{\epsilon}_{xx}$ et $\dot{\epsilon}_{zz}$ sont les deux termes dominants, et la glace subit donc essentiellement une déformation latérale très forte due à la forme de la crête, et une compression verticale. Même sur les balises se trouvant à 25 km du dôme, les termes de cisaillement restent deux ordres de grandeur plus petits que les termes de déformation normale.

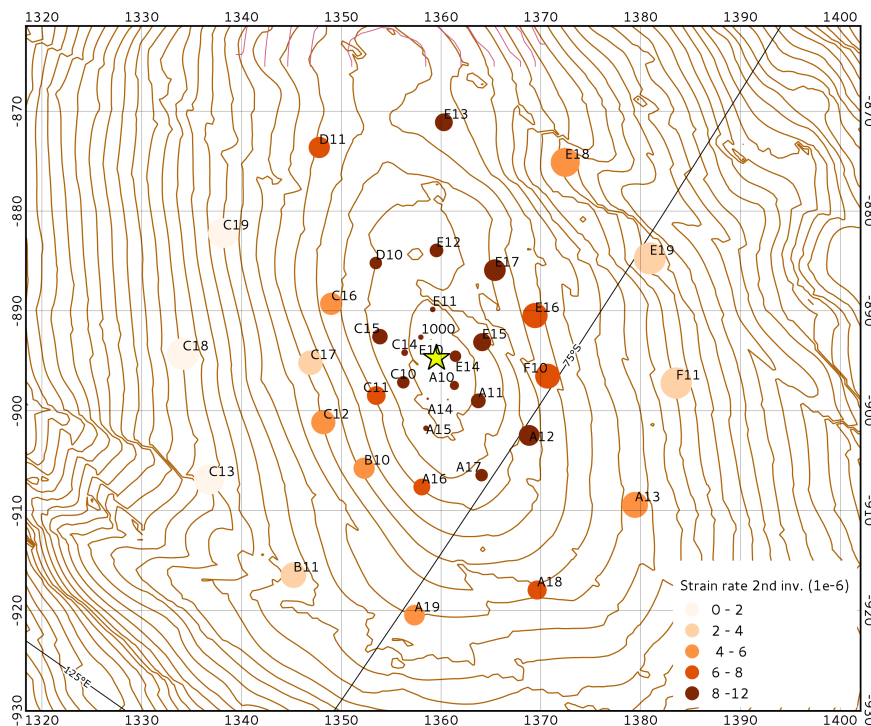


FIGURE 5.3 – Vitesses modélisées à chacune des balises d’observation, proportionnelle à la surface des pictogrammes. Le profil de fabrique évolue linéairement de la surface au socle, et $n = 3$. La couleur indique la valeur du deuxième invariant du tenseur des taux de déformations.

On compare maintenant les vitesses observées et modélisées, pour trois valeurs de n et trois profils de fabrique : une fabrique isotrope ; une fabrique pour laquelle la valeur propre du tenseur d’orientation a_{11} évolue linéairement avec la profondeur, de l’isotropie en surface à un maximum simple au niveau du socle ; une fabrique d’évolution identique à celle de la carotte EDC en profondeur réduite. À n et une fabrique donnés, on adapte manuellement le coefficient d’amplification E pour que les vitesses présentent peu d’écart aux observations. On ne cherche pas ici à minimiser les erreurs du champ de vitesse à l’aide de E , car on souhaite d’abord mettre en lumière le rôle de l’exposant n dans la corrélation du champ de vitesse aux observations.

On observe pour $n = 1$ une assez grande dispersion des valeurs autour de chaque première diagonale (en rouge), sur laquelle devrait se situer les valeurs en cas d’identité parfaite entre observation et modélisation. Même les vitesses aux points les plus proches du dôme présentent

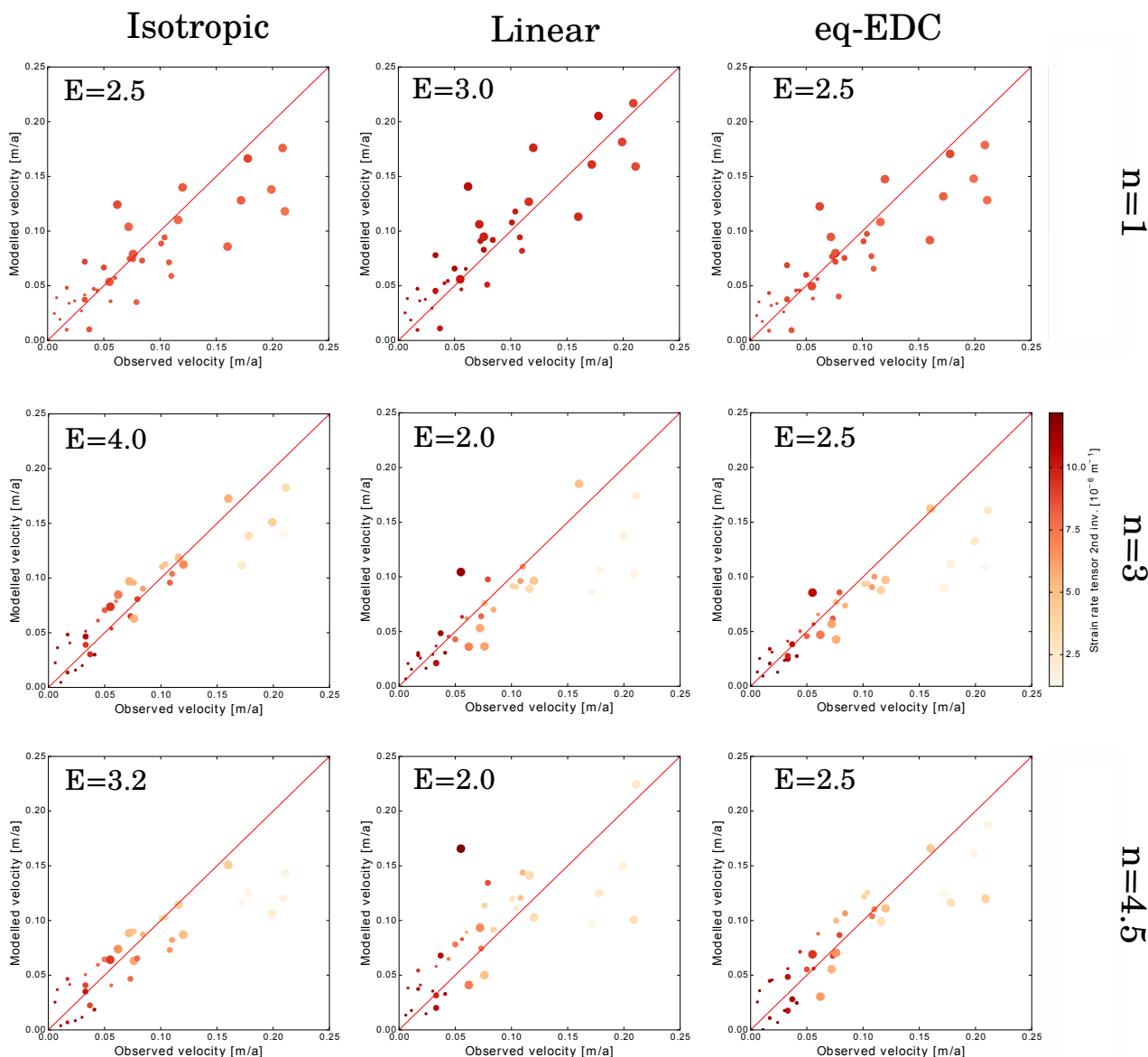


FIGURE 5.4 – Vitesses modélisées vs. vitesses observées autour de Dôme C. La taille des symboles est proportionnelle à la distance au Dôme.

des erreurs relatives assez grandes (jusqu'à plus de 100%). La forme de la crête semble donc incompatible avec une valeur de n si basse.

Pour les plus grandes valeurs de n , les nuages de points sont plus resserrés. Il est globalement difficile d'invalider une valeur de n plus qu'une autre, car les profils sont assez ressemblants d'une valeur de n à une autre. La valeur de $n = 3$ semble toutefois la plus adaptée, notamment pour une glace isotrope, et prendre une valeur plus élevée permet seulement de diminuer la valeur de E .

Cumuler une valeur de $n = 4.5$ avec un profil de fabrication anisotrope a tendance à dilater légèrement le nuage de points. Comme anisotropie et non-linéarité ont toutes deux tendance à concentrer la déformation de la colonne de glace dans les couches basales, il est possible qu'on surestime leur fluidité et la vitesse de surface (fig 5.4, en bas au centre).

Quasiment toutes les simulations sous-estiment la vitesse des balises se trouvant à 25 km du dôme sur ses flancs. Autant près de la crête la géométrie impose mécaniquement une forte

déformation latérale, autant la contrainte mécanique sur les flancs est faible puisque ces derniers sont presque plans. Une sous-estimation correspondrait à une surface pas assez pentue pour la rhéologie choisie. Il est toutefois difficile d'interpréter de manière univoque cette erreur systématique.

Les rhéologies qui sont le plus compatibles avec la géométrie de la surface observée sont donc celles qui prennent une valeur de 3 pour l'exposant n , quelle que soit la fabrique, ou bien une valeur de 4.5 avec une glace isotrope. Augmenter la valeur de n d'une glace isotrope revient à attribuer à la non-linéarité de l'écoulement un comportement probablement dû à l'anisotropie de la glace basale. Dans la suite, comme il est peu probable que la glace soit isotrope sur l'ensemble de la verticale, on prendra $n = 3$ et un profil de fabrique qui évolue linéairement avec la profondeur.

5.2.2 Orientation

On s'intéresse ici à l'orientation du champ de vitesse au niveau du blob A. Après la relaxation, la forme de la crête a légèrement changé, ce qui fait que la ligne de partage des flux n'est pas rigoureusement à l'aplomb de la crête observée, mais décalée d'environ 1 km vers le SE. Les vecteurs vitesses sont en général perpendiculaires aux isocontours de surface sur les flancs du dôme, mais ce n'est pas forcément le cas au-dessus du blob A (fig. 5.5). La présence du relief du socle contraint le flux de glace à le dévier, ce qui est par exemple très visible au NO.

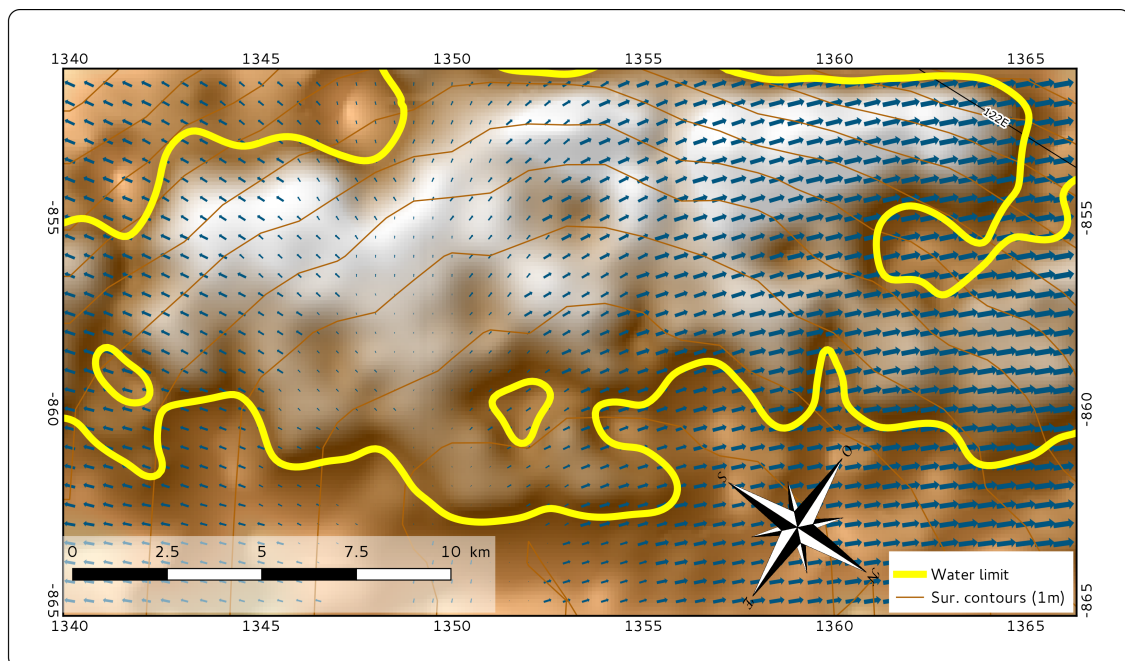


FIGURE 5.5 – Vecteurs vitesses au-dessus du blob A.

Connaître l'orientation du flux de glace est important car cela permet de comprendre comment le relief du socle est abordé par le flux de glace. Une même vallée empruntée longitudinalement ou transversalement agit sur la glace comme une contrainte latérale ou bien surtout basale. Au centre de la carte 5.5, le flux est quasiment radial et s'écoule sur des pentes qui sont souvent orientées dans le même axe. En s'éloignant de cette zone centrale, la glace aborde alors des cols et des arêtes orientés diversement.

5.3 Champ de contraintes

5.3.1 Zones de convergence

L'amincissement des couches de glace basales dépend fortement de l'écoulement de la glace sur le socle rocheux, celui-ci contraignant la glace à converger ou à diverger localement (fig. 5.6). Ces effets de convergence doivent être analysés à l'échelle subkilométrique en bénéficiant de la finesse de description permise par les observations radar de la campagne de 2016 (Young *et al.*, 2016). En cas de forte convergence basale, les couches peuvent s'épaissir avec la profondeur et également s'étirer longitudinalement. Si le premier phénomène est dominant, il contraint encore plus l'espace disponible pour archiver les glaces les plus anciennes. La convergence du flux peut donc être préjudiciable à l'archivage de glace très ancienne, et rend moins aisée l'étape de datation (Tison *et al.*, 2015).

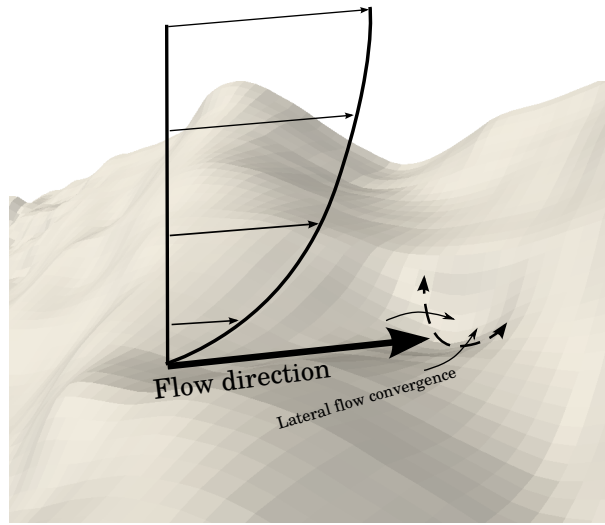


FIGURE 5.6 – Principe de la convergence du flux de glace sous l'influence du socle concave sous-jacent.

Cette convergence locale est traduite par le signe du taux de déformation perpendiculairement au vecteur vitesse horizontal. À partir des taux de déformations en coordonnées globales (x, y) , on calcule le taux de déformation normal dans un repère de coordonnées locales (X, Y) orienté selon le vecteur vitesse local, à une certaine altitude $Z = z$, suivant la transformation

$$\dot{\epsilon}_{XX} = \cos^2 \theta \dot{\epsilon}_{xx} - 2 \sin \theta \cos \theta \dot{\epsilon}_{xy} + \sin^2 \theta \dot{\epsilon}_{yy} \quad (5.9)$$

$$\dot{\epsilon}_{YY} = \sin^2 \theta \dot{\epsilon}_{xx} + 2 \sin \theta \cos \theta \dot{\epsilon}_{xy} + \cos^2 \theta \dot{\epsilon}_{yy} \quad (5.10)$$

où θ est l'angle entre le repère local et le repère global. De la même façon, les taux de cisaillement dans le repère local se calculent également selon

$$\dot{\epsilon}_{XY} = (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \dot{\epsilon}_{xy} + 2 \sin \theta \cos \theta (\dot{\epsilon}_{xx} - \dot{\epsilon}_{yy}) \quad (5.11)$$

$$\dot{\epsilon}_{XZ} = \cos \theta \dot{\epsilon}_{xz} - \sin \theta \dot{\epsilon}_{yz} \quad (5.12)$$

La figure 5.7 présente la valeur de la déformation normale perpendiculaire au flux, $\dot{\epsilon}_{YY}$, calculée

à environ 100 m du socle. La forte déformation latérale dans le haut de la carte est liée à la forme de la topographie de surface (extrémité du dôme, en forme d'arc de cercle), correspondant à une forte divergence du flux. Des zones de convergence apparaissent clairement de part et d'autre de la crête, car le flux est contraint par le relief au SO. Une zone intermédiaire sur les flancs du socle rocheux prend alors des valeurs de faible amplitude, proches de 0 (orange clair et mauve).

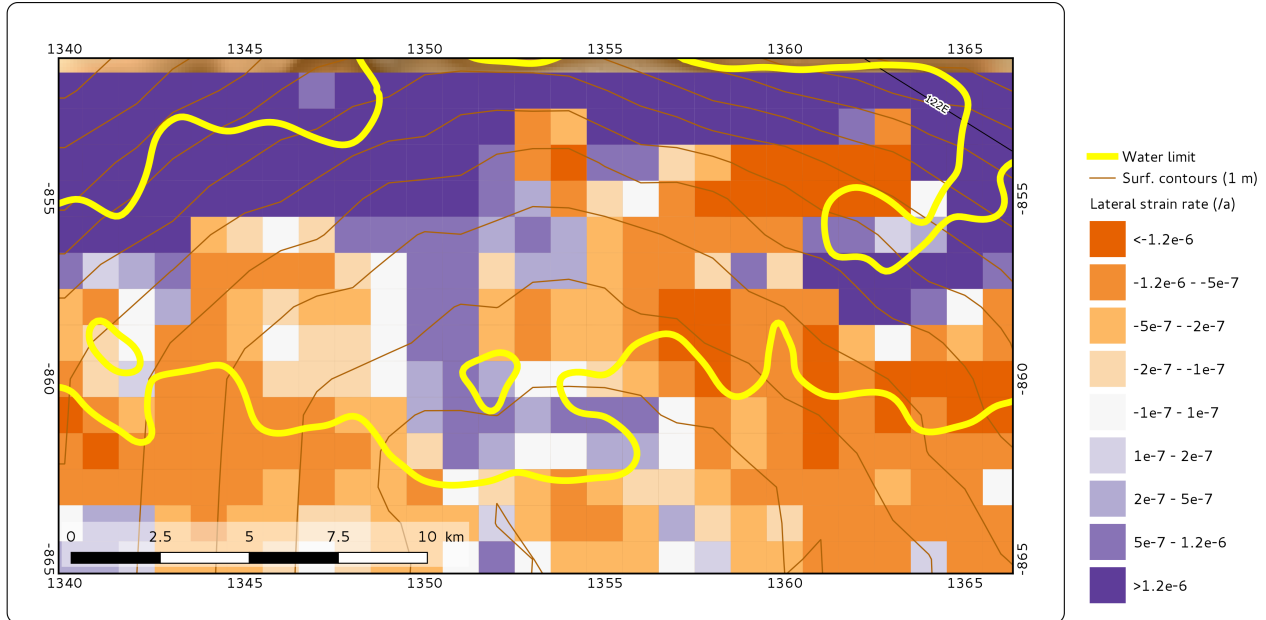


FIGURE 5.7 – Taux de déformation latéral perpendiculaire à l'écoulement ϵ_{YY} [a^{-1}]

L'épaisseur des couches annuelles proches du socle résulte de la déformation verticale cumulée le long de la trajectoire, qui est généralement décroissante avec la profondeur ($\epsilon_{zz} < 0$). Sous l'effet de la topographie, ce terme peut devenir positif et constitue donc un bon indicateur pour comprendre l'amincissement basal. La figure 5.8 illustre la grande variabilité spatiale de ϵ_{zz} , dont l'interprétation est malaisée. Relativement peu de points semblent concernés par des réépaississements en profondeur ($\epsilon_{zz} > 0$). Cette carte ne permet donc pas de bien diagnostiquer les zones de convergence, qui dépendent non seulement de la forme du socle, mais également de l'orientation du flux de glace. On calcule donc directement la courbure du socle perpendiculairement à l'écoulement, c'est-à-dire la valeur de $\partial^2 b / \partial Y^2$. Cette grandeur est calculée sur une zone de 4×4 km autour de chaque point. La figure 5.9 montre une absence de zone de convergence lorsque la vitesse horizontale est minimale et orientée perpendiculairement au blob A (orange). Au contraire latéralement la forme du socle peut agir comme contrainte pour faire converger la glace, ou bien diverger, selon l'orientation du flux et la forme du socle. On dispose donc d'un critère objectif pour privilégier des zones où il n'y a pas de convergence *a priori*.

5.3.2 Perturbations de la stratigraphie

La probabilité de générer des perturbations dans la stratigraphie dépend de la valeur du cisaillement vertical par rapport aux contraintes normales. Waddington *et al.* (2001) proposent donc d'utiliser un critère caractérisant l'efficacité du cisaillement, calculée dans le repère local :

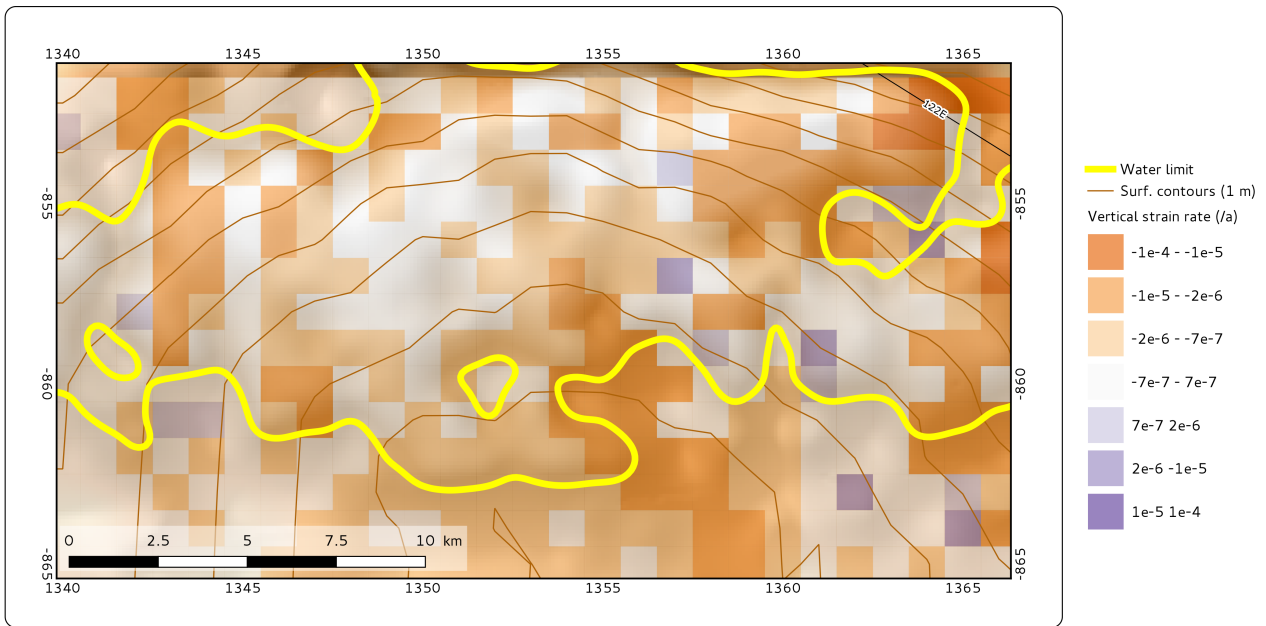


FIGURE 5.8 – Taux de déformation vertical 60 m au-dessus du socle [a^{-1}].

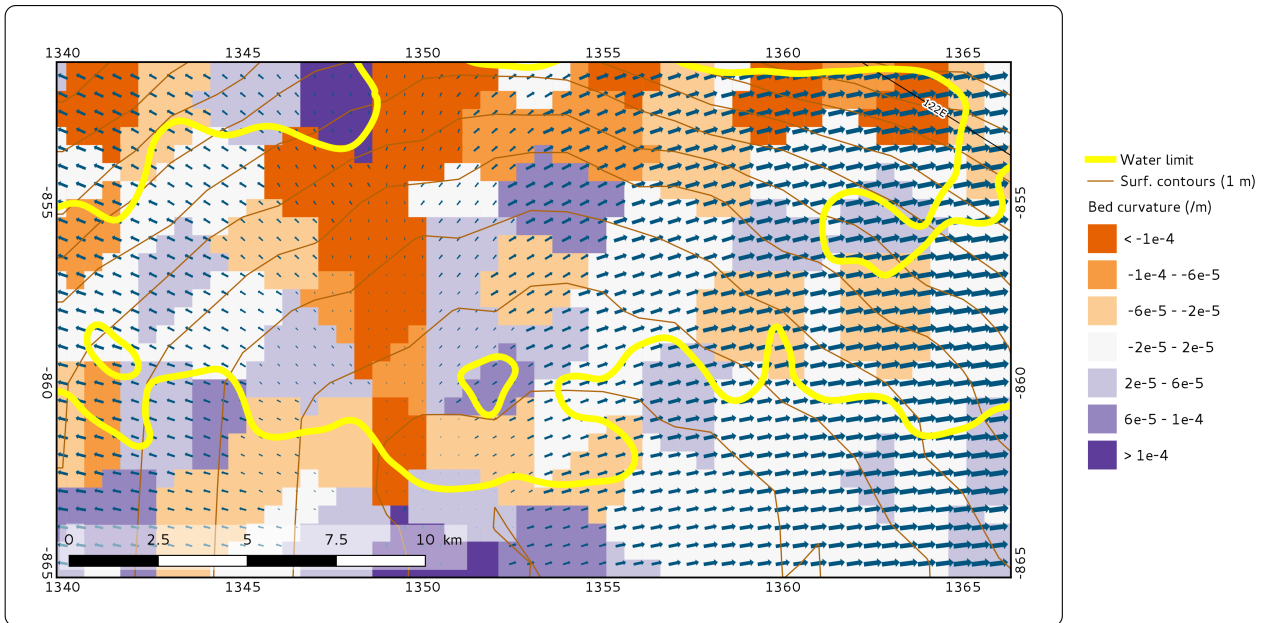


FIGURE 5.9 – Courbure du socle perpendiculairement à l'écoulement [m^{-1}].

$$\mathcal{S} = \frac{2\dot{\epsilon}_{XZ}}{\dot{\epsilon}_{XX} - \dot{\epsilon}_{ZZ}} \quad (5.13)$$

Ce critère compare simplement les rôles respectifs de la déformation en cisaillement simple et en cisaillement pur. La valeur de \mathcal{S} peut notamment servir à déterminer une taille critique d'anomalie acceptable dans la forme d'une couche isochrone en deçà de laquelle elle ne sera pas amplifiée plus profondément (Waddington *et al.*, 2001). Concrètement, les isochrones visibles dans nos radargrammes sont très lisses et on ne distingue guère d'anomalie caractéristique. On utilisera donc \mathcal{S} comme un simple critère à minimiser.

On calcule \mathcal{S} sur le blob A à environ 100 m du socle (fig 5.10). Il est logiquement minimal à

l'aplomb de la crête, et augmente en s'en éloignant. Au nord-est et à l'est (partie droite de la carte), la valeur de \mathcal{S} augmente drastiquement, probablement en lien avec la présence de cols, de sommets locaux et de vallées étroites. Au sud et sud-ouest, le critère augmente également fortement, mais en dessous de la limite d'altitude que nous nous sommes imposée, et reste plutôt faible au-dessus.

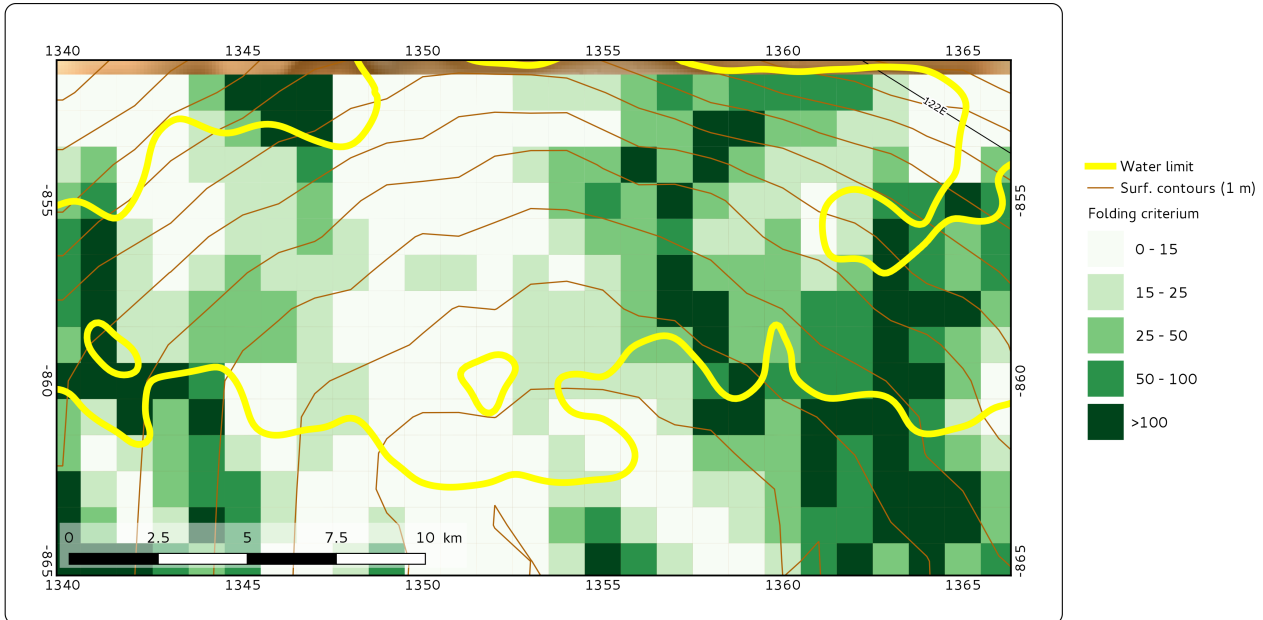


FIGURE 5.10 – Critère de cisaillement \mathcal{S} (adimensionnel).

5.4 Âge

5.4.1 Âge à 60 m

L'âge est calculé sur l'ensemble du blob A, à 60 m au-dessus du socle. La région sommitale du relief basal doit être écartée, car l'âge y dépasse difficilement 1.2 Ma (fig. 5.11 haut à droite et fig. 5.13). De la glace de 1.5 Ma y existe peut-être, mais elle se trouve en-deçà de notre marge de sécurité. Sur l'ensemble des flancs du blob A, l'âge de la glace est supérieure à 1.5 Ma, ce qui découle d'une absence de fonte imposée. L'âge est également très élevé en deçà du plus haut lac observé, mais il est possible qu'on soit là trop optimistes, en raison des risques de fonte, peut-être sous-estimée.

La résolution en âge calculée par le modèle pour une glace de 1.5 Ma est en général au-delà de la limite de tolérance de $10\,000\text{ a m}^{-1}$ pour toute la partie sommitale du blob A (fig. 5.12), qui doit donc être évitée. Seul le centre du domaine de la fig. 5.12 présente des résolutions proches de $10\,000\text{ a m}^{-1}$, voire meilleures.

On présente à la figure 5.13 la distribution des âges en fonction de l'épaisseur de glace. La gamme de couleur représente la valeur de la déformation verticale ϵ_{zz} à 60 m du socle, et la taille des symboles est proportionnelle à l'épaisseur des couches annuelles. Là où la couche de glace est trop peu épaisse ($H < 2650\text{ m}$), la glace de 1.5 Ma se situe très près du socle, et est donc probablement perturbée. Seule une gamme d'épaisseur semble compatible avec tout type

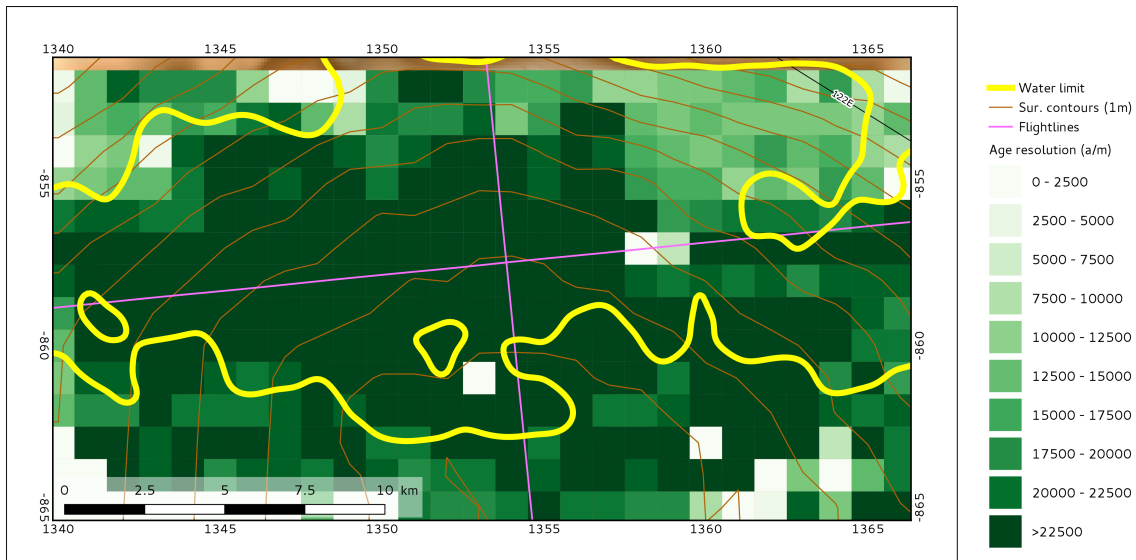


FIGURE 5.11 – Âge 60 m au-dessus du socle.

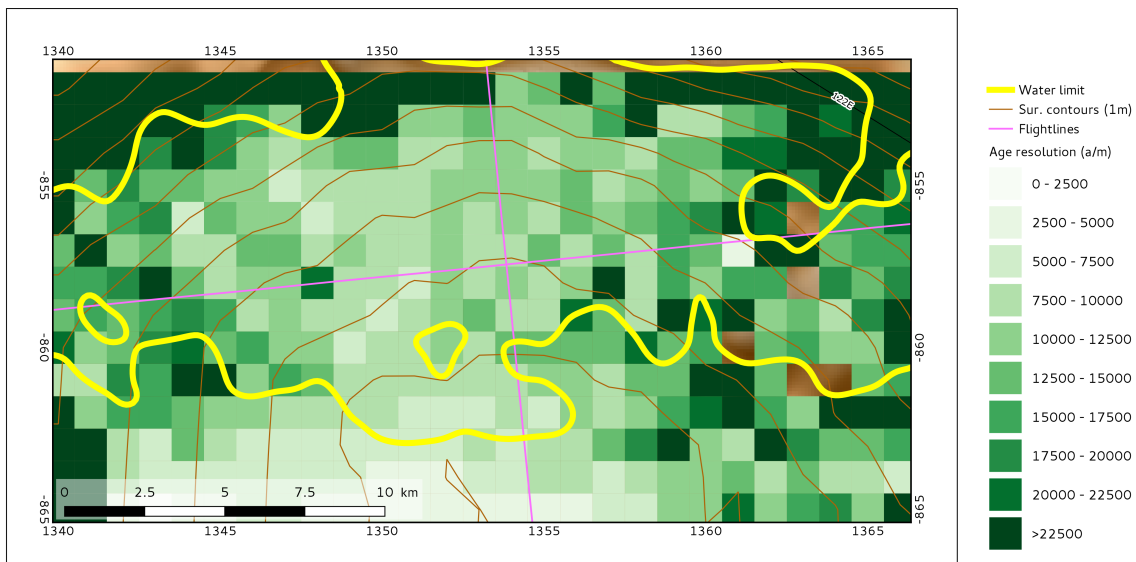


FIGURE 5.12 – Résolution en âge pour de la glace de 1.5 Ma.

d'âges, notamment les plus élevés ($2650 < H < 2850$). D'ailleurs, des épaisseurs plus grandes seraient possibles, mais le risque de fusion basale devient alors très significatif, alors même que des endroits avec moins de risques de fusion sont nombreux. Lorsque les couches de glace peuvent épaissir dans le fond ($\epsilon_{zz} > 0$), l'âge de la glace à 60 m du socle est le plus souvent en dessous de l'objectif de 1.5 Ma.

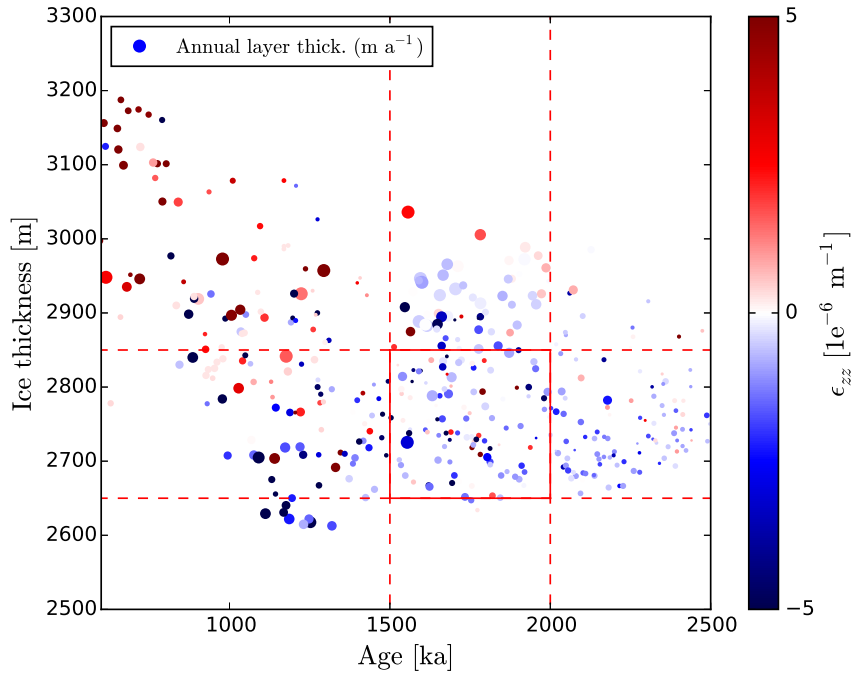


FIGURE 5.13 – Épaisseur vs. âge à 60 m au-dessus du socle. La taille des points est proportionnelle à l'épaisseur des couches.

5.4.2 Calcul des isochrones

On interpole maintenant le champ d'âge obtenu précédemment pour tracer les isochrones le long des lignes de vol X45a et Y77a. On calcule ensuite les résolutions en âge à 1 Ma et 1.5 Ma à partir des positions des isochrones 0.9 Ma et 1 Ma, et 1.4 Ma et 1.5 Ma respectivement, ce qui peut expliquer des écarts avec les résolutions calculées précédemment.

Les isochrones modélisées sont suffisamment planes et proches des observations pour permettre une identification avec les isochrones observées, très planes elles aussi (fig. 5.14), ce qui autorise à interpréter les isochrones plus profondes comme étant mécaniquement cohérentes avec les observations. En particulier l'isochrone 1.5 Ma se situe au moins à 100 m au-dessus du socle. La résolution serait peut-être un peu moins bonne que précédemment, dépassant souvent $10\,000\text{ a m}^{-1}$. Le modèle permet également d'essayer de dater les isochrones profondes, là où une bonne correspondance entre modèle et observation est possible. Si les deux premières sont peut-être de 400 ka et 450 ka, il est difficile d'avoir une estimation précise pour les suivantes, même si un écart de 100 ka entre chacune est plausible eu égard aux écarts entre les isochrones modélisées. Les deux dernières isochrones visibles mais non datées, sur le côté gauche de la figure 5.14, pourraient donc dater de 800 à 900 ka environ. On voit toutefois que la forme courbée des isochrones profondes modélisées et la légère sous-estimation des observations rendent cet exercice de datation assez incertain.

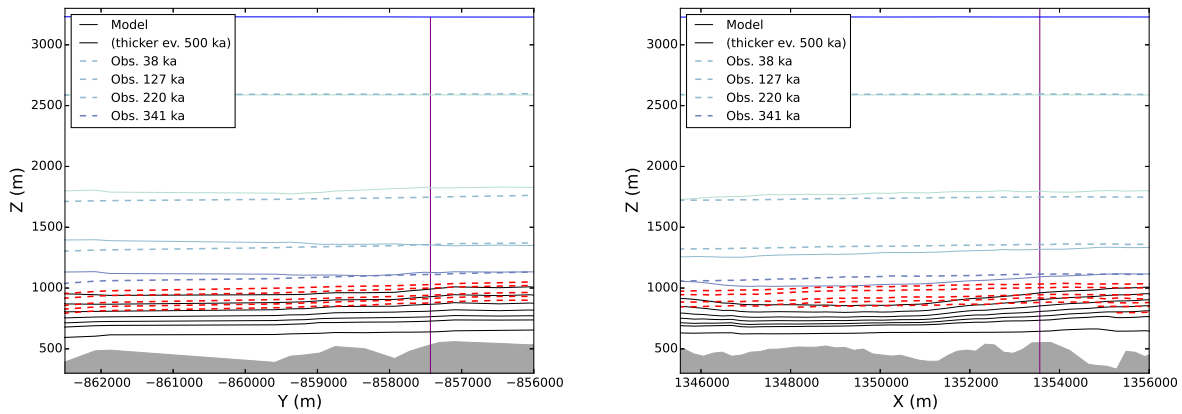


FIGURE 5.14 – Isochrones modélisées (traits pleins) et observées (tiretées), le long de X45a (gauche), et Y77a (droite). Le trait vertical montre l'intersection entre X45a et Y77a.

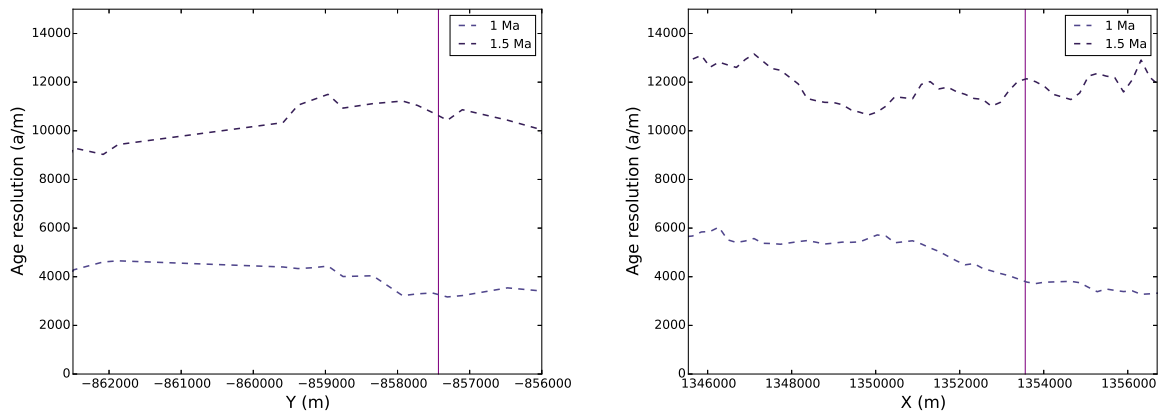


FIGURE 5.15 – Résolution en âge pour 1 Ma et 1.5 Ma, le long de X45a (gauche), et Y77a (droite).

5.5 Trajectoires

On s'intéressera d'abord ici aux blobs secondaires pour savoir quelle est la longueur des trajectoires et leur forme. Pour le blob B, la glace part du nord-est de Dôme C, et s'enfonce profondément dans la tranchée Concordia (effet topographique et de la fonte basale), avant de remonter contrainte par la forme du socle (fig. 5.16, gauche). La trajectoire totale est longue de 35 km. Pendant cette remontée, la glace tangente le socle sur presque 10 km. Il serait donc très risqué de forer au blob B, et en général sur le relief qui surplombe la tranchée Concordia.

Une rétrotrajectoire de la glace est également tracée au blob A depuis $x = 1\,355\,600\text{ m}$, $y = -857\,500\text{ m}$, là où la résolution serait suffisante (fig. 5.14) et où la topographie basale est très aplatie. La longueur de la trajectoire de la glace basale est inférieure à 10 km. La glace suit le flux divergent depuis la crête en tournant vers l'ouest (fig. 5.17). En l'absence de fusion, la glace basale a tendance à tangenter le socle sur plusieurs kilomètres, ce qui est susceptible de perturber l'écoulement. Il est donc utile que la pente du socle soit suffisante pour que la trajectoire de la glace et la surface du socle ne soient pas parallèles l'un à l'autre (exemple fig. 5.16, droite). Malheureusement, la trajectoire tracée ici passe en amont au-dessus d'une arête (fig. 5.17), ce qui fait diminuer puis augmenter, puis rediminuer l'épaisseur se trouvant sous la

particule de glace. On pourrait donc également considérer cette arête comme un endroit propice (flèche blanche à la fig. 5.17), car ayant des caractéristiques proches du premier point, mais avec une trajectoire plus courte et pour lesquelles les perturbations basales sont moindres.

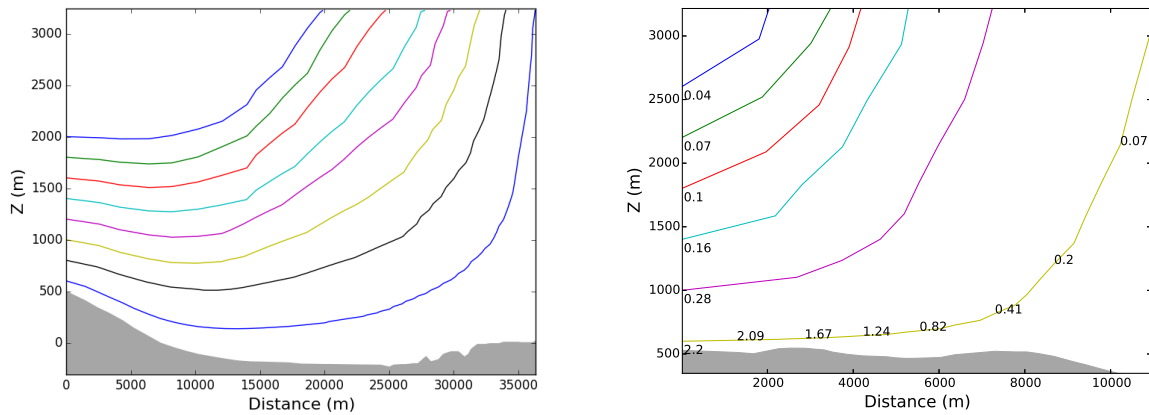


FIGURE 5.16 – Trajectoires de la glace jusqu’au blob B (gauche) et jusqu’au blob A (droite) en $x = 1355.6$ km et $y = -857.5$ km. Les nombres reportés sur le graphique indiquent l’âge en millions d’années.

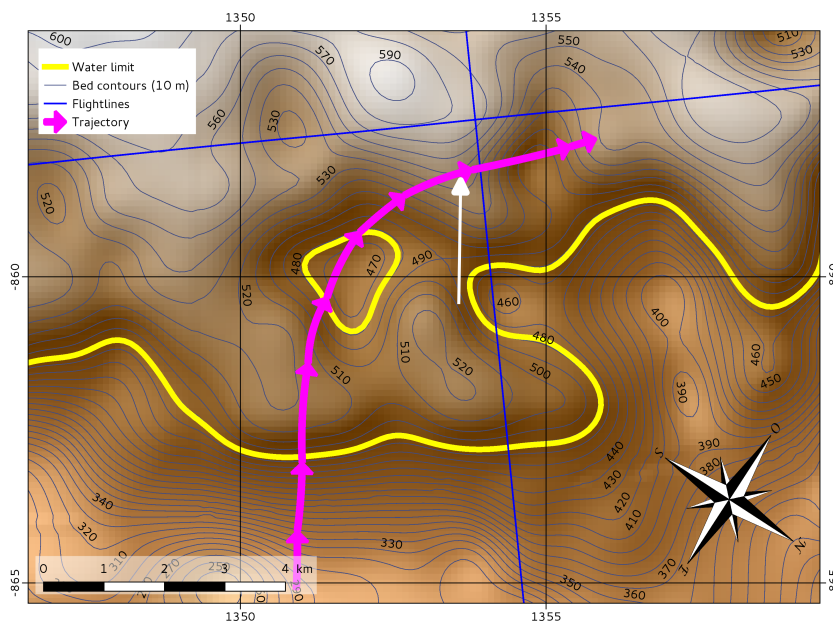


FIGURE 5.17 – Trajectoire de la glace de la crête jusqu’à un site potentiel.

5.6 Validité des approches 1D

Les modèles tridimensionnels permettent de connaître une structure du champ de vitesse qui respecte à la fois l’ensemble des équations de la mécanique ainsi que les contraintes topographiques. Bien qu’ils ne les respectent pas toujours, les modèles 1D utilisant un profil de vitesse verticale synthétique peuvent quand même être très utiles, de par leur légèreté de mise en œuvre, notamment pour procéder à des inversions de paramètres mal connus (Passalacqua *et al.*, 2017;

Parrenin *et al.*, 2017; Cavitte *et al.*, 2017). Il est toutefois peu évident de connaître *a priori* la validité d'une approche 1D dans un cas quelconque. Celle-ci est assurée à un dôme par effet de symétrie, mais en s'en éloignant les effets de relief peuvent modifier significativement le champ de vitesse verticale. De plus, les hypothèses posées par Lliboutry (1979) ont été sciemment non respectées. On va donc procéder ici à une estimation du paramètre de forme p pour chaque point du domaine, en minimisant l'écart entre profil de vitesse verticale 3D et synthétique.

Les valeurs de p trouvées pour une glace isotrope présentent un minimum à l'aplomb de la crête (fig 5.18), ce qui est compatible avec un effet de Raymond calculé par le modèle mécanique. La valeur au niveau du dôme lui-même est de l'ordre de 3, ce qui est proche de la valeur de 2.3 estimée par Parrenin *et al.* (2007a). En s'éloignant de la crête, les valeurs de p augmentent, et le profil de vitesse 3D semble toujours pouvoir être décrit par un profil synthétique. Lorsque des reliefs se présentent, les profils de vitesse sur les flancs du relief sont correctement décrits, mais cela n'est plus le cas au sommet du relief ou derrière (fig. 5.19). La forme du relief induit une divergence verticale du flux de glace, qui tend à le ralentir. Le profil de vitesse horizontale n'est plus uniformément croissant, et le profil de vitesse verticale n'est plus compatible avec un profil synthétique de Lliboutry. Dans ce cas, la valeur de p qui minimise les écarts tend vers l'infini (profil linéaire, incapable de reproduire la forme du profil).

Pour de la glace anisotrope, les valeurs de p sont sensiblement plus élevées, par exemple d'environ 8 au dôme. Cette augmentation est due au fait que la déformation de la glace est alors concentrée à la base de la calotte, et le profil de vitesse horizontale est très non linéaire (voir fig.1.14).

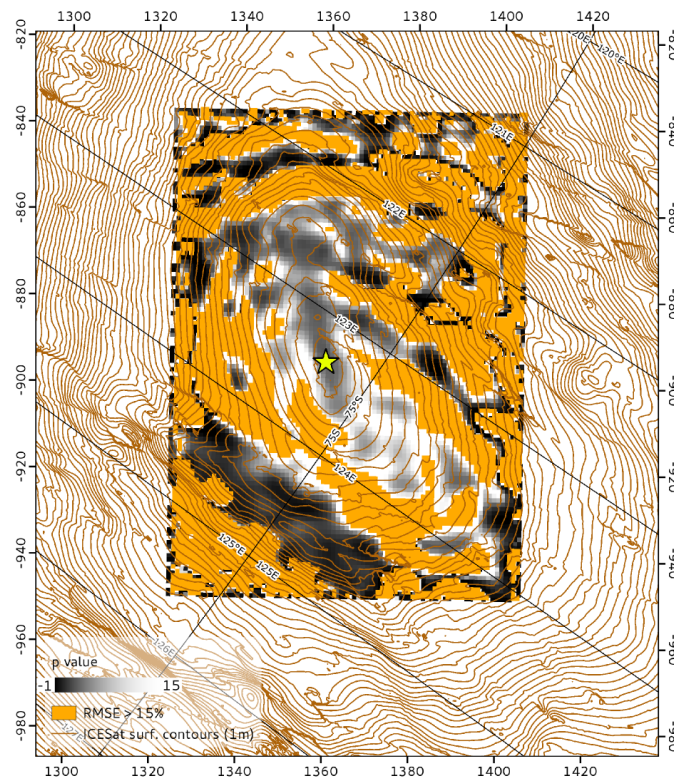


FIGURE 5.18 – Valeurs équivalentes de p par rapport au champ de vitesse 3D. Dans les zones oranges, l'utilisation d'un profil synthétique 1D est inadapté.

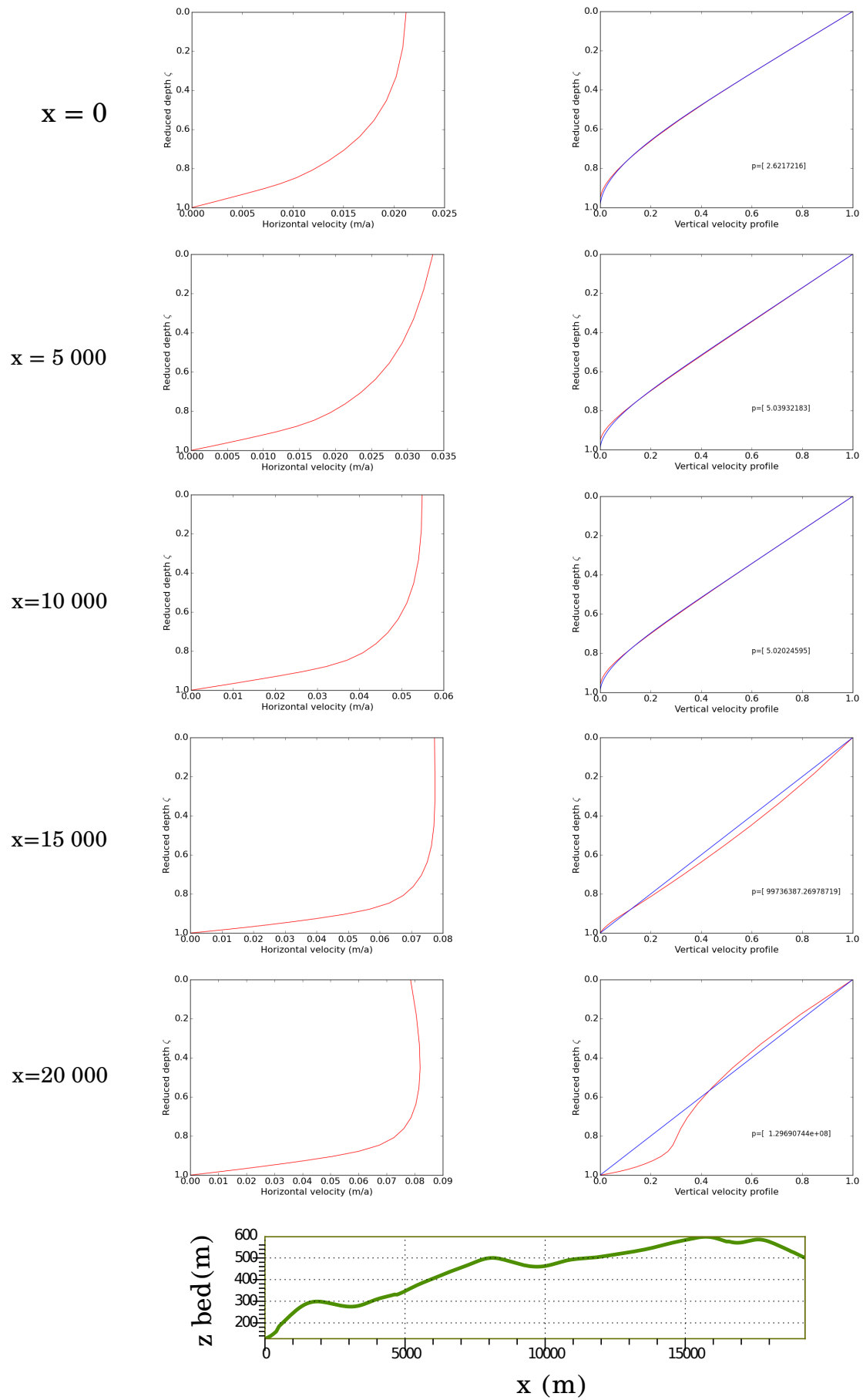


FIGURE 5.19 – Gauche : profil de vitesse horizontale du modèle 3D. Droite : profil de vitesse verticale 3D (rouge) et 1D (bleu). Valeurs prises le long d'un transect NE-SO coupant le blob A (bas).

Valeurs de p au blob A. Sur les flancs du blob A, les profils de vitesse synthétiques sont donc adaptés pour simuler le champ de vitesse tridimensionnel. Les profils sont plus linéaires dans le cas anisotrope que dans le cas isotrope, à cause de la plus grande déformation en cisaillement horizontal dans le premier cas. En conséquence, les valeurs de p sont toujours supérieures à 3 dans le cas isotrope, et supérieures à 6 dans le cas anisotrope. Il n'y a pas de limite supérieure naturelle, la valeur de p n'étant pas bornée, mais au-delà d'une valeur typique de 15 le profil de vitesse est peu affecté (car très proche de la linéarité). Au chapitre suivant, on explorera les valeurs de p dans un modèle 1D contraint par les isochrones, propre à donner une estimation réaliste de l'âge basal. On utilisera donc une gamme de valeurs comprise entre 3 et 10.

Correction des effets de relief L'incapacité de décrire les profils de vitesse réelle sur un socle descendant vient de l'hypothèse unidimensionnelle qui ne prend pas en compte les effets du relief du socle. Une approche 2D permet de prendre en compte ces effets, ce qui modifie la fonction de forme comme suit (Parrenin *et al.*, 2006) :

$$u_z = -m - (a - m)\omega(\zeta) + \bar{U}_X \left(\frac{\partial b}{\partial X} + (1 - \zeta) \frac{\partial H}{\partial X} \right) \frac{\partial \omega}{\partial \zeta} \quad (5.14)$$

où \bar{U}_X est la vitesse de bilan selon l'axe d'écoulement horizontal. En $X = 20\,000$ m, on recalcule un profil optimisé corrigé des effets de relief le long de l'écoulement (fig. 5.20). La correction apportée permet de rendre convexe le bas du profil, en adéquation avec ce qui est constaté en 3D. La pente descendante rend les vitesses verticales d'autant plus fortes, ce qui crée cette anomalie. On constate quand même la difficulté de décrire complètement l'ensemble du profil 3D, qui présente un point d'inflexion difficile, voire impossible, à rendre en 2D.

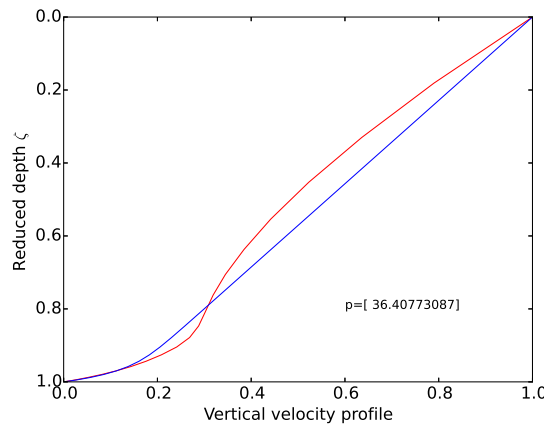


FIGURE 5.20 – Profil de vitesse verticale corrigé des effets de relief le long de l'écoulement, simulation 3D (rouge) et 2D (bleu).

5.7 Conclusion

Ce chapitre a permis d'apporter les quantifications nécessaires à la localisation kilométrique d'un site de forage. Tout d'abord, on confirme qu'il est possible, mécaniquement parlant, d'obtenir de la glace de 1.5 Ma sur le blob A à 60 m du socle. Par contre, l'obtenir avec une résolution de

$10\,000\text{ a m}^{-1}$ est possible, mais on n'a pas complètement apporté ici la preuve que ce seuil serait bien respecté. Toutefois, pour l'instant, les isochrones observées n'ont pas été rigoureusement assimilées, elles ont plutôt servi de comparaison. Le chapitre suivant utilisera une méthode d'assimilation pour construire une échelle d'âge mieux contrainte.

Ensuite, on a évalué la valeur des critères importants dans le choix d'un site de forage (fig. 5.21), en particulier les taux de déformation. On souhaite une zone où la glace ne subit pas de convergence (possible réépaississement des couches et âge trop faible), mais pas trop de divergence non plus (résolution trop mauvaise), et où les risques de perturbations stratigraphiques soient faibles. De plus le futur site devra se trouver significativement au-dessus du lac sous-glaciaire le plus élevé ($b \simeq 480\text{ m}$), mais pas trop haut sur le relief au risque de dégrader sérieusement la résolution en âge. Comme beaucoup de points valident ces critères, on a durci légèrement ceux-ci pour sélectionner uniquement ceux pour lesquels on a même de la marge par rapport à ces valeurs seuils.

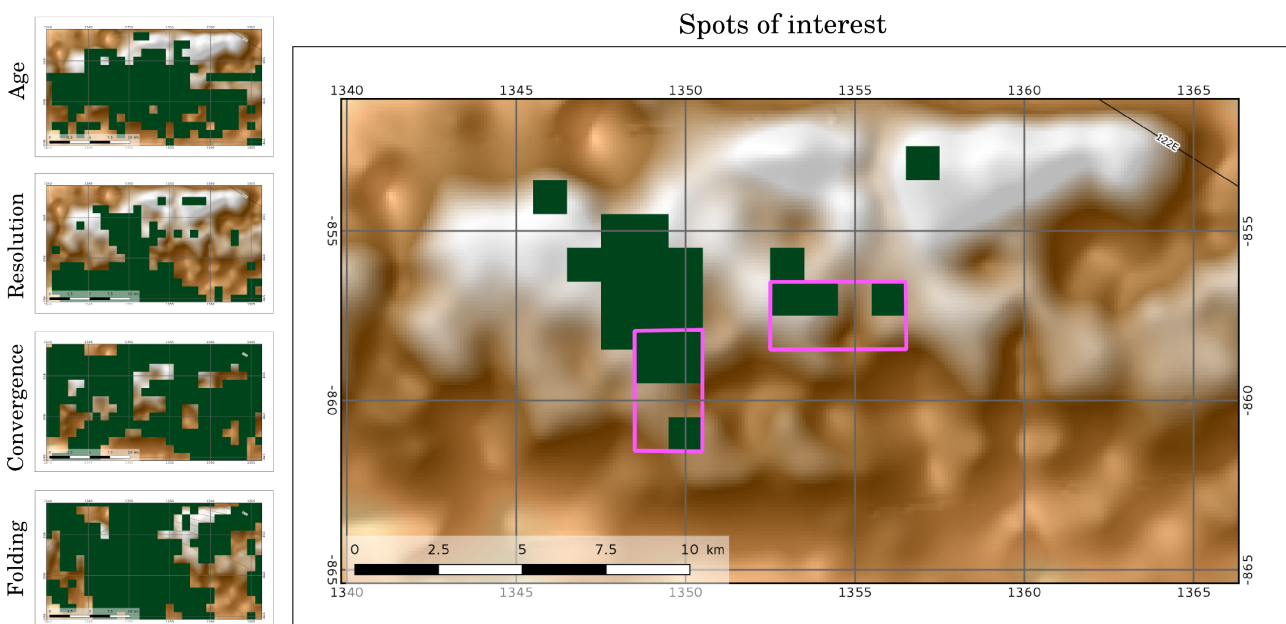


FIGURE 5.21 – Sélection d'une zone propice par superposition des différents critères à respecter : âge minimal, résolution en âge, risques de fusion, risques de perturbation stratigraphique. Seuils choisis : âge $> 1.8\text{ Ma}$; résolution $< 8.5\text{ ka m}^{-1}$; altitude du socle $b > 520\text{ m}$; critère de cisaillement $\mathcal{S} < 40$. Les zones vertes sont celles qui respectent les différents critères.

Plusieurs zones valident ces critères, et on privilégiera d'abord celles qui se trouventnt les plus proches de la crête actuelle, et dont les rétrotrajectoires correspondantes sont courtes (environ 10 km au maximum). Il vaut mieux minimiser le trajet de la glace au-dessus du socle accidenté, c'est pourquoi on propose de plutôt s'intéresser aux zones encadrées en rose. L'épaisseur de glace correspondant au site final sera donc comprise entre 2700 m et 2800 m. On présentera dans la partie suivante les résultats obtenus sur la zone de droite avec un modèle 1D assimilant la structure des âges observés permettra plus précisément d'avoir une estimation du risque de succès ou d'échec du projet de forage.

Modèle 1D contraint par les isochrones

Étant donné l'objectif général du futur forage, qui est de retrouver de la glace d'une période bien identifiée et très ancienne, et étant donné les coûts inhérents à la mise en place d'un forage profond (même rapide), il est primordial que les travaux préliminaires puissent donner une estimation suffisamment fiable de l'âge basal sur le site choisi. L'identification et le suivi des couches isochrones datées à partir de la carotte EPICA permet la description de la relation âge-profondeur sur environ les 3/4 de la colonne de glace dans la région du blob A. Dans la suite, on utilisera une méthode similaire à celle de Parrenin *et al.* (2017), qui estiment l'âge basal par un modèle 1D contraint par ces isochrones. Là où Parrenin *et al.* (2017) procèdent à une inversion assez libre (peu de contraintes sur p et Φ_g), on bénéficiera ici des résultats des chapitres 3 et 5, qui permettent de restreindre la gamme de valeurs de p et m . De plus, on utilisera non seulement le profil de Lliboutry (1979), mais également celui de Bolzan (1985), par continuité de l'un à l'autre, comme expliqué en § 1.7. De ce fait, toutes les valeurs de p sont possibles, positives ou négatives, et on explorera l'espace des p sans transformation préalable.

Le point particulier qui est choisi dans la suite du texte comme site exemple a pour coordonnées $x = 1\,355\,824$ m, $y = -857\,235$ m. Ce point proche de l'intersection des lignes de vols X45a et Y77a se situe un replat topographique correspondant aux zones d'âge élevé calculé au chapitre précédent. Ce point sert ici à illustrer la qualité de la zone, mais ne constitue pas en l'état un choix préétabli. Il est utile de commencer par comparer les relations âge-profondeur de différents forages profonds avec l'une d'elle mesurée sur le blob A, pour appréhender la pertinence de ce site de forage potentiel.

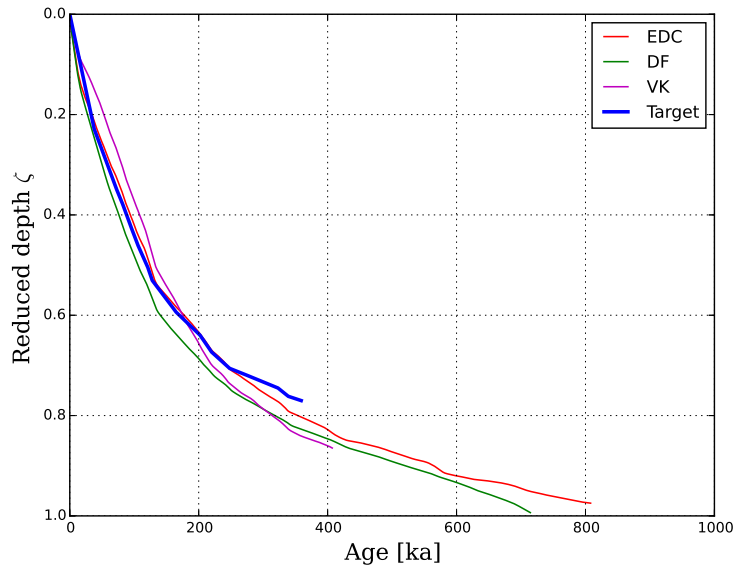


FIGURE 6.1 – Évolution de l'âge selon la verticale pour trois forages et le site d'intérêt.

6.1 Relations âge-profondeur de différents sites

L'évolution des âges sont très similaires pour la partie supérieure des trois forages et du site d'intérêt (fig. 6.1). Au-delà de $\zeta = 0.7$, la relation âge-profondeur au site d'intérêt commence à diverger significativement de ceux des autres sites. La courbure générale de la relation âge-profondeur est donc globalement plus forte et l'âge au socle susceptible d'être beaucoup plus élevé. Pour constituer une contrainte efficace, la relation âge-profondeur doit ainsi être décrite sur plus des 2/3 de la colonne de glace.

Se pourrait-il que la déviation relative de la relation âge-profondeur ne soit qu'une variation locale qui nous induise en erreur? Cette option est peu vraisemblable. D'abord, parce que cette déviation par rapport aux sites de forage existants se retrouve à d'autres endroits du blob A, et n'est donc pas la conséquence d'un effet mécanique local, dû au relief par exemple. Ensuite parce que l'étude menée au chapitre 3 montre que l'absence de fonte est très probable, ce qui signifie que la forte non-linéarité de la relation âge-profondeur est attendue. L'objectif est maintenant de prolonger la relation âge-profondeur observée jusqu'au socle, en utilisant un modèle 1D correspondant au modèle de vitesse utilisé au chapitre 3. L'hypothèse 1D est très raisonnable étant donné le parcours assez court qu'a eu la glace entre la surface et le socle (de l'ordre de la dizaine de kilomètres), et puisqu'on l'utilise sur les flancs du blob A, là où la forme du profil de vitesse est compatible avec un profil synthétique.

6.2 Assimilation des isochrones

Le modèle 1D décrit le champ de vitesse verticale selon un profil synthétique déjà utilisé précédemment (chapitre 3), et est utilisé en régime stationnaire. Contrairement à Parrenin *et al.* (2017), on ne résoud pas ici le bilan thermique, car cette étape a déjà été menée, et on se contente d'imposer directement une fusion basale m . L'hypothèse 1D permet de simplifier le

calcul de l'âge (eq. (5.2)) en négligeant les composantes horizontales du mouvement.

Les paramètres du modèle sont l'accumulation a , la fusion basale m et le paramètre d'amin-cissement p . Pour chaque triplet $\mathbf{x}_k = (a_k, m_k, p_k)$, l'écart aux n isochrones observées est ainsi évalué par une fonction coût J_k :

$$J_k = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\chi_{obs}^i - \chi_{mod,k}^i}{\sigma_{obs}^i} \right)^2 + \left(\frac{p_{prior} - p_k}{\sigma_p} \right)^2 + \left(\frac{m_{prior} - m_k}{\sigma_m} \right)^2 \quad (6.1)$$

La fonction $e^{-J_k/2}$ correspond en fait à une densité de probabilité du candidat \mathbf{x}_k , sous une hypothèse de distribution gaussienne des erreurs. Les incertitudes sur les isochrones observées correspondent à la somme des incertitudes dues à la datation (Bazin *et al.*, 2013), et dues au processus d'identification et de suivi des isochrones (Cavitté *et al.*, 2016). Comme ces incertitudes grandissent avec la profondeur, plus de latitude est acceptée en profondeur qu'en surface.

On doit donc résoudre le problème de minimisation de la fonction coût, ce qui est mené par une méthode de Metropolis-Hastings (Hastings, 1970; Metropolis *et al.*, 1953). L'espace (a, m, p) est exploré de façon aléatoire et de proche en proche de façon à échantillonner la densité de probabilité associée à ces paramètres. Chaque triplet candidat \mathbf{x}_k est accepté ou rejeté selon les règles suivantes :

- si $J_k < J_{k-1}$ alors le candidat est accepté,
- si $J_k > J_{k-1}$, alors le candidat est accepté avec la probabilité $e^{-J_k/2}/e^{-J_{k-1}/2}$.

Pour chaque point de mesure radar, la taille de l'échantillon choisi est de 1000 candidats. Cette méthode permet non seulement de trouver un optimum mais également de décrire la distribution *a posteriori* des paramètres du modèle.

Valeurs *a priori* du modèle On a montré que la fusion basale est très probablement nulle sur le blob A ; toutefois la zone la plus intéressante mécaniquement se trouve sur le flanc, où des valeurs non nulles de fusion ne sont pas impossibles. De plus, on a expliqué que la fusion basale était sûrement plus élevée de 0.1 mm a^{-1} entre 1.5 Ma et 1.0 Ma. Un prior vraisemblable pour le paramètre correspondant m' serait donc $m' = 0 \pm 0.15 \text{ mm a}^{-1}$. Considérer des valeurs négatives permet de ne pas sous-représenter la fusion nulle, en ramenant simplement les valeurs négatives de m' à 0, soit $m = \max(m', 0)$. Concernant p , on commencera par utiliser un prior en accord avec les conclusions du chapitre précédent, soit $p = 6.5 \pm 1.75$, de façon que les valeurs de p soient essentiellement comprises entre 3 et 10.

Une des difficultés de la méthode de Metropolis-Hastings est le paramétrage du pas d'exploration, qui règle l'écart maximal entre les candidats \mathbf{x}_k et \mathbf{x}_{k-1} . Un pas trop petit empêche une exploration efficace de l'espace, alors qu'un pas trop grand aura tendance à surreprésenter des cas défavorables éloignés de l'optimum. Ici les pas d'exploration choisis ont été de 0.05 cm a^{-1} pour a , 0.05 mm a^{-1} pour m , et 0.3 pour p .

6.3 Convexité de la fonction coût

Pour évaluer l'efficacité de la méthode, il est intéressant de décrire la dépendance de la fonction coût aux paramètres d'entrée, ce qui est fait pour notre point d'intérêt. La figure 6.2 montre que la fonction coût est fortement convexe dans l'espace des paramètres, et l'estimation d'un optimum unique y semble possible.

Toutefois, de nombreux triplets sont susceptibles de générer des écarts aux observations très proches les uns des autres. En particulier, un paramètre p trop petit permet de corriger vers la surface un profil d'âge correspondant à une accumulation plus grande que l'accumulation réelle. En profondeur, un paramètre p trop grand peut être compensé par une diminution de la fusion basale. Ce dernier effet est en fait limité par la borne que constitue la valeur $m = 0$. La validité de la valeur optimum est donc en elle-même peu significative, et on présentera par la suite les valeurs moyennes et les écarts-types associés aux différentes distributions.

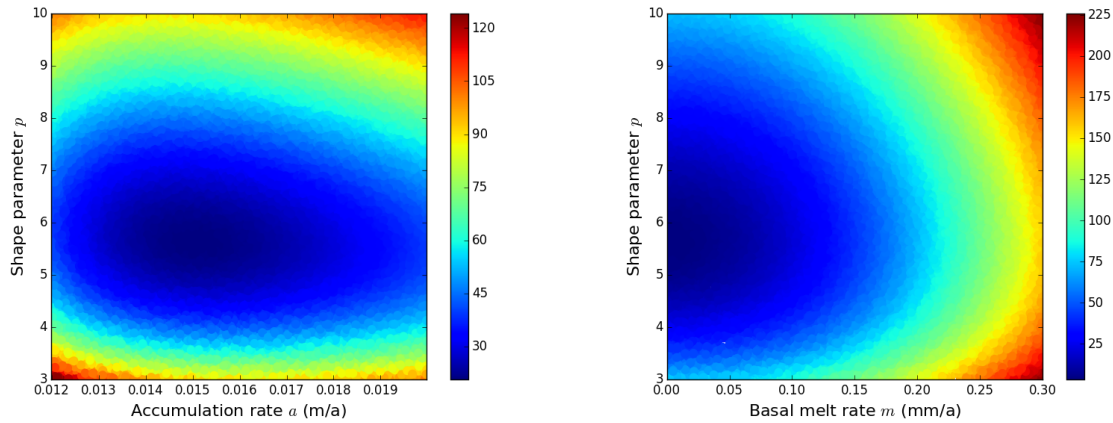


FIGURE 6.2 – Fonction coût J dans l'espace (a, p) à m fixé, et dans l'espace (m, p) à a fixé.

6.4 Validation de la méthode sur les sites de forages EDC et DF

Avant d'utiliser la méthode sur le blob A, on vérifie sur les sites EDC et Dôme Fuji la pertinence des résultats obtenus. On ignore volontairement les âges supérieurs à 366 ka et extrapolons les âges à partir des isochrones connues et des informations disponibles concernant la fusion basale (prior de 0.7 mm a^{-1} pour EDC et 1.0 mm a^{-1} pour DF).

L'âge calculé pour EDC est de $780 \pm 22 \text{ ka}$, et à Dôme Fuji de $681 \pm 18 \text{ ka}$ (fig. 6.3), ce qui est légèrement plus faible que les âges connus de 808 ka et 720 ka, mais encore dans la marge d'incertitude de 2 écarts-types. Ce résultat n'est guère étonnant, puisque les datations de ces deux carottes ont elles-mêmes pu être menées à l'aide d'un modèle 1D (Parrenin *et al.*, 2007a). L'intérêt de cette vérification est donc surtout de valider que les incertitudes liées à la méthode sont bien pertinentes. Une sous-estimation systématique n'est pas à exclure, puisqu'il semble que le modèle 1D ait du mal à reproduire la courbure de la relation âge-profondeur en dessous de l'altitude des 1000 m environ. Sur le blob A, auquel on s'intéresse maintenant, la fusion basale est nulle ou bien très faible et cette courbure sera très forte.

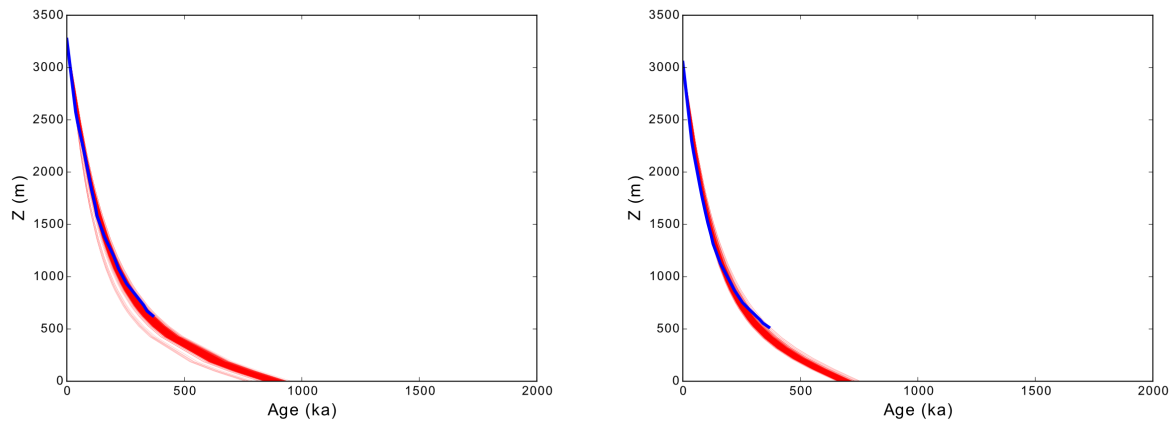


FIGURE 6.3 – Extrapolation des relations âge-profondeur à Dôme C (gauche) et Dôme Fuji (droite). Tracé bleu : observations. Tracés rouges : simulations.

6.5 Application au blob A

Une simulation est faite pour chaque point de mesure radar disponible sur le blob A (fig. 6.4). Les résultats confirment d’abord clairement que toute la partie sommitale du relief basal n’est pas adaptée à notre recherche (âge insuffisant ou résolution insuffisante). Les zones qui au contraire apparaissent comme propices correspondent aux dépressions du socle. Mais comme le modèle est unidimensionnel, l’âge basal augmente directement avec l’épaisseur, puisqu’on a considéré que la fusion était nulle ou presque nulle. Il faut donc être prudent dans l’interprétation des âges correspondants : d’abord parce que les dépressions sont le lieu de convergence du flux de glace, donc d’un épaissement des couches non pris en compte ici, mais également parce qu’on augmente le risque de fusion basale, bien qu’il reste faible. De plus, la géométrie des vallées tend à concentrer le flux de chaleur venant du socle (Van der Veen *et al.*, 2007), ce qui augmente encore le risque de fusion. Sont notamment concernées la grande vallée parallèle à l’axe principal du dôme ($x \simeq 1356$ km), et les grandes cuvettes de part et d’autre de cette vallée.

Si l’on souhaite ne pas s’éloigner de la crête de surface, sans se placer à l’aplomb d’une dépression du socle, ni en dessous de la limite de fusion observée (altitude du plus haut lac sous-glaciaire), et pour laquelle la glace de 1.5 Ma est suffisamment haute au-dessus du socle, on peut s’intéresser ici aux deux zones de quelques km² déjà sélectionnées au chapitre 5 (fig 5.21, cadres roses). La résolution moyenne est souvent proche de notre valeur seuil, mais est en général un peu meilleure sur les flancs du relief que sur les sommets locaux. En se plaçant proche de l’isocontour 540 m, on améliore la probabilité d’une résolution correcte sans pour autant risquer beaucoup de fusion basale.

Par comparaison avec les résultats obtenus au chapitre précédent, il semble que la zone de droite corresponde à des âges calculés un peu plus élevés et mieux résolus que la zone de gauche. Le point d’intérêt mentionné au début du chapitre se situe ainsi dans cette zone de droite, sur un replat topographique (flèche noire), ce qui est le signe que l’âge élevé est dû à la courbure importante de la relation âge-profondeur, mais pas à un effet d’épaisseur de la glace. De plus, ce replat favorise la régularité de l’écoulement et de l’amincissement. On présentera au paragraphe 6.6 le détail des résultats du modèle sur ce site particulier.

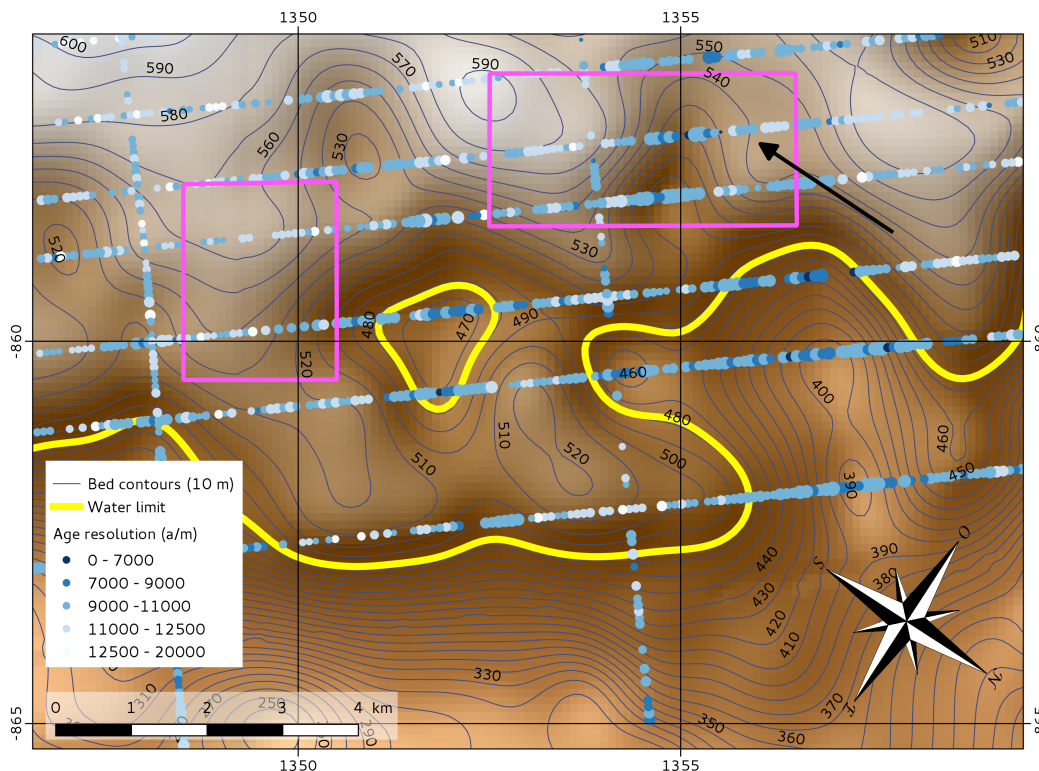


FIGURE 6.4 – Résolution en âge calculée à 60 m au-dessus du socle. La taille des symboles est proportionnelle à l'altitude de la glace de 1.5 Ma au-dessus de 60 m. De ce fait, seuls les points plus âgés que 1.5 Ma sont représentés.

Hauteur au-dessus du socle. On a pris ici une marge de sécurité de 60 m entre le socle rocheux et la glace basale que l'on considère comme potentiellement exploitable, cette valeur étant prise par comparaison avec la carotte EDC (Tison *et al.*, 2015). Mais rien n'indique que cette marge soit suffisante, et une épaisseur de glace perturbée plus grande est possible en raison de la topographie basale. Il est donc utile d'estimer la marge de sécurité effectivement disponible entre la glace datée de 1.5 Ma et le socle. Sur les deux zones encadrées en rose à la figure 6.4, l'altitude de cette glace varie de plusieurs dizaines de mètres. Dans la zone de droite encadrée en rose, la glace de 1.5 Ma se situe en général plus haut au-dessus du socle que dans la zone de gauche (environ 140 m contre 110 m). Comme la résolution peut pâtir de cette hauteur de sécurité, un compromis devra être trouvé entre ces deux paramètres.

6.6 Application sur le replat topographique

L'âge moyen extrapolé au point d'intérêt est de 1.9 ± 0.2 Ma à 60 m au-dessus du socle, et la distribution des âges correspond à une probabilité de 98 % que l'âge y soit supérieur à 1.5 Ma (fig. 6.5). La contrainte donnée par les isochrones impose donc quasiment de fait un âge plus vieux que celui dont nous avons besoin. La glace de 1.5 Ma se trouverait à 143 m au-dessus du socle.

La résolution en âge pour la glace de 1.5 Ma est de 11.5 ± 1.5 ka m⁻¹, c'est-à-dire que la borne supérieure de 10 ka m⁻¹ y serait très probablement dépassée. La quasi-totalité des simulations

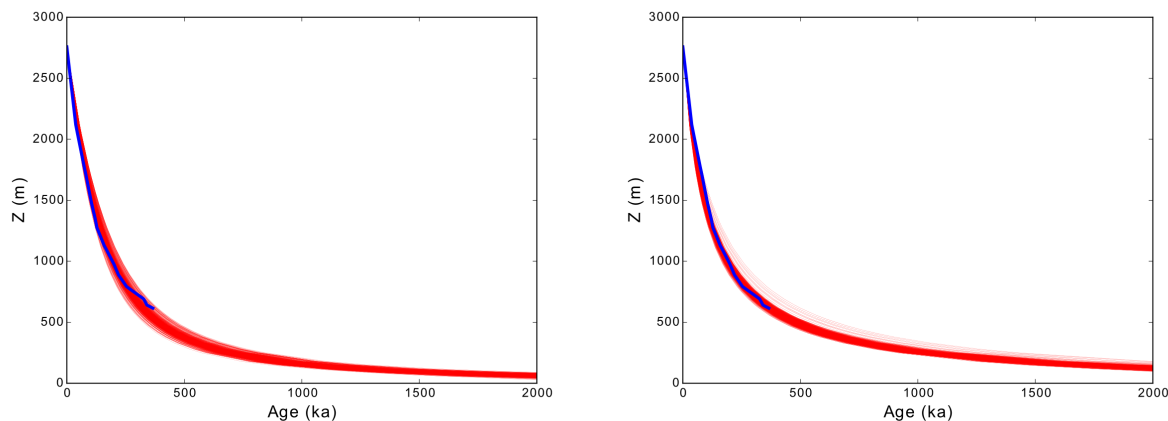


FIGURE 6.5 – Profil d’âge calculé au point d’intérêt $x = 1\,355\,824$ m, $y = -857\,235$ m. Tracé bleu : observations. Tracés rouges : simulations. Gauche : avec un prior $p = 6.5 \pm 1.75$, droite : avec un prior $p = 0.0 \pm 2.0$ et J indépendant de p .

correspondent à une résolution supérieure à cette borne (fig. 6.6). De plus, la figure 6.5 montre que la relation âge-profondeur est très courbe entre $Z = 1\,500$ m et $Z = 1\,000$ m et le modèle 1D ne semble pas capable de rendre compte correctement de cette très forte courbure (fig. 6.5, gauche). On doit donc s’attendre à ce que nos résultats sous-estiment l’âge basal, mais surestiment également la qualité de la résolution en âge.

Pour résoudre ce problème, on peut diminuer la valeur du prior de p , pour permettre une non linéarité plus forte de la relation âge-profondeur. Mais cela ne serait pas cohérent avec les conclusions tirées du chapitre précédent concernant les valeurs de p . Seule de la glace isotrope entraîne une basse valeur de p (< 5), et on peut douter de la présence de glace isotrope sur le blob A. Par contre, p peut être très faible sous l’action d’un effet de Raymond plus fort que celui pris en compte dans notre modèle 3D. On mène donc une simulation avec une valeur de prior pour p d’une valeur de 0.0 ± 2.0 (fig. 6.5, droite), et on relâche la contrainte en p dans la fonction de coût J . On rappelle que les valeurs de p négatives correspondent à l’utilisation d’un profil de Bolzan (1985), bien adapté à l’écoulement à l’aplomb des dômes. Les résultats sont alors plus optimistes, avec un âge basal beaucoup plus élevé (3.6 Ma), mais surtout une meilleure résolution à 1.5 Ma, de 8.6 ± 1.3 ka (fig. 6.7). Cet effet d’une valeur plus petite de p est illustré à la figure 6.8, qui montre que la position d’une isochrone est plus haute lorsque p est petit, conséquence d’une vitesse verticale plus faible pour une profondeur donnée. En conséquence l’espace disponible sous chaque isochrone est plus grand et la résolution correspondante augmente. Il s’agit donc là d’une illustration de la capacité d’un effet de Raymond à améliorer la résolution. Le seul des résultats de ces simulations qui paraît étonnant est la distribution du taux d’accumulation, significativement à la moyenne reconstruite sur les derniers 800 000 ans. Le profil d’amincissement utilisé présente donc des vitesses verticales trop faibles en surface. Le profil d’amincissement réel correspondrait donc plutôt à une valeur moyenne de p en surface mais faible en profondeur.

Comme p peut prendre des valeurs aussi bien positives que négatives, on voit l’utilité de permettre l’exploration de l’espace des p sans bornes mathématiques *a priori*. Les valeurs de p les plus cohérentes avec les isochrones observées sont proches de 0, c’est-à-dire compatibles avec la position à l’aplomb d’un dôme et un effet de Raymond. Or, aucune bosse de Raymond n’est

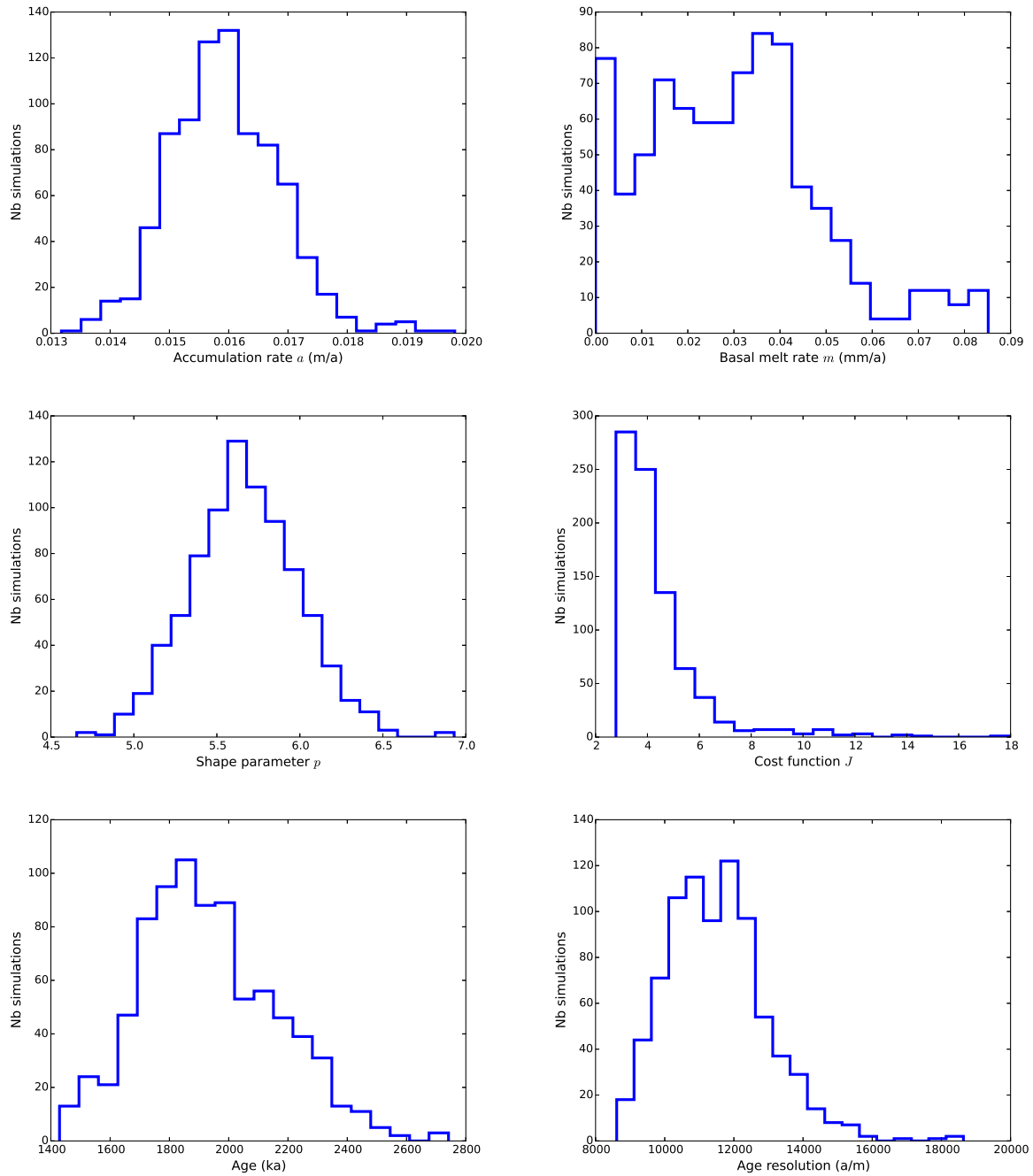


FIGURE 6.6 – Distribution *a posteriori* des paramètres du modèle au point $x = 1\,355\,824$ m, $y = -857\,235$ m. L'âge est pris à 60 m du socle, et la résolution à 1.5 Ma.

visible dans les radargrammes, les isochrones étant très plates dans la région d'intérêt. Les bosses de Raymond sont moins prononcées lorsqu'il y a de l'écoulement le long de la crête et que la différence de pente entre la crête et les flancs est moindre (Martín *et al.*, 2009b). C'est le cas ici, car le blob A se situe à l'extrémité sud-ouest du dôme C, et qui a là une forme presque circulaire. De plus, les mouvements du dôme ont pu lisser les bosses au cours du temps. Il est donc possible qu'il existe une zone sommitale dans laquelle la crête s'est déplacée latéralement au cours du temps, ce qui a pour effet de relever légèrement l'altitude des isochrones sur le blob A.

De plus, on peut penser que la très forte non linéarité de la relation âge-profondeur n'est pas

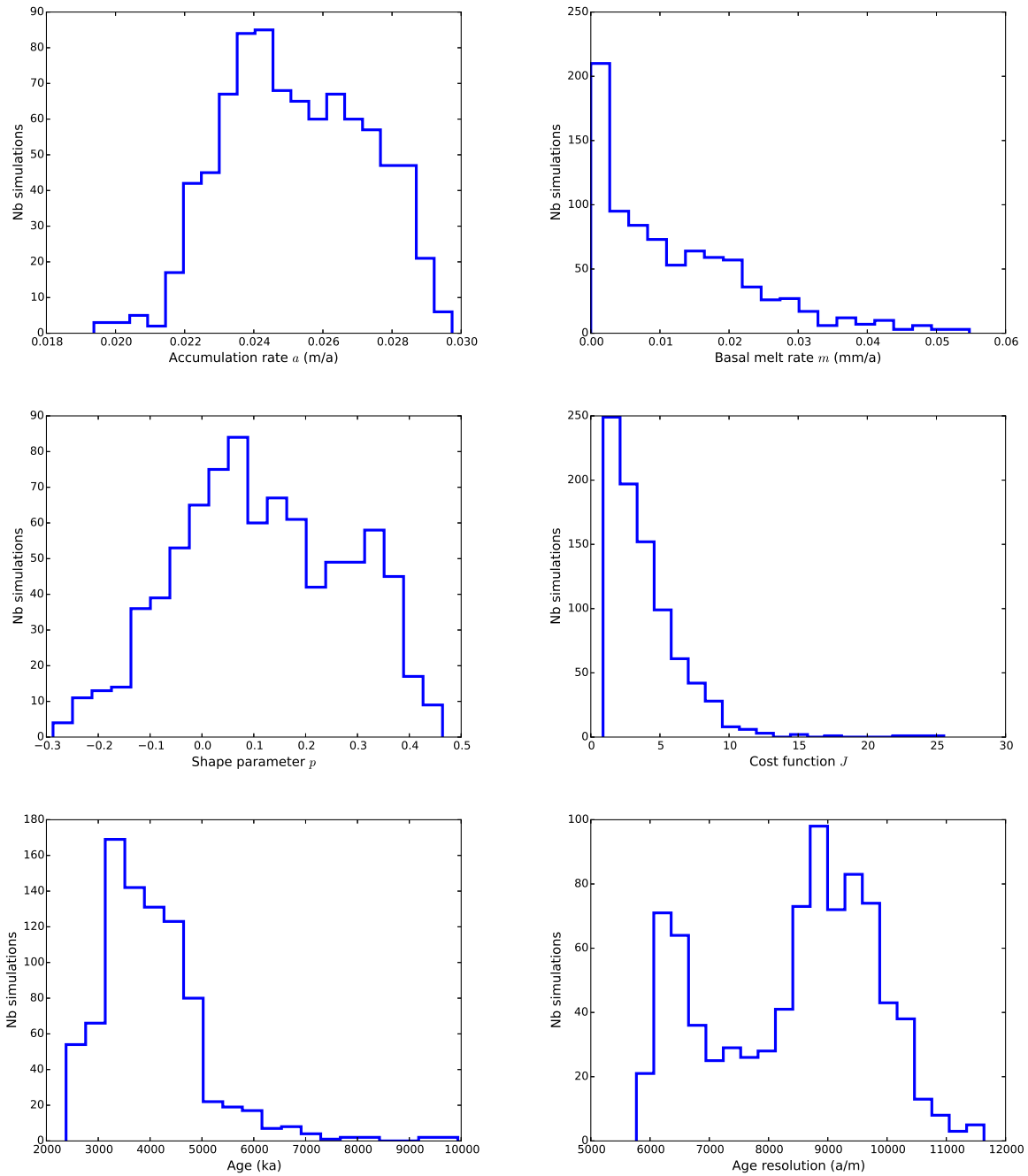


FIGURE 6.7 – Distribution *a posteriori* des paramètres du modèle au point $x = 1\,355\,824$ m, $y = -857\,235$ m, avec un prior $p = 0$, et J indépendant de p . L'âge est pris à 60 m du socle, et la résolution à 1.5 Ma.

seulement due à un effet de Raymond statique – déjà pris en compte dans le modèle 3D –, mais que des effets de fabrique induite par l'écoulement et lents à se développer affectent profondément le champ de vitesse vertical (Martín et Gudmundsson, 2012). En effet, le profil de fabrique pleinement développé d'un dôme stationnaire peut présenter un maximum simple sur plus du dernier tiers de la colonne de glace. L'écoulement de cette glace très orientée et résistante à la compression verticale ne peut être décrit correctement par un profil de Liboutry (Martín et Gudmundsson, 2012, Fig. 3, droite). Comme il semble que l'on puisse quand même le faire en prenant $p = 0$, il est possible que les déplacements de la crête aient en partie inhibé cette structuration de la fabrique.

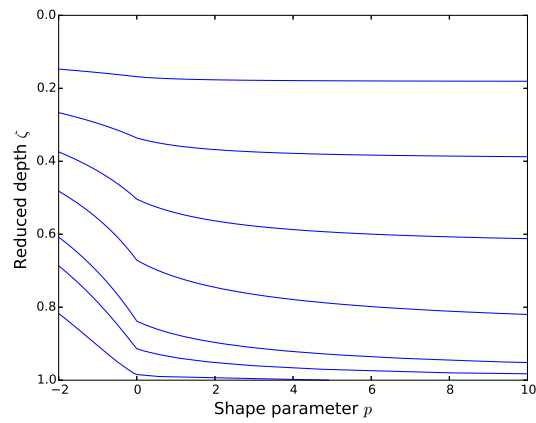


FIGURE 6.8 – Effet du paramètre p sur la position des isochrones.

Tous ces phénomènes propres aux lignes de partage favorisent une bonne résolution en âge pour la glace profonde (fig. 6.8). En prenant un prior de 0 pour p pour l'ensemble de la zone d'intérêt, les résolutions en âge sont bien plus optimistes et respectent presque partout la limite de 10 ka m^{-1} (fig. 6.9). On serait alors libres de positionner le site de forage à l'aplomb du replat topographique, dans la zone de droite encadrée en rose, ou bien également dans la zone de gauche, pour lesquelles les rétrotrajectoires seraient plus linéaires et plus courtes.

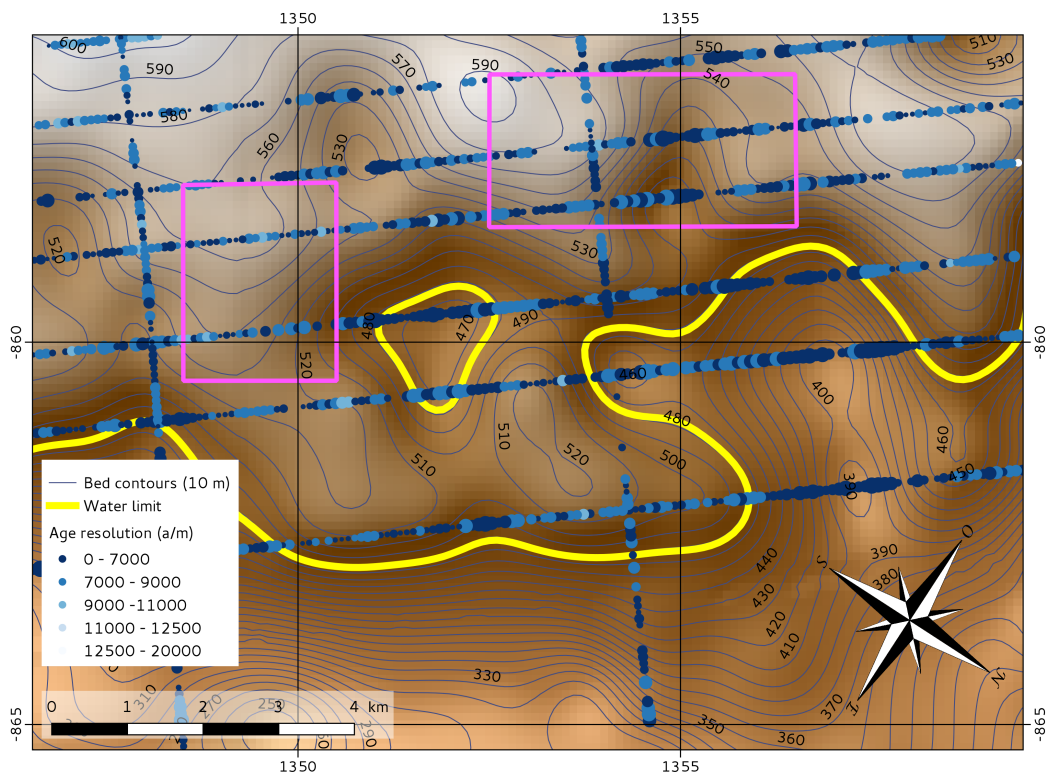


FIGURE 6.9 – Résolution en âge calculée à 60 m au-dessus du socle avec un prior $p = 0$, et J indépendant de p . La taille des symboles est proportionnelle à l'altitude au-dessus de 60 m. De ce fait, seuls les points plus âgés que 1.5 Ma sont représentés.

6.7 Isochrones non datées

Dans la zone de droite encadrée en vert sur la figure 6.5, de nombreuses couches internes sont visibles sous la dernière isochrone datée visible dans les échos radar. On peut ainsi estimer l'âge de ces isochrones, présentés dans le tableau 6.1. Avec un prior de 6.5, l'âge de l'isochrone à 560 m est sous-estimée, car la dernière isochrone datée est de 366 ka, pourtant située 45 m au-dessus d'elle. Les faibles valeurs de p semblent donc plus adaptées ici également, avec un âge de 406 ± 33 ka. Une faible variation de la pente de la relation âge-profondeur est associée à de fortes variations de l'âge, ce qui peut expliquer l'origine de ces incertitudes de l'ordre de la centaine de milliers d'années. Au regard des différentes estimations, l'isochrone la plus profonde pourrait donc être âgée d'environ 700 000 ans. La future carotte apporterait ainsi au minimum 700 000 ans de glace non perturbée, et environ 250 m de glace plus ancienne que les 800 000 ans de la carotte EPICA.

TABLE 6.1 – Âge des isochrones non datées, selon leur hauteur au-dessus du socle au point d'intérêt, pour deux priors différents de p .

Hauteur (m)	560	529	473	439	409	378	331
Âge (ka), prior : 6.5	367 ± 24	397 ± 26	444 ± 29	499 ± 33	549 ± 36	625 ± 41	732 ± 48
Âge (ka), prior : 0	406 ± 33	433 ± 36	492 ± 47	534 ± 48	577 ± 54	624 ± 60	721 ± 73

6.8 Conclusion

Sur les flancs du blob A, il est légitime et pratique d'utiliser un modèle unidimensionnel et synthétique pour rendre compte de l'écoulement vertical de la glace. Sous l'hypothèse 1D, la présence de glace d'1.5 Ma y est hautement probable. L'aspect des échos radar est également favorable, la présence de nombreuses couches visibles non datées étant des indices de régularité de l'écoulement. La plus ancienne de ces couches pourrait être vieille de 700 000 ans. On peut raisonnablement compter sur 250 m de glace exploitable sous cette dernière isochrone. Cette situation est donc équivalente à celle de la carotte EDC, mais avec le bénéfice d'une absence quasi-certaine de fusion basale.

Concernant la résolution, nos conclusions sont différentes selon la valeur de p qui est considérée. En étant pessimiste, il est possible qu'en se plaçant à l'aplomb d'un replat topographique décrit ci-avant, la résolution en âge dépasse la limite d'exploitation de 10 ka m^{-1} , et la carotte ne serait alors exploitable que jusqu'à 1.3 ou 1.4 Ma environ. Une solution serait donc de placer le forage non pas au sommet du replat topographique, mais sur son flanc est ou sud-est pour gagner quelques dizaines de mètres (fig 2.12), ou bien sur le flanc est du relief se trouvant dans le cadre de gauche de la même figure. On augmente alors légèrement le risque de subir un peu de fusion basale. Par contre, en étant plus optimiste, on peut considérer que seules des valeurs de p proches de 0 sont réellement adaptées pour reproduire l'aspect de la relation âge-profondeur, et donc que l'âge, la résolution et la hauteur de la glace de 1.5 Ma au-dessus du socle sont conformes à nos exigences.

Enfin, on a utilisé ici les observations radar qui sont denses le long des lignes de vols, mais qui agrègent l'information entre les lignes de vols, espacées d'environ 1 km. Pour déterminer très

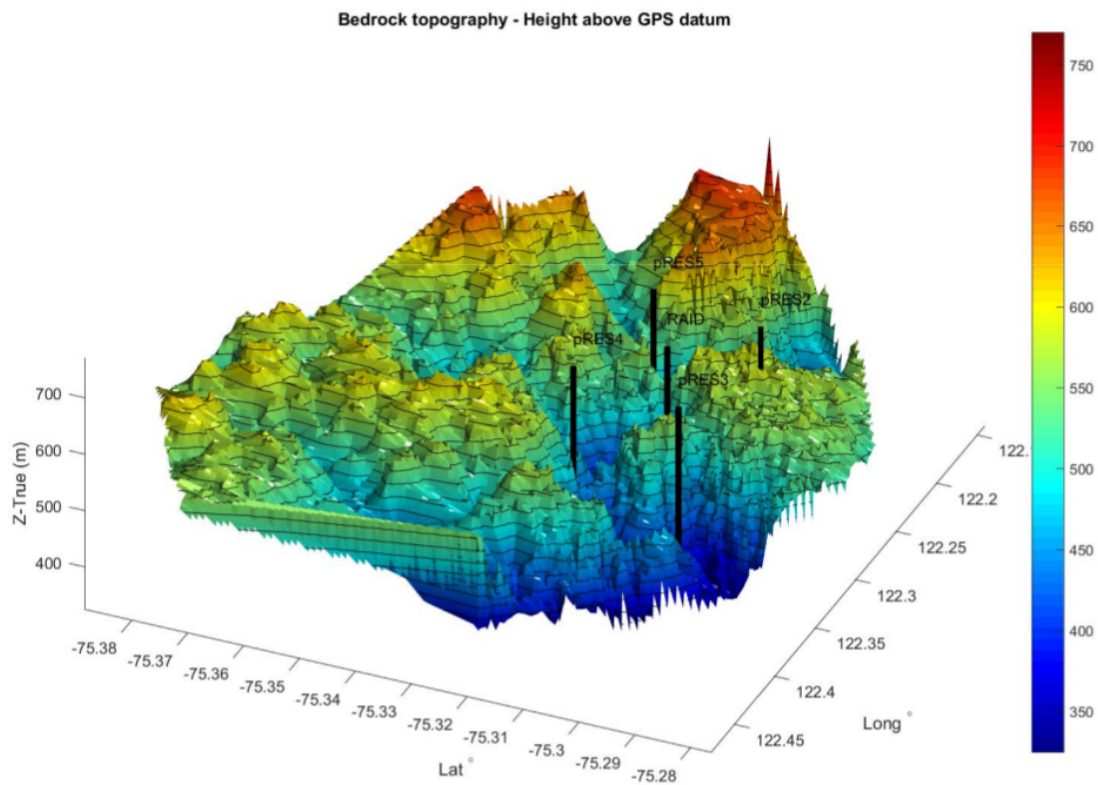


FIGURE 6.10 – Mesures du socle issu de la campagne de mesure radar DELORES 2017 (R. Mulvaney, British Antarctic Survey, communication personnelle).

finement le site de forage, il faudra utiliser les données de la dernière campagne radar au sol DELORES (fig.6.10, 2017).

L'objet de cette thèse est particulier en ce sens qu'il a une application non seulement concrète mais aussi immédiate (implication dès l'été austral 2017-2018) : orienter la décision collective du site de forage d'une glace très ancienne. Il semble que le site pressenti soit effectivement propice, tant au regard de la structure des couches internes isochrones, qu'à celui du bilan thermique auquel la glace est soumise, ou de l'histoire mécanique de la glace depuis son voyage depuis la surface. Le nombre d'observations disponibles et de paramètres physiques mis en jeu ont nécessité l'établissement d'une méthode globale à plusieurs étapes, contraignant peu à peu les paramètres les moins bien connus.

Aussi, cette thèse a un fort caractère transversal, puisqu'elle a dû intégrer des observations variées (écho radar basaux et internes, vitesses de glace, topographie de surface, épaisseur de glace), et des résultats d'analyses préexistantes (épaisseurs de glace, température, accumulation), dans des modèles de complexité croissante, directs ou inverses, abordant deux problèmes physiques différents mais couplés (thermique et mécanique). De nombreuses caractéristiques de la glace ont donc dû être discutées pour tirer le plus d'informations possible des éléments disponibles : profil de température, contrôle de l'hydrologie sous-glaciaire, forme des profils verticaux de vitesse, calcul du point de fusion, nature de la fabrication...

Principaux résultats

Résultats méthodologiques

Approche générale. Au-delà des méthodes particulières qui ont été développées ou mises en place dans le cadre de cette thèse, il faut d'abord insister sur la démarche générale qui a été menée. Bien que la puissance de calcul des ordinateurs et le calcul parallèle permettent de résoudre des simulations tridimensionnelles sur des maillages assez grands, ce n'est pas pour autant qu'elles sont devenues simples d'utilisation ou pertinentes pour tout usage. En effet, même pour une simulation relativement simple, le nombre de paramètres pas suffisamment connus est assez grand (n, Φ_g, a, m, A), sans même compter l'incertitude qu'on a sur le profil

de fabriquer à utiliser. Il est difficile de bien explorer l'espace des paramètres en assimilant les données d'observation, dans des simulations 3D prenant plusieurs dizaines de minutes, voire plusieurs heures de calcul. Il convient donc de procéder par étapes en restreignant à chaque fois l'univers des possibles. L'idée conductrice du travail a été que chaque étape restreint pour la suivante l'espace des paramètres. La justesse d'un modèle ne se mesure pas à son nombre de dimensions, mais au réalisme des hypothèses qui le sous-tendent. Il faut donc évaluer la manière dont les modèles peuvent être utilisés de façon que la validité de l'information qu'ils délivrent soit la mieux connue possible.

Au vu des récents travaux de Parrenin *et al.* (2017), et du chapitre 6, on pourrait penser que cette approche 1D est suffisante en elle-même pour répondre à la question du choix du site de forage, puisque le modèle est bien contraint par les isochrones, visibles profondément. Toutefois, les résultats de ce type de modèle sont dépendants de la réduction dimensionnelle qui a été faite, et de l'hypothèse stationnaire concernant le bilan thermique. De plus, les résultats des autres étapes du processus ne concernent pas l'unique question de la glace ancienne, et viennent renforcer la confiance qu'on a dans les résultats de ce modèle d'inversion 1D. Enfin, la qualité de ces résultats a vraiment dépendu de la disponibilité des isochrones datables les plus profondes, qui ont requis beaucoup de temps et d'expertise de la part de l'Université du Texas, et n'était donc pas garantie *a priori*.

Modèle 1D vs modèle 3D. Le modèle thermique 1D prend certes en compte la mécanique de façon synthétique, donc sans résoudre les équations de la mécanique, mais ce qui est important dans le bilan thermique est la quantité de froid qui est advectée par la glace vers le socle. De ce point de vue, la forme exacte du profil de vitesse verticale est moins importante que son intégrale sur l'ensemble de la colonne de glace. Un modèle 3D pourrait peut-être donner un profil plus réaliste, car tenant compte de la forme du socle, mais les incertitudes que l'on a sur la mécanique fine de la glace basale font qu'il serait de toute façon difficile d'affirmer qu'un tel profil serait plus juste. Il faudrait donc explorer l'espace de paramètres également en 3D, ce qui est autrement plus coûteux.

Si le but d'une étude est d'obtenir un résultat opérationnel, les modèles 3D ne trouvent leur utilité que lorsque les conditions de bord ont pu être relativement bien contraintes, faute de quoi la validité des résultats n'est pas évaluable facilement. Ici le plus critique était de connaître en premier les conditions de fusion basale, ce qui avait ensuite deux avantages : fixer la condition de bord en vitesse au niveau du socle, et s'épargner la résolution des équations thermiques tridimensionnelles. Comme la conduction de chaleur est un phénomène très lent, atteindre un état stable prend énormément de temps de calcul, et rend l'exercice 3D plus délicat.

En retour, les résultats du modèle 3D donnent *a posteriori* une estimation de la valeur du paramètre utilisé pour la vitesse verticale 1D. On a pu ainsi évaluer par comparaison la validité des approches 1D, et donc de déterminer les zones dans lesquelles elles ne pouvaient être utilisées correctement. L'utilisation de modèle 1D n'est pertinente que dans la mesure où ses résultats sont suffisamment réalistes et cette comparaison constitue un point de validation important.

Modèle 1D thermique. Le travail mené sur le flux géothermique constitue le cœur thématique de la thèse, car c'est lui qui contraint le principal paramètre capable d'entraîner un échec du projet de recherche de glace ancienne. En l'absence de contrainte sur la valeur de la fusion, il serait en effet délicat d'affirmer avec quasi-certitude l'existence de glace très ancienne sur le site du blob A. La méthode développée repose sur un principe de simplicité, en ce sens qu'on s'efforce d'expliquer des observations complexes par deux principes physiques uniquement (effet isolant de la glace et hydraulique de l'eau basale). La confrontation des résultats aux observations incite à penser que ce principe est correct à l'échelle de quelques kilomètres, en niant donc les effets locaux (petits reliefs, distribution de flux géothermique, nature du socle). L'utilisation d'un tel modèle est possible sous le plateau antarctique, mais probablement à peu d'autres endroits excepté Dôme Fuji. Le modèle fonctionne en amont du réseau hydrologique, sous peine de devoir comprendre un modèle d'écoulement sous-glaciaire. De plus le modèle est unidimensionnel et adapté aux dômes uniquement. Cependant, même dans ces cas moins simples, on pourrait quand même contraindre un modèle thermique par l'absence d'eau de fusion, ce qui fixerait une borne supérieure pour le flux géothermique et la fusion basale.

Modèle 2.5D. Toujours pour s'affranchir des contraintes liées au temps de calcul et aux conditions de bord, une voie intermédiaire a été explorée entre modèles 1D et 3D. Dans notre cas, on ne peut utiliser un modèle 2D sans conserver strictement la masse, et un modèle 2.5D est requis. L'intérêt d'un tel modèle serait d'assimiler les isochrones – travail délicat à faire en 3D –, ce qui permettrait de contraindre la valeur du flux géothermique par exemple. L'étude montre que de tels modèles ne sont pas robustes aux géométries de surface très contraintes comme la crête prononcée que l'on rencontre sur le Dôme C. Le risque principal vient non pas des erreurs de mesures de courbure de la surface topographique, mais bien des hypothèses du modèle qui ne sont pas respectées dans ce cas. Le rôle de la température, via la viscosité plus faible des couches profonde, a ainsi été mis en évidence, ce qui n'avait pas été soupçonné jusqu'à présent. Dans un cas non-synthétique avec un socle en relief, les erreurs commises par le modèle 2.5D ne seraient peut-être pas forcément bien identifiables en tant que telles, et il vaut mieux ne pas l'utiliser plutôt que d'être incapable d'évaluer la validité des sorties de modèle. De plus, il est impossible en 2.5D de connaître les trajectoires des particules de façon réaliste, celles-ci étant en fait potentiellement influencées par la topographie basale. Enfin, il est impossible de connaître les trajectoires des particules de glace en dehors de la ligne de crête, ce qui limite la portée de ce modèle pour notre étude. Bien que l'utilisation d'un modèle 2.5D ait constitué ici un cul-de-sac, la valorisation de ce travail permet d'alerter la communauté sur les écueils à éviter dans certains cas défavorables, et d'une manière générale d'être vigilants sur les effets de la viscosité basale. Les crêtes sont des topographies particulières bien adaptées aux forages profonds, et de semblables questions peuvent se reposer à l'avenir.

Modèle 3D. L'augmentation de la puissance de calcul ne rend pas systématiquement l'utilisation d'un modèle 3D plus appropriée tant que les conditions de bord ou les paramètres physiques sont mal connus. De plus, la mise en œuvre d'un tel modèle autour d'un dôme est finalement assez délicate à cause des frontières virtuelles faisant office de conditions limites. Pour des simulations transitoires longues se pose le problème de la conservation de la masse et le type de condition au bord (pression ou vitesse, et paramétrage adapté). Enfin, le calcul de l'âge peut nécessiter un raffinement près du socle, ce qui entraîne une explosion des temps de

calcul. L'intérêt du modèle 3D a donc surtout consisté ici à donner un champ de vitesse suffisamment réaliste pour permettre le calcul des trajectoires, et des éléments qui y sont associés (âge, résolution, contraintes subies).

Modèle contraint par les isochrones L'évaluation du risque d'échec est une question importante, étant donné les ressources financières en jeu, même pour le forage rapide. Ce problème d'évaluation de risque est rendu délicat par la très forte non-linéarité de la fusion basale, mécanisme à seuil. Une méthode d'ensemble était probablement la façon la plus simple de résoudre cette difficulté, mais nécessitait l'évaluation première de la fusion basale et de l'amincissement par d'autres méthodes, pour y renseigner les valeurs de m et p *a priori*. Toutefois, les résultats obtenus dans le cadre de cette méthode sont dépendant d'une hypothèse très forte, à savoir que la glace se comporte *jusqu'au socle* selon le profil synthétique, et donc qu'il n'y a pas de glace morte au fond. La présence de glace morte n'a pas été ici évaluée de façon très poussée, mais un modèle 3D plus fin permettrait peut-être d'identifier plus robustement les zones potentiellement affectées. L'inversion d'un modèle 1D contraint par des isochrones peut permettre d'évaluer la hauteur d'un socle apparent compatible avec les profils synthétiques utilisés (Parrenin, communication personnelle). En fait, pour le moment le problème est sous-contraint (inversion de a , p , Φ_g et H), ce qui pose donc la question de fixer un des trois premiers paramètres compte tenu des nouvelles informations apportées par ces travaux, ou alors d'utiliser l'émulateur de fusion basale comme contrainte supplémentaire entre p , Φ_g et H .

Grandeurs physiques

Flux géothermique. L'inversion du modèle thermique 1D a permis pour la première fois de construire un champ de flux géothermique dans la région de Dôme C. L'évaluation de la valeur du flux géothermique est en accord avec les valeurs auxquelles on peut s'attendre à partir du profil de température dans le trou de forage EPICA, ainsi qu'avec les observations radar actuelles. Ce résultat est tout à fait important car il permet de réduire d'environ un ordre de grandeur les incertitudes sur le flux géothermique, et de disposer de conditions limites thermiques utilisables facilement dans toute simulation ultérieure. De plus, les valeurs de fusion basale moyennées dans le temps sont également calculées, en mettant à disposition un modèle polynomial de fusion basale. Le fait d'avoir utilisé un modèle thermique inverse puis direct pour calculer la fusion basale fait que son estimation est assez robuste aux incertitudes sur les paramètres d'entrée.

Dans la perspective de la recherche de glace ancienne, le faible flux géothermique au nord de Dôme C incite à penser qu'un autre site de forage que le blob A serait possible. Il sera de toute façon nécessaire de forer au moins deux carottes, et ce deuxième point pourrait constituer un excellent site. Les arguments présentés en faveur d'un site de plus grande épaisseur sont étayés par la campagne d'observation radar italienne de 1998 (Passalacqua *et al.*, 2017), mais également par des résultats de modèle contraints par les données isochrones de la campagne radar 2016 de l'Université du Texas (Parrenin *et al.*, 2017). De nouvelles campagnes radar pourraient donc être menées dans cette région, si possible aéroportées, sinon au sol, pour recouper ces informations. S'il s'avère que ce site, où la glace est plus épaisse qu'au blob A, est bien exempt de fusion basale, il pourrait être encore plus favorable que le blob A. L'épaisseur de glace rendrait le

forage sensiblement plus long, mais l'analyse de la carotte serait alors bien plus aisée.

Profil d'amincissement. On a procédé pour la première fois ici à la comparaison entre profils de vitesse obtenus par un modèle 3D, résolvant l'ensemble des équations de la mécanique, avec des profils synthétiques 1D. Ce type de profil est en fait utilisé abusivement par rapport aux hypothèses qui le sous-tendent, et il était nécessaire de vérifier leur validité près d'un dôme, sur un socle non plat. On a pu montrer que la famille de modèles synthétiques utilisés était performante, voire très performante, du dôme jusque sur les flancs des reliefs. En revanche, derrière les reliefs, la topographie du socle fait changer la convexité des profils 3D, ce qui rend impossible d'en rendre compte par un profil synthétique. Dans le cadre de la recherche de glace ancienne et de sa datation, il s'agit donc plutôt d'une nouvelle facilitant le travail, car les sites de forage potentiels se trouvent bien sur le flanc faisant face au dôme, et non derrière le relief. Enfin, pour comprendre la relation âge-profondeur observée, il semble qu'un effet de Raymond soit nécessaire, accompagné d'une dynamique de la fabrique de la glace basale. Une hauteur significative de glace basale pourrait ainsi être structurée en maximum simple, ce qui plaide pour une bonne résolution d'âge.

Résultats opérationnels

Sites favorables. Les résultats obtenus dans le cadre de cette étude permettent de valider le blob A comme le principal site d'intérêt, mais aussi d'invalidiser les blobs B, C et D, car les trajectoires calculées montrent que les risques de perturbation basale sont trop grands. Sur le blob A, l'éloignement à la crête semble être rédhibitoire pour l'âge. Même si la crête a pu bouger au cours des cycles glaciaires/interglaciaires, il serait hasardeux de s'en éloigner : d'abord parce que sa position passée reste largement méconnue, mais également parce que plusieurs sites prometteurs se situent quasiment à son aplomb.

La zone la plus favorable à l'archivage de la glace ancienne se situe à mi-hauteur sur les flancs du blob A. Cette situation résulte d'un compromis entre les différents risques encourus : celui de la fusion basale si l'on se place trop bas, et celui d'une mauvaise résolution si l'on se place trop haut (fig. 11). En résumé, l'enjeu est donc de déterminer aussi finement que possible le point seuil qui optimise ces deux contraintes. Il minimise également la longueur sur laquelle la trajectoire de la glace tangente le socle basal. Ce travail de thèse a pu permettre d'estimer ce seuil dans une gamme de valeur d'épaisseur de 100 m environ (2700-2800 m).

Localisation fine. Le principal critère de choix, à moyenne échelle, d'un site de forage, était que l'épaisseur de glace ne soit pas trop grande, c'est-à-dire qu'il fallait favoriser les reliefs hauts du socle. Ce choix n'est pas le plus pertinent pour l'analyse à petite échelle. On a pu montrer que la fusion basale était très probablement nulle au cours du dernier million d'années, au-dessus de la ligne du plus haut lac sous-glaciaire du blob A. De plus, on sait que la résolution en âge ne doit pas être plus mauvaise que $10\,000 \text{ a m}^{-1}$, ce qui semble possible dans les deux zones encadrées en rose à la figure 6.9. Quels points choisir dans ces deux zones ?

La position passée de la crête de surface nous est inconnue. Elle a pu se positionner plus au N-O qu'aujourd'hui, et la glace a pu venir de cette direction. Si l'on se place sur un flanc du socle

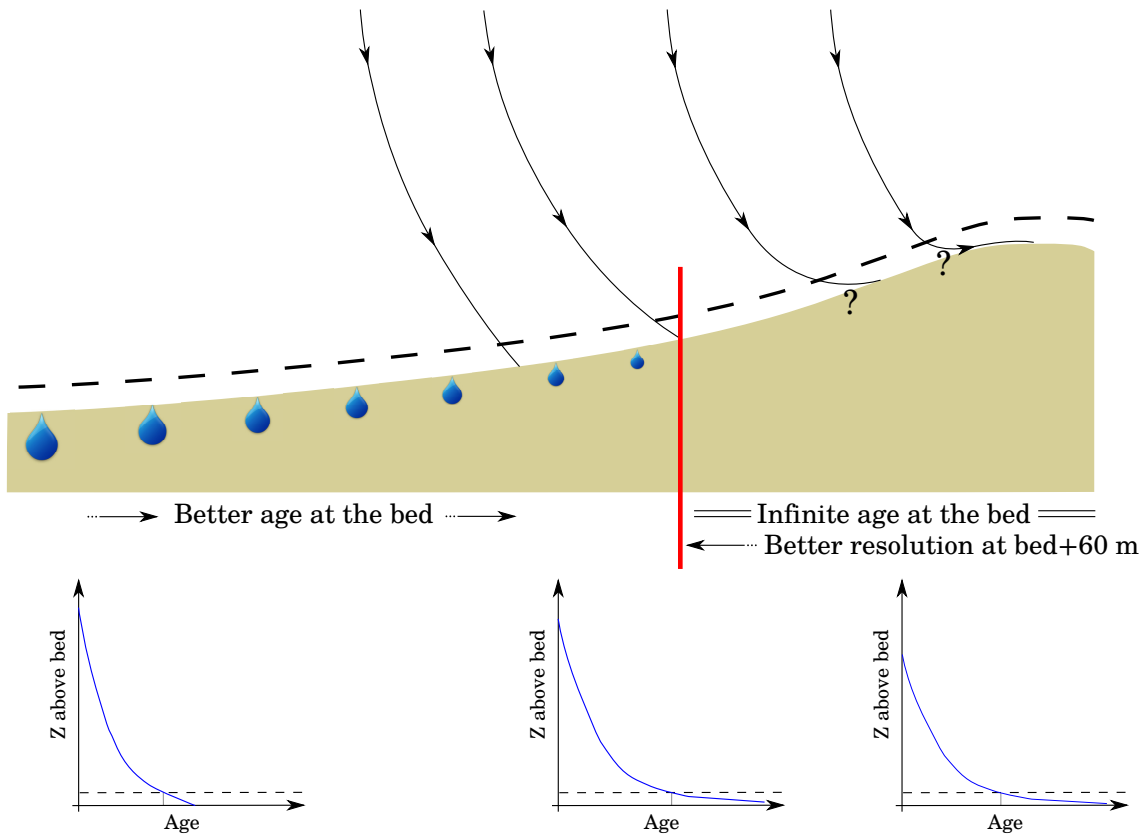


FIGURE 11 – Principe de sélection du meilleur site de forage : évolution spatiale de l'âge et de la résolution le long d'un profil topographique en pente, pour lequel la fusion basale peut s'annuler.

orienté N-E, la glace aura subi des contraintes basales perpendiculaires à l'écoulement si elle venait du N-O, et vice-versa (fig. 12, droite, rose et cyan). Géométriquement, il faudrait se placer au sommet ou sur une des arêtes du relief basal pour minimiser les risques de perturbations dues à la forme du socle, et ce *quelle que soit l'origine de la glace au nord*. Ainsi, on s'assure que la glace basale n'a jamais tangenté très longtemps le socle sous-jacent (fig. 12, droite, jaune et vert). De plus, l'écoulement de la glace n'est pas empêché par le flanc rocheux car elle peut continuer à s'écouler sans contrainte majeure au-delà du point de forage (fig. 12, droite, vert).

Au vu des critères mentionnés ci-dessus, au vu des zones déjà pressenties à la figure 5.21, au vu des âges calculés grâce aux isochrones observées, on propose quelques points particuliers comme sites de forages (fig. 12), se trouvant sur un sommet local très plat (croix bleu et croix blanche) ou une arête (croix verte et croix jaune). Ces propositions peuvent servir de guide pour le choix final, qui se fera notamment grâce à l'analyse des différents radargrammes obtenus sur la zone.

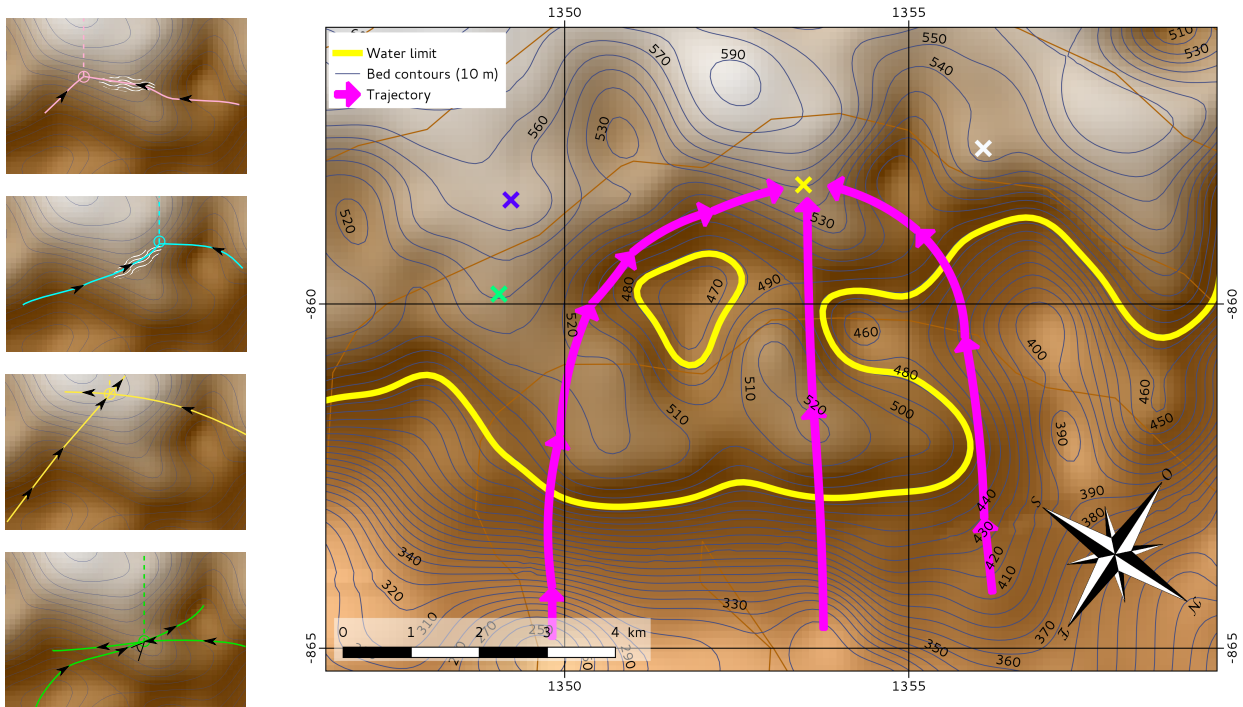


FIGURE 12 – Gauche : principe des trajectoires possibles de la glace, pour différentes positions de site de forage, et différentes origines de la glace. Traits pleins : trajectoires. Traits pointillés : forage. Dans les cas rose et cyan, la trajectoire est affectée par la présence du socle sous-jacent. Dans les cas jaune et vert, la glace peut s'écouler après l'emplacement du point de forage, quelle que soit l'origine de la glace. Droite : trajectoires depuis la surface jusqu'à un site potentiel pour trois positions de crêtes différentes (droite, tracés indicatifs). Quatre sites de forages sont proposés (croix), points autour desquels on recommande de focaliser les dernières mesures.

La future carotte

Âge et résolution

Ce travail de thèse a montré qu'on peut avoir confiance dans la présence de glace vieille de 1.5 Ma au-dessus du socle. On peut être également être raisonnablement confiants dans le fait que la résolution sera meilleure que $10\,000\text{ a m}^{-1}$. Dans le cas défavorable où cette limite serait dépassée, elle le serait très probablement pour une glace d'au moins 1.3 Ma, c'est-à-dire que l'ensemble de la transition du mi-Pleistocène serait quand même correctement couverte (0.9-1.2 Ma), avec au moins 2 à 4 cycles climatiques de 41 ka la précédant. De plus, même une résolution dégradée permettra quand même l'analyse de certains signaux qui ne diffusent pas (poussières, isotopes de l'eau). C'est donc essentiellement les gaz entre 1.3 Ma et 1.5 Ma qui risquent d'être inexploitable. Du point de vue de la question scientifique posée, c'est certes dommageable, mais pas suffisamment réhébitorique pour ne pas décider du carottage profond rapide (Subglacior), qui seul permettra d'en savoir plus sur la qualité de la glace basale.

Datation

Une fois la future carotte remontée, on devra procéder à l'étape de datation, qui dépend de l'histoire mécanique de la glace. On s'attend à ce que la glace basale ait parcouru environ une dizaine de kilomètres depuis la surface, et ce selon une trajectoire très incurvée vers l'ouest. Pour mener cette datation, un modèle d'écoulement est requis, et deux possibilités se présentent.

- Soit on considère que la ligne d'écoulement est très courte, et une approximation 1D est possible. Cette option est valable, en ce sens que les profils synthétiques de vitesse verticale semblent suffisamment capables de rendre compte des isochrones visibles et datées (jusqu'à 366 ka).
- Soit on considère que l'advection horizontale ne peut être négligée et il faut prendre en compte les effets de l'écoulement. En particulier, les effets du relief sous-jacent modifient l'espacement des isochrones (Lorius *et al.*, 1985).

La datation 1D se fera par une méthode inverse similaire à celle déjà utilisée pour Dôme C (Parrenin *et al.*, 2007b), alors qu'une datation selon la ligne d'écoulement nécessitera un modèle 2.5D (Parrenin *et al.*, 2001). On peut toutefois questionner la supériorité de l'approche 2.5D, en ce sens que l'origine exacte de la glace reste incertaine, la crête ayant probablement bougé au fil du temps. De ce point de vue, l'approche 2.5D fera une hypothèse de stabilité (la glace vient toujours de 10 km au nord-est). De plus, on a montré au cours de cette thèse que les modèles 2.5D étaient difficilement exploitables dans une zone de crête très marquée comme c'est le cas au le Petit Dôme C. L'approche 1D fait certes une approximation dimensionnelle, mais les outils déjà mis en place pour la datation de la carotte EDC pourront être remis en œuvre rapidement (Parrenin *et al.*, 2015). Pour mieux couvrir la gamme des valeurs d'amincissement possibles, on recommande seulement d'utiliser conjointement les profils de Lliboutry (1979) et Bolzan (1985), mais seule la qualité du résultat sur les couches profondes dira si un modèle plus complet est nécessaire.

Bibliographie

- Alley, R., Perepezko, J., and Bentley, C. (1986). Grain growth in polar ice : I. theory. *Journal of Glaciology*, **32**(112), 415–424.
- Alley, R., Gow, A., Meese, D., Fitzpatrick, J., Waddington, E., and Bolzan, J. (1997). Grain-scale processes, folding, and stratigraphic disturbance in the GISP2 ice core. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **102**(C12), 26819–26830.
- Alley, R. B. (1988). Fabrics in polar ice sheets : Development and prediction. *Science*, **240**(4851), 493–495.
- Arrhenius, S. (1896). On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground. *Philosophical Magazine and Journal of Science*, **41**, 237–276.
- Arthern, R. J., Winebrenner, D. P., and Vaughan, D. G. (2006). Antarctic snow accumulation mapped using polarization of 4.3-cm wavelength microwave emission. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **111**(D6).
- Azuma, N. and Higashi, A. (1985). Formation processes of ice fabric pattern in ice sheets. *Annals of Glaciology*, **6**, 130–134.
- Bamber, J., Gomez-Dans, J., and Griggs, J. (2009). Antarctic 1 km digital elevation model (dem) from combined ers-1 radar and icesat laser satellite altimetry. *National Snow and Ice Data Center, Boulder, Colorado*.
- Barbante, C., Barnola, J.-M., Becagli, S., Beer, J., Bigler, M., Boutron, C., Blunier, T., Castellano, E., Cattani, O., Chappellaz, J., *et al.* (2006). One-to-one coupling of glacial climate variability in Greenland and Antarctica. *Nature*, **444**(7116), 195–198.
- Barnes, P., Tabor, D., and Walker, J. (1971). The friction and creep of polycrystalline ice. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 324, pages 127–155. The Royal Society.
- Barnola, J.-M., Raynaud, D., Korotkevich, Y. S., and Lorius, C. (1987). Vostok ice core provides 160,000-year record of atmospheric CO₂. *Nature*, **329**(6138), 408–414.

- Bazin, L., Landais, A., Lemieux-Dudon, B., Toyé Mahamadou Kele, H., Veres, D., Parrenin, F., Martinerie, P., Ritz, C., Capron, E., Lipenkov, V., *et al.* (2013). An optimized multi-proxy, multi-site Antarctic ice and gas orbital chronology (aicc2012) : 120-800 ka. *Climate of the Past*, **9**(4), 1715–1731.
- Bereiter, B., Fischer, H., Schwander, J., and Stocker, T. F. (2014). Diffusive equilibration of N₂, O₂ and CO₂ mixing ratios in a 1.5-million-years-old ice core. *The Cryosphere*, **8**(1), 245–256.
- Bibby, T., Putkonen, J., Morgan, D., Balco, G., and Shuster, D. L. (2016). Million year old ice found under meter thick debris layer in Antarctica. *Geophysical Research Letters*, **43**(13), 6995–7001.
- Bintanja, R. (1999). On the glaciological, meteorological, and climatological significance of Antarctic blue ice areas. *Reviews of Geophysics*, **37**, 337–360.
- Bintanja, R. and Van de Wal, R. (2008). North American ice-sheet dynamics and the onset of 100,000-year glacial cycles. *Nature*, **454**(7206), 869–872.
- Boehler, J. (1987). Representations for isotropic and anisotropic non-polynomial tensor functions. In *Applications of tensor functions in solid mechanics*, pages 31–53. Springer.
- Bolzan, J. F. (1985). Ice flow at the Dome C ice divide based on a deep temperature profile. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **90**(D5), 8111–8124.
- Bonan, B., Nodet, M., Ritz, C., and Peyaud, V. (2014). An ETKF approach for initial state and parameter estimation in ice sheet modelling. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **21**(2), 569–582.
- Bons, P. D., Jansen, D., Mundel, F., Bauer, C. C., Binder, T., Eisen, O., Jessell, M. W., Llorens, M.-G., Steinbach, F., Steinhage, D., *et al.* (2016). Converging flow and anisotropy cause large-scale folding in Greenland’s ice sheet. *Nature communications*, **7**.
- Brook, E. J., Wolff, E., Dahl-Jensen, D., Fischer, H., and Steig, E. J. (2006). The future of ice coring : International Partnerships in Ice Core Sciences (IPICS). *PAGES news*, **14**(1), 6–10.
- Budd, W. and Jacka, T. (1989). A review of ice rheology for ice sheet modelling. *Cold Regions Science and Technology*, **16**(2), 107–144.
- Caillon, N., Severinghaus, J. P., Jouzel, J., Barnola, J.-M., Kang, J., and Lipenkov, V. Y. (2003). Timing of atmospheric CO₂ and Antarctic temperature changes across Termination III. *Science*, **299**(5613), 1728–1731.
- Carson, C. J., McLaren, S., Roberts, J. L., Boger, S. D., and Blankenship, D. D. (2014). Hot rocks in a cold place : high sub-glacial heat flow in East Antarctica. *Journal of the Geological Society*, **171**(1), 9–12.
- Carter, S. P., Blankenship, D. D., Young, D. A., and Holt, J. W. (2009). Using radar-sounding data to identify the distribution and sources of subglacial water : application to Dome C, East Antarctica. *Journal of Glaciology*, **55**, 1025–1040.
- Castelnau, O., Thorsteinsson, T., Kipfstuhl, J., Duval, P., and Canova, G. (1996). Modelling fabric development along the GRIP ice core, Central Greenland. *Annals of Glaciology*, **23**(1), 194–201.

- Castelnau, O., Shoji, H., Mangeney, A., Milsch, H., Duval, P., Miyamoto, A., Kawada, K., and Watanabe, O. (1998). Anisotropic behavior of GRIP ices and flow in Central Greenland. *Earth and Planetary Science Letters*, **154**(1), 307–322.
- Cavitte, M. G., Blankenship, D. D., Young, D. A., Schroeder, D. M., Parrenin, F., Lemeur, E., Macgregor, J. A., and Siegert, M. J. (2016). Deep radiostratigraphy of the East Antarctic plateau : connecting the Dome C and Vostok ice core sites. *Journal of Glaciology*, **62**(232), 323–334.
- Cavitte, M. G. P., Parrenin, F., Ritz, C., Young, D. A., Blankenship, D. D., Frezzotti, M., and Roberts, J. L. (2017). Stable accumulation patterns around Dome C, East Antarctica, over the last glacial cycle. *The Cryosphere Discussions*, **2017**, 1–26.
- Clark, P. U., Archer, D., Pollard, D., Blum, J. D., Rial, J. A., Brovkin, V., Mix, A. C., Pisias, N. G., and Roy, M. (2006). The middle Pleistocene transition : characteristics, mechanisms, and implications for long-term changes in atmospheric pCO₂. *Quaternary Science Reviews*, **25**(23), 3150–3184.
- Clausen, H., Gundestrup, N., Johnsen, S., Bindshadler, R., and Zwally, J. (1988). Glaciological investigations in the Crete area, central Greenland : A search for a new deep-drilling site. *Ann. Glaciol.*, **10**, 10–15.
- Cook, S., Rutt, I., Murray, T., Luckman, A., Zwinger, T., Selmes, N., Goldsack, A., and James, T. (2014). Modelling environmental influences on calving at helheim glacier in eastern greenland. *The Cryosphere*, **8**(3), 827–841.
- Cuffey, K. M. and Paterson, W. S. B. (2010). *The Physics of Glaciers*. Academic Press.
- Cui, X., Sun, B., Tian, G., Tang, X., Zhang, X., Jiang, Y., Guo, J., and Li, X. (2010). Ice radar investigation at Dome A, East Antarctica : Ice thickness and subglacial topography. *Chinese Science Bulletin*, **55**(4-5), 425–431.
- Dahl-Jensen, D., Mosegaard, K., Gundestrup, N., Clow, G., Johnsen, S., Hansen, A., and Baling, N. (1998). Past temperatures directly from the Greenland ice sheet. *Science*, **282**, 268.
- Dahl-Jensen, D., Gundestrup, N. S., Miller, H., Watanabe, O., Johnsen, S. J., Steffensen, J. P., Clausen, H. B., Svensson, A., and Larsen, L. B. (2002). The NorthGRIP deep drilling programme. *Annals of Glaciology*, **35**, 1–4.
- Dahl-Jensen, D., Gundestrup, N., Prasad Gogineni, S., and Miller, H. (2003). Basal melt at NorthGRIP modeled from borehole, ice-core and radio-echo sounder observations. *Annals of Glaciology*, **37**, 207–212.
- Dahl-Jensen, D., Albert, M., Aldahan, A., Azuma, N., Balslev-Clausen, D., Baumgartner, M., Berggren, A.-M., Bigler, M., Binder, T., Blunier, T., *et al.* (2013). Eemian interglacial reconstructed from a Greenland folded ice core. *Nature*, **493**(7433), 489.
- Delmas, R. J., Ascencio, J.-M., and Legrand, M. (1980). Polar ice evidence that atmospheric co₂ 20,000 yr bp was 50% of present.
- Doake, C. and Wolff, E. (1985). Flow law for ice in polar ice sheets. *Nature*, **314**, 255–257.

- Dome-F Deep Coring Group (1998). Deep ice-core drilling at Dome Fuji and glaciological studies in East Dronning Maud Land, Antarctica. *Annals of Glaciology*, **27**, 333–337.
- Dreyfus, G. B., Parrenin, F., Lemieux-Dudon, B., Durand, G., Masson-Delmotte, V., Jouzel, J., Barnola, J.-M., Panno, L., Spahni, R., Tisserand, A., Siegenthaler, U., and Leuenberger, M. (2007). Anomalous flow below 2700 m in the EPICA Dome C ice core detected using $\delta^{18}\text{O}$ of atmospheric oxygen measurements. *Climate of the Past*, **3**(2), 341–353.
- Durand, G., Gillet-Chaulet, F., Svensson, A., Gagliardini, O., Kipfstuhl, S., Meyssonier, J., Parrenin, F., Duval, P., and Dahl-Jensen, D. (2007). Change in ice rheology during climate variations—implications for ice flow modelling and dating of the EPICA Dome C core. *Climate of the Past*, **3**(1), 155–167.
- Durand, G., Svensson, A., Persson, A., Gagliardini, O., Gillet-Chaulet, F., Sjolte, J., Montagnat, M., and Dahl-Jensen, D. (2009). Evolution of the texture along the EPICA Dome C ice core. *Low Temperature Science*, **68**(Supplement), 91–105.
- Duval, P. and Castelnau, O. (1995). Dynamic recrystallization of ice in polar ice sheets. *Le Journal de Physique IV*, **5**(C3), C3–197.
- Duval, P., Ashby, M. F., and Anderman, I. (1983). Rate-controlling processes in the creep of polycrystalline ice. *The Journal of Physical Chemistry*, **87**(21), 4066–4074.
- Eisen, O., Frezzotti, M., Genthon, C., Isaksson, E., Magand, O., van den Broeke, M. R., Dixon, D. A., Ekaykin, A., Holmlund, P., Kameda, T., Karlöf, L., Kaspari, S., Lipenkov, V. Y., Oerter, H., Takahashi, S., and Vaughan, D. G. (2008). Ground-based measurements of spatial and temporal variability of snow accumulation in East Antarctica. *Reviews of Geophysics*, **46**(2).
- Elderfield, H., Ferretti, P., Greaves, M., Crowhurst, S., McCave, I., Hodell, D., and Piotrowski, A. (2012). Evolution of ocean temperature and ice volume through the mid-Pleistocene climate transition. *Science*, **337**(6095), 704–709.
- Engelhardt, H. (2004). Ice temperature and high geothermal flux at Siple Dome, West Antarctica, from borehole measurements. *Journal of Glaciology*, **50**, 251–256.
- EPICA community members (2004). Eight glacial cycles from an Antarctic ice core. *Nature*, **429**(6992), 623–628.
- Fischer, H., Severinghaus, J., Brook, E., Wolff, E., Albert, M., Alemany, O., Arthern, R., Bentley, C., Blankenship, D., Chappellaz, J., Creyts, T., Dahl-Jensen, D., Dinn, M., Frezzotti, M., Fujita, S., Gallee, H., Hindmarsh, R., Hudspeth, D., Jugie, G., Kawamura, K., Lipenkov, V., Miller, H., Mulvaney, R., Parrenin, F., Pattyn, F., Ritz, C., Schwander, J., Steinhage, D., Van Ommen, T., and Wilhelms, F. (2013). Where to find 1.5 million yr old ice for the IPICS "oldest-ice" ice core. *Climate of the Past*, **9**(6), 2489–2505.
- Foucault (2009). *Climatologie et paléoclimatologie*. Dunod, Paris.
- Fox Maule, C., Purucker, M. E., Olsen, N., and Mosegaard, K. (2005). Heat flux anomalies in Antarctica revealed by satellite magnetic data. *Science*, **309**(5733), 464–467.
- Fretwell, P. and coauthors (2013). Bedmap2 : improved ice bed, surface and thickness datasets for Antarctica. *The Cryosphere*, **7**(1), 375–393.

- Frezzotti, M., Pourchet, M., Flora, O., Gandolfi, S., Gay, M., Urbini, S., Vincent, C., Becagli, S., Gragnani, R., Proposito, M., and others (2005). Spatial and temporal variability of snow accumulation in East Antarctica from traverse data. *Journal of Glaciology*, **51**(172), 113–124.
- Fujita, S., Maeno, H., Uratsuka, S., Furukawa, T., Mae, S., Fujii, Y., and Watanabe, O. (1999). Nature of radio echo layering in the Antarctic ice sheet detected by a two-frequency experiment. *Journal of Geophysical Research*, **104**, 13.
- Gagliardini, O. and Meyssonier, J. (1999). Analytical derivations for the behavior and fabric evolution of a linear orthotropic ice polycrystal. *Journal of Geophysical Research*, **104**, 17.
- Gagliardini, O. and Meyssonier, J. (2002). Lateral boundary conditions for a local anisotropic ice-flow model. *Annals of Glaciology*, **35**(1), 503–509.
- Gagliardini, O., Gillet-Chaulet, F., and Montagnat, M. (2009). A review of anisotropic polar ice models : from crystal to ice-sheet flow models. *Low Temperature Science*, **68**(Supplement), 149–166.
- Gagliardini, O., Zwinger, T., Gillet-Chaulet, F., Durand, G., Favier, L., De Fleurian, B., Greve, R., Malinen, M., Martín, C., Råback, P., *et al.* (2013). Capabilities and performance of Elmer/Ice, a new-generation ice sheet model. *Geoscientific Model Development*, **6**(4), 1299–1318.
- Genthon, C., Six, D., Sarchilli, C., Ciardini, V., and Frezzotti, M. (2016). Meteorological and snow accumulation gradients across Dome C, East Antarctic plateau. *International Journal of Climatology*, **36**, 455–466.
- Gildor, H. and Tziperman, E. (2000). Sea ice as the glacial cycles' climate switch : Role of seasonal and orbital forcing. *Paleoceanography*, **15**(6), 605–615.
- Gillet-Chaulet, F. (2006). *Modélisation de l'écoulement de la glace polaire anisotrope et premières applications au forage de Dôme C*. Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.
- Gillet-Chaulet, F. and Hindmarsh, R. C. A. (2011). Flow at ice-divide triple junctions : 1. Three-dimensional full-Stokes modeling. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **116**(F2). F02023.
- Gillet-Chaulet, F., Gagliardini, O., Meyssonier, J., Montagnat, M., and Castelnau, O. (2005). A user-friendly anisotropic flow law for ice-sheet modelling. *Journal of Glaciology*, **51**, 3–14.
- Gillet-Chaulet, F., Gagliardini, O., Meyssonier, J., Zwinger, T., and Ruokolainen, J. (2006). Flow-induced anisotropy in polar ice and related ice-sheet flow modelling. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **134**(1-3), 33–43.
- Gillet-Chaulet, F., Hindmarsh, R. C., Corr, H. F., King, E. C., and Jenkins, A. (2011). In-situ quantification of ice rheology and direct measurement of the Raymond Effect at Summit, Greenland using a phase-sensitive radar. *Geophysical Research Letters*, **38**, 24503.
- Gillet-Chaulet, F., Gagliardini, O., Seddik, H., Nodet, M., Durand, G., Ritz, C., Zwinger, T., Greve, R., and Vaughan, D. G. (2012). Greenland ice sheet contribution to sea-level rise from a new-generation ice-sheet model. *The Cryosphere*, **6**(6), 1561–1576.

- Glen, J. (1958). The flow law of ice : A discussion of the assumptions made in glacier theory, their experimental foundations and consequences. *IASH Publ*, **47**, 171–183.
- Glen, J. W. (1955). The creep of polycrystalline ice. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, **228**(1175), 519–538.
- Grilli, R., Marrocco, N., Desbois, T., Guillerm, C., Triest, J., Kerstel, E., and Romanini, D. (2014). Invited article : SUBGLACIOR : An optical analyzer embedded in an Antarctic ice probe for exploring the past climate. *Review of Scientific Instruments*, **85**(11), 111301.
- Grinsted, A. and Dahl-Jensen, D. (2002). A Monte Carlo-tuned model of the flow in the NorthGRIP area. *Annals of Glaciology*, **35**, 527–530.
- Hastings, W. K. (1970). Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications. *Biometrika*, **57**(1), 97–109.
- Hempel, L., Thyssen, F., Gundestrup, N., Clausen, H. B., and Miller, H. (2000). A comparison of radio-echo sounding data and electrical conductivity of the GRIP ice core. *Journal of Glaciology*, **46**, 369–374.
- Higgins, J. A., Kurbatov, A. V., Spaulding, N. E., Brook, E., Introne, D. S., Chimiak, L. M., Yan, Y., Mayewski, P. A., and Bender, M. L. (2015). Atmospheric composition 1 million years ago from blue ice in the Allan Hills, Antarctica. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **112**(22), 6887–6891.
- Hodge, S. M., Wright, D. L., Bradley, J. A., Jacobel, R. W., Skou, N., and Vaughn, B. (1990). Determination of the surface and bed topography in central Greenland. *Journal of Glaciology*, **36**(122), 17–30.
- Hondoh, T., Shoji, H., Watanabe, O., Tsyganova, E. A., Salamatin, A. N., and Lipenkov, V. Y. (2004). Average time scale for Dome Fuji ice core, East Antarctica. *Polar Meteorology and Glaciology*, **18**, 1–18.
- Hönisch, B., Hemming, N. G., Archer, D., Siddall, M., and McManus, J. F. (2009). Atmospheric carbon dioxide concentration across the mid-Pleistocene transition. *Science*, **324**(5934), 1551–1554.
- Hooke, R. (1981). Flow law for polycrystalline ice in glaciers' comparison of theoretical predictions, laboratory data, and field. *Rev. Geophys. Space Phys*, **19**(4), 664–672.
- Hutter, K. (1983). *Theoretical glaciology : material science of ice and the mechanics of glaciers and ice sheets*, volume 1. Springer.
- Huybers, P. and Wunsch, C. (2005). Obliquity pacing of the late Pleistocene glacial terminations. *Nature*, **434**(7032), 491–494.
- Huybrechts, P. (2002). Sea-level changes at the LGM from ice-dynamic reconstructions of the Greenland and Antarctic ice sheets during the glacial cycles. *Quaternary Science Reviews*, **21**(1), 203–231.
- Hvidberg, C. S. (1996). Steady-state thermomechanical modelling of ice flow near the centre of large ice sheets with the finite-element technique. *Annals of Glaciology*, **23**, 116–123.

- Hvidberg, C. S., Dahl-Jensen, D., and Waddington, E. (1997a). Ice flow between the Greenland Ice Core Project and Greenland Ice Sheet Project 2 boreholes in central Greenland. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **102**(C12), 26851–26859.
- Hvidberg, C. S., Keller, K., Gundestrup, N. S., Tscherning, C. C., and Forsberg, R. (1997b). Mass balance and surface movement of the Greenland Ice Sheet at Summit, Central Greenland. *Geophysical Research Letters*, **24**(18), 2307–2310.
- Hvidberg, C. S., Keller, K., Gundestrup, N., and Jonsson, P. (2001). Ice-divide flow at Hans Tausen Iskappe, North Greenland, from surface movement data. *Journal of Glaciology*, **47**(156), 78–84.
- Hvidberg, C. S., Keller, K., and Gundestrup, N. S. (2002). Mass balance and ice flow along the north-northwest ridge of the Greenland ice sheet at NorthGRIP. *Annals of Glaciology*, **35**(1), 521–526.
- Imbrie, J. Z., Imbrie-Moore, A., and Lisiecki, L. E. (2011). A phase-space model for Pleistocene ice volume. *Earth and Planetary Science Letters*, **307**(1), 94–102.
- Jaeger, J. C. (1969). *Elasticity, fracture and flow*. Springer.
- Jouzel, J. and Masson-Delmotte, V. (2010). Deep ice cores : the need for going back in time. *Quaternary Science Reviews*, **29**(27-28), 3683–3689.
- Jouzel, J., Vimeux, F., Caillon, N., Delaygue, G., Hoffmann, G., Masson-Delmotte, V., and Parrenin, F. (2003). Magnitude of isotope/temperature scaling for interpretation of central Antarctic ice cores. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, **108**, 4361.
- Jouzel, J., Masson-Delmotte, V., Cattani, O., Dreyfus, G., Falourd, S., Hoffmann, G., Minster, B., Nouet, J., Barnola, J. M., Chappellaz, J., Fischer, H., Gallet, J. C., Johnsen, S., Leuenberger, M., Loulergue, L., Luethi, D., Oerter, H., Parrenin, F., Raisbeck, G., Raynaud, D., Schilt, A., Schwander, J., Selmo, E., Souchez, R., Spahni, R., Stauffer, B., Steffensen, J. P., Stenni, B., Stocker, T. F., Tison, J. L., Werner, M., and Wolff, E. W. (2007). Orbital and millennial Antarctic climate variability over the past 800,000 years. *Science*, **317**(5839), 793–796.
- Kamb, B. (1987). Glacier surge mechanism based on linked cavity configuration of the basal water conduit system. *Journal of Geophysical Research*, **92**(B9), 9083.
- Kawamura, K., Abe-Ouchi, A., Motoyama, H., Ageta, Y., Aoki, S., Azuma, N., Fujii, Y., Fujita, K., Fujita, S., Fukui, K., *et al.* (2017). State dependence of climatic instability over the past 720,000 years from Antarctic ice cores and climate modeling. *Science Advances*, **3**(2), e1600446.
- Kotlyakov, V., Lipenkov, V. Y., and Vasil'ev, N. (2013). Deep drilling in central Antarctica and penetration into subglacial Lake Vostok. *Herald of the Russian Academy of Sciences*, **83**(4), 311–323.
- Koutnik, M. R. and Waddington, E. D. (2012). Well-posed boundary conditions for limited-domain models of transient ice flow near an ice divide. *Journal of Glaciology*, **58**(211), 1008–1020.

- Krabbendam, M. (2016). Sliding of temperate basal ice on a rough, hard bed : creep mechanisms, pressure melting, and implications for ice streaming. *The Cryosphere*, **10**(5), 1915–1932.
- Lambert, F., Delmonte, B., Petit, J.-R., Bigler, M., Kaufmann, P. R., Hutterli, M. A., Stocker, T. F., Ruth, U., Steffensen, J. P., and Maggi, V. (2008). Dust-climate couplings over the past 800,000 years from the EPICA Dome C ice core. *Nature*, **452**(7187), 616–619.
- Legresy, B., Rignot, E., and Tabacco, I. E. (2000). Constraining ice dynamics at Dome C, Antarctica, using remotely sensed measurements. *Geophysical Research Letters*, **27**(21), 3493–3496.
- Lipenkov, V. and Raynaud, D. (2015). The mid-Pleistocene transition and the Vostok oldest ice challenge. *Paleoglyatsiologiya*, **4**, 95–106.
- Lipenkov, V. Y., Barkov, N., Duval, P., and Pimienta, P. (1989). Crystalline texture of the 2083 m ice core at Vostok station, Antarctica. *Journal of Glaciology*, **35**, 392–398.
- Lisiecki, L. (2010). A benthic $\delta^{13}\text{C}$ -based proxy for atmospheric pCO_2 over the last 1.5 myr. *Geophysical Research Letters*, **37**(21).
- Lisiecki, L. E. and Raymo, M. E. (2005). A Pliocene-Pleistocene stack of 57 globally distributed benthic $\delta^{18}\text{O}$ records. *Paleoceanography*, **20**(1).
- Lliboutry, L. (1968). General theory of subglacial cavitation and sliding of temperate glaciers. *Journal of Glaciology*, **7**, 21–58.
- Lliboutry, L. (1979). *A critical review of analytical approximate solutions for steady state velocities and temperature in cold ice-sheets.*
- Llubes, M., Lanseau, C., and Rémy, F. (2006). Relations between basal condition, subglacial hydrological networks and geothermal flux in Antarctica. *Earth and Planetary Science Letters*, **241**, 655–662.
- Lorius, C. and Merlivat, L. (1975). Distribution of mean surface stable isotopes values in East Antarctica ; observed changes with depth in coastal area. Technical report, CEA Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, 91-Gif-sur-Yvette (France). Dept. de Recherche et Analyse.
- Lorius, C., Merlivat, L., Jouzel, J., and Pourchet, M. (1979). A 30,000-yr isotope climatic record from Antarctic ice. *Nature*, **280**, 644–648.
- Lorius, C., Ritz, C., Jouzel, J., Merlivat, L., and Barkov, N. (1985). A 150,000-year climatic record from Antarctic ice. *Nature*, **316**, 591–596.
- Lüthi, D., Le Floch, M., Bereiter, B., Blunier, T., Barnola, J.-M., Siegenthaler, U., Raynaud, D., Jouzel, J., Fischer, H., Kawamura, K., and Stocker, T. F. (2008). High-resolution carbon dioxide concentration record 650,000–800,000 years before present. *Nature*, **453**(7193), 379–382.
- Ma, Y., Gagliardini, O., Ritz, C., Gillet-Chaulet, F., Durand, G., and Montagnat, M. (2010). Enhancement factors for grounded ice and ice shelves inferred from an anisotropic ice-flow model. *Journal of Glaciology*, **56**(199), 805–812.
- MacAyeal, D. R. (1989). Large-scale ice flow over a viscous basal sediment : Theory and

- application to ice stream B, Antarctica. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **94**(B4), 4071–4087.
- MacGregor, J. A., Fahnestock, M. A., Catania, G. A., Paden, J. D., Prasad Gogineni, S., Young, S. K., Rybarski, S. C., Mabrey, A. N., Wagman, B. M., and Morlighem, M. (2015). Radiostratigraphy and age structure of the Greenland Ice Sheet. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **120**(2), 212–241.
- MacGregor, J. A., Fahnestock, M. A., Catania, G. A., Aschwanden, A., Clow, G. D., Colgan, W. T., Gogineni, S. P., Morlighem, M., Nowicki, S. M., Paden, J. D., *et al.* (2016). A synthesis of the basal thermal state of the Greenland Ice Sheet. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **121**(7), 1328–1350.
- Mangeney, A., Califano, F., and Hutter, K. (1997). A numerical study of anisotropic, low Reynolds number, free surface flow for ice sheet modeling. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 22749.
- Martín, C. and Gudmundsson, G. H. (2012). Effects of nonlinear rheology, temperature and anisotropy on the relationship between age and depth at ice divides. *The Cryosphere*, **6**(5), 1221–1229.
- Martín, C., Hindmarsh, R. C. A., and Navarro, F. J. (2006). Dating ice flow change near the flow divide at Roosevelt Island, Antarctica, by using a thermomechanical model to predict radar stratigraphy. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **111**(F1). F01011.
- Martín, C., Gudmundsson, G. H., Pritchard, H. D., and Gagliardini, O. (2009a). On the effects of anisotropic rheology on ice flow, internal structure, and the age-depth relationship at ice divides. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **114**(F4). F04001.
- Martín, C., Hindmarsh, R. C., and Navarro, F. J. (2009b). On the effects of divide migration, along-ridge flow, and basal sliding on isochrones near an ice divide. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **114**(F2).
- Martínez-García, A., Rosell-Melé, A., Jaccard, S. L., Geibert, W., Sigman, D. M., and Haug, G. H. (2011). Southern ocean dust-climate coupling over the past four million years. *Nature*, **476**(7360), 312–315.
- Meese, D., Gow, A., Alley, R., Zielinski, G., Grootes, P., Ram, M., Taylor, K., Mayewski, P. A., and Bolzan, J. (1997). The Greenland Ice Sheet Project 2 depth-age scale : Methods and results. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **102**(C12), 26411–26423.
- Metropolis, N., Rosenbluth, A. W., Rosenbluth, M. N., Teller, A. H., and Teller, E. (1953). Equation of state calculations by fast computing machines. *The Journal of Chemical Physics*, **21**(6), 1087–1092.
- Nereson, N., Waddington, E., Raymond, C., and Jacobson, H. (1996). Predicted age-depth scales for Siple Dome and inland WAIS ice cores in West Antarctica. *Geophysical Research Letters*, **23**(22), 3163–3166.
- Nereson, N. A. and Waddington, E. D. (2002). Isochrones and isotherms beneath migrating ice divides. *Journal of Glaciology*, **48**(160), 95–108.
- Nye, J. (1991). The topology of ice-sheet centres. *Journal of Glaciology*, **37**(126), 220–227.

- Nye, J. F. (1957). The distribution of stress and velocity in glaciers and ice-sheets. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **239**(1216), 113–133.
- Oswald, G. K. and Gogineni, S. (2012). Mapping basal melt under the northern Greenland Ice Sheet. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **50**, 585–592.
- Parrenin, F. and Paillard, D. (2003). Amplitude and phase of glacial cycles from a conceptual model. *Earth and Planetary Science Letters*, **214**(1), 243–250.
- Parrenin, F., Jouzel, J., Waelbroeck, C., Ritz, C., and Barnola, J.-M. (2001). Dating the Vostok ice core by an inverse method. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **106**(D23), 31837–31851.
- Parrenin, F., Remy, F., Ritz, C., Siebert, M. J., and Jouzel, J. (2004). New modeling of the Vostok ice flow line and implication for the glaciological chronology of the Vostok ice core. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **109**(D20).
- Parrenin, F., Hindmarsh, R., and Rémy, F. (2006). Analytical solutions for the effect of topography, accumulation rate and lateral flow divergence on isochrone layer geometry. *Journal of Glaciology*, **52**(177), 191–202.
- Parrenin, F., Dreyfus, G., Durand, G., Fujita, S., Gagliardini, O., Gillet, F., Jouzel, J., Kawamura, K., Lhomme, N., Masson-Delmotte, V., *et al.* (2007a). 1-D-ice flow modelling at EPICA Dome C and Dome Fuji, East Antarctica. *Climate of the Past*, **3**(2), 243–259.
- Parrenin, F., Barnola, J.-M., Beer, J., Blunier, T., Castellano, E., Chappellaz, J., Dreyfus, G., Fischer, H., Fujita, S., Jouzel, J., *et al.* (2007b). The EDC3 chronology for the EPICA dome C ice core. *Climate of the Past*, **3**(3), 485–497.
- Parrenin, F., Masson-Delmotte, V., Köhler, P., Raynaud, D., Paillard, D., Schwander, J., Barbante, C., Landais, A., Wegner, A., and Jouzel, J. (2013). Synchronous change of atmospheric CO₂ and Antarctic temperature during the last deglacial warming. *Science*, **339**(6123), 1060–1063.
- Parrenin, F., Bazin, L., Capron, E., Landais, A., Lemieux-Dudon, B., and Masson-Delmotte, V. (2015). IceChronol : a probabilistic model to compute a common and optimal chronology for several ice cores. *Geoscientific Model Development*, **8**(5), 1473–1492.
- Parrenin, F., Cavitte, M. G. P., Blankenship, D. D., Chappellaz, J., Fischer, H., Gagliardini, O., Masson-Delmotte, V., Passalacqua, O., Ritz, C., Roberts, J., Siebert, M. J., and Young, D. A. (2017). Is there 1.5-million-year-old ice near Dome C, Antarctica? *The Cryosphere*, **11**(6), 2427–2437.
- Passalacqua, O., Ritz, C., Parrenin, F., Urbini, S., and Frezzotti, M. (2017). Geothermal flux and basal melt rate in the Dome C region inferred from radar reflectivity and heat modelling. *The Cryosphere*, **11**(5), 2231–2246.
- Paterson, W. (1983). Deformation within polar ice sheets : an analysis of the byrd station and camp century borehole-tilting measurements. *Cold Regions Science and Technology*, **8**(2), 165–179.

- Paterson, W. (1991). Why ice-age ice is sometimes “soft”. *Cold Regions Science and Technology*, **20**(1), 75–98.
- Pattyn, F. (2002). Transient glacier response with a higher-order numerical ice-flow model. *Journal of Glaciology*, **48**(162), 467–477.
- Pattyn, F. (2010). Antarctic subglacial conditions inferred from a hybrid ice sheet/ice stream model. *Earth and Planetary Science Letters*, **295**(3), 451–461.
- Petit, J.-R., Jouzel, J., Raynaud, D., Barkov, N. I., Barnola, J.-M., Basile, I., Bender, M., Chappellaz, J., Davis, M., Delaygue, G., *et al.* (1999). Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica. *Nature*, **399**(6735), 429–436.
- Pettit, E. C. and Waddington, E. D. (2003). Ice flow at low deviatoric stress. *Journal of Glaciology*, **49**, 359–369.
- Pettit, E. C., Jacobson, H. P., and Waddington, E. D. (2003). Effects of basal sliding on isochrones and flow near an ice divide. *Annals of Glaciology*, **37**(1), 370–376.
- Pimienta, P., Duval, P., and Lipenkov, V. (1987). Mechanical behavior of anisotropic polar ice. *Symposium on The Physical Basis of Ice Sheet Modelling*, **170**, 57–66.
- Pol, K., Masson-Delmotte, V., Johnsen, S., Bigler, M., Cattani, O., Durand, G., Falourd, S., Jouzel, J., Minster, B., Parrenin, F., *et al.* (2010). New MIS 19 EPICA Dome C high resolution deuterium data : Hints for a problematic preservation of climate variability at sub-millennial scale in the “oldest ice”. *Earth and Planetary Science Letters*, **298**(1), 95–103.
- Pollard, D. and DeConto, R. M. (2012). A simple inverse method for the distribution of basal sliding coefficients under ice sheets, applied to Antarctica. *The Cryosphere*, **6**(5), 953–971.
- Pollard, D., DeConto, R. M., and Nyblade, A. A. (2005). Sensitivity of Cenozoic Antarctic ice sheet variations to geothermal heat flux. *Global and Planetary Change*, **49**, 63–74.
- Purucker, M. (2013). Geothermal heat flux data set based on low resolution observations collected by the CHAMP satellite between 2000 and 2010, and produced from the MF-6 model following the technique described in Fox Maule *et al.*(2005). See <http://websrv.cs.umd.edu/isis/index.php>.
- Raymo, M., Lisiecki, L., and Nisancioglu, K. H. (2006). Plio-Pleistocene ice volume, Antarctic climate, and the global $\delta^{18}\text{O}$ record. *Science*, **313**(5786), 492–495.
- Raymond, C. F. (1983). Deformation in the vicinity of ice divides. *Journal of Glaciology*, **29**(103), 357–373.
- Reeh, N. (1988). A flow-line model for calculating the surface profile and the velocity, strain-rate, and stress fields in an ice sheet. *Journal of Glaciology*, **34**(116).
- Reeh, N. (1989). The age-depth profile in the upper part of a steady-state ice sheet. *Journal of Glaciology*, **35**(121), 406–417.
- Reeh, N. and Paterson, W. (1988). Application of a flow model to the ice-divide region of Devon Island ice cap, Canada. *Journal of Glaciology*, **34**(116), 55–63.

- Reeh, N., Oerter, H., and Thomsen, H. H. (2002). Comparison between Greenland ice-margin and ice-core oxygen-18 records. *Annals of Glaciology*, **35**(1), 136–144.
- Rémy, F. and Minster, J.-F. (1997). Antarctica ice sheet curvature and its relation with ice flow and boundary conditions. *Geophysical Research Letters*, **24**(9), 1039–1042.
- Rémy, F. and Tabacco, I. E. (2000). Bedrock features and ice flow near the EPICA ice core site (Dome C, Antarctica). *Geophysical Research Letters*, **27**(3), 405–408.
- Rémy, F., Shaeffer, P., and Legrésy, B. (1999). Ice flow physical processes derived from the ERS-1 high-resolution map of the Antarctica and Greenland ice sheets. *Geophysical Journal International*, **139**(3), 645–656.
- Rémy, F., Testut, L., Legrésy, B., Forieri, A., Bianchi, C., and Tabacco, I. E. (2003). Lakes and subglacial hydrological networks around Dome C, East Antarctica. *Annals of Glaciology*, **37**(1), 252–256.
- Rignot, E., Mouginot, J., and Scheuchl, B. (2011). Ice flow of the Antarctic ice sheet. *Science*, **333**, 1427–1430.
- Ritz, C. (1987). Time dependent boundary conditions for calculation of temperature fields in ice sheets. *IAHS Publ*, **170**, 207–216.
- Ritz, C. (1989). Interpretation of the temperature profile measured at Vostok, East Antarctica. *Ann. Glaciol*, **12**, 138–144.
- Ritz, C. (1992). *Un modèle thermo-mécanique d'évolution pour le bassin glaciaire Antarctique Vostok-Glacier Byrd : Sensibilité aux valeurs des paramètres mal connus*. Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.
- Ritz, C., Fabre, A., and Letréguilly, A. (1997). Sensitivity of a Greenland ice sheet model to ice flow and ablation parameters : consequences for the evolution through the last climatic cycle. *Climate Dynamics*, **1**(13).
- Ritz, C., Rommelaere, V., and Dumas, C. (2001). Modeling the evolution of Antarctic ice sheet over the last 420,000 years : Implications for altitude changes in the Vostok region. *Journal of Geophysical Research*, **106**, 31.
- Robin, G. d. Q. (1977). Ice cores and climatic change. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. B, Biological Sciences*, **280**(972), 143–168.
- Ruddiman, W. F. (2010). A paleoclimatic enigma. *Science*, **328**(5980), 838–839.
- Rybak, O. and Huybrechts, P. (2008). Sensitivity of the EDML ice core chronology to the geothermal heat flux. *Materialy Glatsiologicheskikh issledovaniy (Data of glaciological studies)*, **105**, 35–40.
- Röthlisberger, H. (1972). Water pressure in intra- and subglacial channels. *Journal of Glaciology*, **11**(62), 177–203.
- Salamatin, A. N., Murav'yev, Y. D., Shiraiwa, T., and Matsuoka, K. (2000). Modelling dynamics of glaciers in volcanic craters. *Journal of Glaciology*, **46**(153), 177–187.

- Savvin, A., Greve, R., Calov, R., Mügge, B., and Hutter, K. (2000). Simulation of the Antarctic ice sheet with a three-dimensional polythermal ice-sheet model, in support of the EPICA project. II. Nested high-resolution treatment of Dronning Maud Land, Antarctica. *Annals of Glaciology*, **30**(1), 69–75.
- Scarchilli, C., Frezzotti, M., and Ruti, P. M. (2011). Snow precipitation at four ice core sites in East Antarctica : provenance, seasonality and blocking factors. *Climate Dynamics*, **37**, 2107–2125.
- Schroeder, D., Blankenship, D., Young, D., and Quartini, E. (2014). Evidence for elevated and spatially variable geothermal flux beneath the West Antarctic Ice Sheet. In *Proceedings of the National Academy of Science*, volume 111, pages 9070–9072.
- Schutz, B., Zwally, H., Shuman, C., Hancock, D., and DiMarzio, J. (2005). Overview of the ICESat mission. *Geophysical Research Letters*, **32**(21).
- Schwander, J., Jouzel, J., Hammer, C. U., Petit, J.-R., Udisti, R., and Wolff, E. (2001). A tentative chronology for the EPICA Dome Concordia ice core. *Geophysical Research Letters*, **28**(22), 4243–4246.
- Schøtt Hvidberg, C. (1993). *A thermo-mechanical ice flow model for the centre of large ice sheets*. Ph.D. thesis, University of Copenhagen.
- Seddik, H., Greve, R., Zwinger, T., and Placidi, L. (2011). A full stokes ice flow model for the vicinity of Dome Fuji, Antarctica, with induced anisotropy and fabric evolution. *The Cryosphere*, **5**(2), 495–508.
- Sergienko, O. (2012). The effects of transverse bed topography variations in ice-flow models. *Journal of Geophysical Research (Earth Surface)*, **117**, 3011.
- Shapiro, N. M. and Ritzwoller, M. H. (2004). Inferring surface heat flux distributions guided by a global seismic model : particular application to Antarctica. *Earth and Planetary Science Letters*, **223**(1-2), 213–224.
- Siegenthaler, U., Stocker, T. F., Monnin, E., Lüthi, D., Schwander, J., Stauffer, B., Raynaud, D., Barnola, J.-M., Fischer, H., Masson-Delmotte, V., *et al.* (2005). Stable carbon cycle–climate relationship during the late Pleistocene. *Science*, **310**(5752), 1313–1317.
- Siegert, M. J. and Dowdeswell, J. A. (1996). Spatial variations in heat at the base of the Antarctic ice sheet from analysis of the thermal regime above subglacial lakes. *Journal of Glaciology*, **42**(142), 501–509.
- Siegert, M. J., Eyers, R. D., and , I. E. (2001). Three-dimensional ice sheet structure at Dome C, central East Antarctica : implications for the interpretation of the EPICA ice core. *Antarctic Science*, **13**(02), 182–187.
- Siegert, M. J., Carter, S., Tabacco, I., Popov, S., and Blankenship, D. D. (2005a). A revised inventory of Antarctic subglacial lakes. *Antarctic Science*, **17**(03), 453–460.
- Siegert, M. J., Taylor, J., and Payne, A. J. (2005b). Spectral roughness of subglacial topography and implications for former ice-sheet dynamics in East Antarctica. *Global and Planetary Change*, **45**(1), 249–263.

- Steig, E. J., Schneider, D. P., Rutherford, S. D., Mann, M. E., Comiso, J. C., and Shindell, D. T. (2009). Warming of the Antarctic ice-sheet surface since the 1957 International Geophysical Year. *Nature*, **457**(7228), 459–462.
- Sun, B., Moore, J. C., Zwinger, T., Zhao, L., Steinhage, D., Tang, X., Zhang, D., Cui, X., and Martín, C. (2014). How old is the ice beneath Dome A, Antarctica? *The Cryosphere*, **8**(3), 1121–1128.
- Suwa, M. and Bender, M. L. (2008). Chronology of the Vostok ice core constrained by O₂/N₂ ratios of occluded air, and its implication for the Vostok climate records. *Quaternary Science Reviews*, **27**(11), 1093–1106.
- Tabacco, I., Passerini, A., Corbelli, F., and Gorman, M. (1998). Determination of the surface and bed topography at Dome C, East Antarctica. *Journal of Glaciology*, **44**(146), 185–191.
- Tarantola, A. (2005). *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*. SIAM.
- Tison, J.-L., de Angelis, M., Littot, G., Wolff, E., Fischer, H., Hansson, M., Bigler, M., Udisti, R., Wegner, A., Jouzel, J., *et al.* (2015). Retrieving the paleoclimatic signal from the deeper part of the EPICA Dome C ice core. *The Cryosphere*, **9**, 1633–1648.
- Todd, J. and Christoffersen, P. (2014). Are seasonal calving dynamics forced by buttressing from ice mélange or undercutting by melting? Outcomes from full-stokes simulations of Store Glacier, West Greenland. *The Cryosphere*, **8**(6), 2353–2365.
- Toggweiler, J. (2008). Origin of the 100,000-year timescale in Antarctic temperatures and atmospheric CO₂. *Paleoceanography*, **23**.
- Tziperman, E. and Gildor, H. (2003). On the mid-Pleistocene transition to 100-kyr glacial cycles and the asymmetry between glaciation and deglaciation times. *Paleoceanography*, **18**(1), 1–1.
- Urbini, S., Frezzotti, M., Gandolfi, S., Vincent, C., Scarchilli, C., Vittuari, L., and Fily, M. (2008). Historical behaviour of Dome C and Talos Dome (East Antarctica) as investigated by snow accumulation and ice velocity measurements. *Global and Planetary Change*, **60**(3), 576–588.
- Urbini, S., Cafarella, L., Tabacco, I. E., Baskaradas, J. A., Serafini, M., and Zirizzotti, A. (2015). RES signatures of ice bottom near to Dome C (Antarctica). *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **53**(3), 1558–1564.
- Van der Veen, C. J., Leftwich, T., von Frese, R., Csatho, B., and Li, J. (2007). Subglacial topography and geothermal heat flux : Potential interactions with drainage of the Greenland ice sheet. *Geophysical Research Letters*, **34**(12).
- Van Liefferinge, B. and Pattyn, F. (2013). Using ice-flow models to evaluate potential sites of million year-old ice in Antarctica. *Climate of the Past*, **9**(5), 2335–2345.
- Vialov, S. (1958). Regularities of glacial shields movement and the theory of plastic viscous flow. *Physics of the movements of ice IAHS*, **47**, 266–275.
- Vittuari, L., Vincent, C., Frezzotti, M., Mancini, F., Gandolfi, S., Bitelli, G., and Capra, A.

- (2004). Space geodesy as a tool for measuring ice surface velocity in the Dome C region and along the ITASE traverse. *Annals of Glaciology*, **39**(1), 402–408.
- Waddington, E. D., Bolzan, J. F., and Alley, R. B. (2001). Potential for stratigraphic folding near ice-sheet centers. *Journal of Glaciology*, **47**, 639–648.
- Waddington, E. D., Neumann, T. A., Koutnik, M. R., Marshall, H.-P., and Morse, D. L. (2007). Inference of accumulation-rate patterns from deep layers in glaciers and ice sheets. *Journal of Glaciology*, **53**(183), 694–712.
- Wang, Y., Kipfstuhl, S., Azuma, N., Thorsteinsson, T., and Miller, H. (2003). Ice-fabrics study in the upper 1500 m of the Dome C (East Antarctica) deep ice core. *Annals of Glaciology*, **37**, 97–104.
- Weertman, J. (1972). General theory of water flow at the base of a glacier or ice sheet. *Reviews of Geophysics*, **10**(1), 287–333.
- Weertman, J. (1983). Creep deformation of ice. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **11**(1), 215–240.
- Wendler, G. and Kodama, Y. (1984). On the climate of Dome C, Antarctica, in relation to its geographical setting. *Journal of climatology*, **4**(5), 495–508.
- Wittlinger, G. and Farra, V. (2012). Observation of low shear wave velocity at the base of the polar ice sheets : evidence for enhanced anisotropy. *Geophysical Journal International*, **190**, 391–405.
- Wright, A. and Siegert, M. (2012). A fourth inventory of Antarctic subglacial lakes. *Antarctic Science*, **24**(6), 659–664.
- Young, D. A., Roberts, J. L., Ritz, C., Frezzotti, M., Quartini, E., Cavitte, M. G. P., Tozer, C. R., Steinhage, D., Urbini, S., Corr, H. F. J., Van Ommen, T., and Blankenship, D. D. (2016). High resolution boundary conditions of an old ice target near Dome C, Antarctica. *The Cryosphere Discussions*, **2016**, 1–16.
- Zirizzotti, A., Cafarella, L., and Urbini, S. (2012). Ice and bedrock characteristics underneath Dome C (Antarctica) from radio echo sounding data analysis. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **50**(1), 37–43.

Table des figures

1	Glace naturelle vue en lumière polarisée	15
2	Thermomètre isotopique	16
3	Glaciers du monde	17
4	Sites de forage	17
5	Accumulation annuelle en Antarctique	18
6	Évolutions du CO ₂ et de la température	19
7	Évolutions du $\delta^{18}\text{O}$ des carottes marines	20
8	Glace basale de Vostok	24
9	Mesures de CO ₂ dans la glace bleue	25
10	Profil radar à NorthGRIP	27
1.1	Structure cristalline de la glace	30
1.2	Orientation de l'axe <i>c</i> sous contrainte et structure de la fabrique de Vostok	31
1.3	Illustration de l'effet isolant de la glace	38
1.4	Flux géothermique nécessaire pour atteindre le point de fusion	39
1.5	Vitesses de surface en Antarctique	39
1.6	Sites potentiels de glace ancienne	40
1.7	Types de profils de vitesse horizontale	42
1.8	Types de déformation affectant la glace	42
1.9	Structure du plateau antarctique selon la période climatique	43
1.10	Exemples de retournement de la stratigraphie	44
1.11	Mécanisme de retournement d'une couche	45
1.12	Formation de plis parallèlement à l'écoulement	45
1.13	Radargrammes présentant des bosses de Raymond	46
1.14	Profils synthétiques de vitesse horizontale et verticale	48
1.15	Comparaison des profils d'âge isotropes et anisotropes	49
2.1	Altitude de la surface et du socle à Dôme C	53
2.2	Vitesse horizontale à Dôme C	54
2.3	Origine des précipitations neigeuses et mouvements possibles du dôme	55
2.4	Relief du blob A	56

2.5	Potentiel hydraulique sous-glaciaire	58
2.6	Profil de température mesuré à Dôme C	61
2.7	Relation âge-profondeur pour trois sites de forage antarctiques : Dôme C, Dôme Fuji et Vostok.	62
2.8	Profil vertical des valeurs propres du tenseur d'orientation du second ordre d'EDC	63
2.9	Radargramme - ligne X45a	64
2.10	Radargramme - ligne Y77a	65
2.11	Estimation du flux géothermique à l'échelle continentale	66
2.12	Situation des différentes zones d'intérêt.	68
3.1	Wet and dry bed in the Dome C region	71
3.2	Shape function $\omega(\zeta)$ for several values of p (no basal melting).	77
3.3	Assumptions of the model	78
3.4	Basal reflectivity vs. ice thickness	81
3.5	Geothermal heat flux, interpolated between the spots	82
3.6	Dependence of basal melt rate on several parameters	83
3.7	Averaged past basal melt rate	84
3.8	Changes in the basal melt rate	85
3.9	Difference between emulated critical ice thickness and observed ice thickness	87
3.10	Profil de température à EPICA Dôme C	92
3.11	Écarts aux températures observées	92
4.1	Élargissement du tube de courant le long de la crête	96
4.2	Principle of the 2.5D method	98
4.3	The 2D and 3D meshes	100
4.4	Shape of the three domes	102
4.5	Relative width of the flow tube W for the different dome geometries	106
4.6	Horizontal velocity at the ice surface	108
4.7	Height of the ice surface	109
4.8	Horizontal velocity field	110
4.9	Width of the flow tube	111
5.1	Domaine utilisé pour les simulations 3D.	116
5.2	Relations âge-profondeur calculées	120
5.3	Vitesses modélisées autour de Dôme C	121
5.4	Vitesses modélisées vs. vitesses observées autour de Dôme C	122
5.5	Vecteurs vitesses au-dessus du blob A.	123
5.6	Principe de la convergence du flux de glace	124
5.7	Taux de déformation latérale perpendiculaire à l'écoulement	125
5.8	Taux de déformation verticale ϵ_{zz} à 60 m au-dessus du socle	126
5.9	Courbure du socle perpendiculairement à l'écoulement	126
5.10	Critère de cisaillement \mathcal{S} (adimensionnel).	127
5.11	Âge 60 m au-dessus du socle.	128
5.12	Résolution en âge pour de la glace de 1.5 Ma.	128
5.13	Épaisseur vs. âge à 60 m au-dessus du socle. La taille des points est proportionnelle à l'épaisseur des couches.	129
5.14	Isochrones modélisées et observées selon X45a et Y77a	130

5.15	Résolution en âge selon X45a et Y77a	130
5.16	Trajectoires de la glace au blob B et au blob A	131
5.17	Trajectoire de la glace de la crête jusqu'à un site potentiel.	131
5.18	Valeurs équivalentes de p par rapport au champ de vitesse 3D	132
5.19	Profils de vitesse horizontale et verticale le long d'un transect coupant le blob A	133
5.20	Profil de vitesse verticale 2D	134
5.21	Sélection d'une zone propice par superposition des différents critères à respecter	135
6.1	Évolution de l'âge selon la verticale pour trois forages et le site d'intérêt.	138
6.2	Fonction coût dans l'espace des paramètres	140
6.3	Extrapolation des relations âge-profondeur à Dôme C (gauche) et Dôme Fuji . .	141
6.4	Résolution en âge calculé à 60 m au-dessus du socle	142
6.5	Profil d'âge calculé au point d'intérêt	143
6.6	Distribution <i>a posteriori</i> des paramètres du modèle	144
6.7	Distribution <i>a posteriori</i> des paramètres du modèle	145
6.8	Effet du paramètre p sur la position des isochrones.	146
6.9	Résolution en âge calculé à 60 m au-dessus du socle avec un profil de Bolzan . .	146
6.10	Mesures du socle issu de la campagne de mesure radar DELORES 2017	148
11	Principe de sélection du meilleur site de forage	154
12	Trajectoires possibles de la glace, pour différentes positions du site de forage . .	155

Liste des tableaux

3.1	Physical parameters, observed and inverted	79
3.2	Sensitivity of the GF	86
4.1	Description and values of the model parameters.	101
6.1	Âge des isochrones non datées	147

Publications

Passalacqua, O., Ritz, C., Parrenin, F., Urbini, S. and Frezzotti, M. Geothermal flux and basal melt rate in the Dome C region inferred from radar reflectivity and thermal modelling, *The Cryosphere*, 11(5), 2231 – 2246.

Parrenin F., Cavitte M. G. P., Blankenship D. D., Chappellaz J., Fischer H., Gagliardini O., Masson-Delmotte V., **Passalacqua O.**, Ritz C., Roberts J., Siegert M. J., and Young D. A. (2017). Is there 1.5 million-year old ice near Dome C, Antarctica ?, *The Cryosphere*, 11(6), 2427 – 2437.

Passalacqua, O., Gagliardini, O, Parrenin, F., Todd, J., Ritz, C., and Gillet-Chaulet, F., 2016. Performance and applicability of a 2.5D ice-flow model in the vicinity of a dome, *Geoscientific Model Development*, (9), 2301-2316.

Communications en premier auteur

Passalacqua, O., Cavitte M. G. P., Frezzotti M., Gagliardini O., Gillet-Chaulet F., Parrenin F., Ritz C., Vittuari S. and Young D. A. (2017). A mechanical diagnosis of the ice flow around Dome C : Elmer/Ice 3D simulations constrained by measured surface velocities and radar isochrones (poster). EGU general assembly, Vienna, Austria, April 24-28.

Passalacqua, O., Ritz, C., Parrenin, F. (2016). Cartographie du flux géothermique à Dôme C (oral). 12^e journées du CNFRA, Lyon, 25-27 mai.

Passalacqua, O., Parrenin, F., Ritz, C., Vittuari, L., Gagliardini, O. and Gillet-Chaulet, F (2016). Dating old ice near Dome C using an inverse heat model and a thermomechanical ice flow model (poster). IPICS open science conference, Hobart, Australia, March 7-11.

Passalacqua, O., Parrenin, F., Gagliardini, O, Todd, J., Ritz, C., and Gillet-Chaulet, F (2015). Old ice investigation along the Dome C ridge using a 2.5D thermomechanical ice flow model (poster). EGU general assembly, Vienna, Austria, April 6-10.