Déformation viscoplastique dans la glace ; du matériau modèle aux environnements naturels

Maurine Montagnat

▶ **To cite this version:**

Maurine Montagnat. Déformation viscoplastique dans la glace ; du matériau modèle aux environnements naturels. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Grenoble - Alpes, 2012. tel-01835302

HAL Id: tel-01835302
https://hal.science/tel-01835302

Submitted on 21 Aug 2018

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.

Synthèse des travaux de recherche

Présentée par

Maurine MONTAGNAT RENTIER

Pour obtenir une
Habilitation à Diriger des Recherches de l'Université de Grenoble

(Arrêtés ministériels : 23 novembre 1988)
Specialité : **Mécanique**

Déformation viscoplastique dans la glace ; du matériau modèle aux environnements naturels

Soutenue publiquement le 8 Juin 2012

devant le jury composé de :

M. Patrick Cordier	Président
M. Pierre Gilormini	Rapporteur
M. Roland Logé	Rapporteur
M. Jean-Louis Tison	Rapporteur
M. Javier Gil Sevillano	Examinateur
M. Jérôme Weiss	Examinateur

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement - CNRS
54 rue Molière - BP 96 - 38402 St Martin d'Hères Cedex France
Tel (33) 04 76 82 42 00 - Fax (33) 04 76 82 42 01- http ://lgge.osug.fr

Table des matières

Introduction **5**

1 Un voyage au coeur de la glace, des dislocations aux hétérogénéités de déformation dans le polycristal **7**

1.1 Quelques notions indispensables 7

1.1.1 Le matériau glace 7

1.1.2 Les dislocations dans la glace 9

1.2 Dislocations géométriquement nécessaires et invariance d'échelle dans le monocristal 10

1.2.1 Essais de fluage en torsion 11

1.2.2 Caractérisation des populations de dislocations par diffraction des rayons X durs 13

1.2.3 Invariance d'échelle de la répartition des dislocations 17

1.2.4 En résumé... 21

1.2.5 Modélisation de la dynamique des dislocations, approches discrète et continue 22

1.2.6 L'étude du monocristal de glace - bilan 27

1.3 Caractérisation et modélisation des hétérogénéités de déformation dans le polycristal de glace 27

1.3.1 Caractérisation des hétérogénéités de déformation dans les polycristaux 28

1.3.2 Modélisation des hétérogénéités de déformation dans le polycristal par une approche à champs complets 42

2 Formation et déformation de glaces "naturelles" **51**

2.1 L'écoulement aux environs des forages profonds 51

2.1.1 Evolution des fabriques et tailles de grains le long du forage de Talos Dome, Antarctique 52

2.1.2 Modélisation de l'évolution des fabriques, impact sur la validation de la chronologie TALDICE-1 59

2.2 Itinéraire scientifique au coeur des cascades de glace 64

3 Perspectives **69**

3.1 Caractérisation et modélisation des mécanismes de recristallisation dynamique 69

3.2 Glace et neige naturelles ; caractérisation et rôle de l'anisotropie induite évolutive 73

3.3 Analyse des glaces de cascade de glace ; vers un outils pour le pratiquant . 75

4 Curriculum Vitae **77**

Bibliographie **85**

Introduction

Le travail qui est présenté dans ce mémoire se concentre sur la compréhension de la déformation ductile du matériau glace. D'une part dans les conditions de laboratoire, à partir de l'échelle des processus de dynamique des dislocations qui gèrent la déformation du monocristal, jusqu'à la caractérisation et la modélisation des hétérogénéités de déformation dans le polycristal. Et d'autre part, dans les conditions d'écoulement rencontrées au coeur des calottes polaires, sur les zones de forages profonds. Le pont entre ces deux domaines (laboratoire et conditions naturelles) repose sur le lien fort entre les mécanismes qui gèrent la réponse du matériau aux différentes échelles. En particulier, la forte anisotropie viscoplastique qui caractérise la déformation ductile du monocristal de glace est à l'origine des fortes hétérogénéités de déformation à l'échelle du polycristal, et du rôle majeur de l'anisotropie induite évolutive sur l'écoulement le long des forages profonds.
L'objectif de mon travail, initié au cours de mon doctorat au LGGE, puise sa source dans le lien entre ces différentes échelles. Ce travail est basé sur la recherche d'une connaissance approfondie des mécanismes fondamentaux, via l'utilisation des techniques développées en science des matériaux, pour comprendre et modéliser le comportement aux différentes échelles. Les deux principales applications de ce travail sont donc fortement complémentaires. D'une part en considérant la glace comme un matériau "modèle" permettant de pousser les modèles (de la dynamique des dislocations aux modèles micro-macro à champs moyens) vers leurs comportements extrêmes pour les fortes anisotropies viscoplastiques. D'autre part en estimant l'impact d'une meilleure représentation du comportement en déformation dans les modèles d'écoulement à grande échelle afin d'ajuster les lois rhéologiques, et la prise en compte de l'anisotropie induite évolutive pour les techniques de datation des carottages par exemple.
Ce manuscrit se compose de deux parties qui développent le travail de recherche que j'ai effectué au LGGE, et d'une troisième qui ouvre des perspectives.

Chapitre 1

Un voyage au coeur de la glace, des dislocations aux hétérogénéités de déformation dans le polycristal

1.1 Quelques notions indispensables

1.1.1 Le matériau glace

La glace fait partie de notre quotidien, pour le rafraichissement de nos boissons ou encore au cours de nos balades sur les glaciers, par exemple. Entre ces deux extrêmes, de taille, d'accessibilité, de mode de fabrication..., il y a de nombreuses différences mais pas seulement. Cette glace que l'on trouve sur terre est une glace de structure cristallographique hexagonale, la glace Ih, dont on nomme le grand axe "l'axe **c**", et dont le rapport de taille avec les autres axes, les axes **a**, est de 1,628 (figure 1.1). Ce rapport, qui est proche de celui obtenu dans les hexagonaux compacts, fait souvent penser, à tord, que la structure cristallographique de la glace est elle-même compacte. Or, l'espace entre les atomes d'oxygène est large, au regard de la taille des atomes eux-mêmes, ce qui laisse beaucoup d'espace vide dans le réseau, même si l'on ajoute les hydrogènes. La compacité de 0,34 qui en découle est à comparer avec une compacité de 0,74 pour les hexagonaux compacts. Cette faible compacité est à l'origine d'une plus faible densité de la glace par rapport à l'eau, ainsi que de la réduction de la température de fusion avec la pression (0,074°/MPa aux températures supérieures à -10°C).

La figure 1.1 montre l'arrangement des atomes au sein de la structure cristalline de la glace Ih. De fortes jonctions covalentes relient l'atome d'oxygène de chaque molécule à deux atomes d'hydrogène, alors que les molécules sont reliées entre elles par de faibles jonctions hydrogènes. C'est de la faiblesse de ces jonctions que provient la faible température de fusion de la glace.

Les défauts ponctuels que l'on rencontre dans la glace sont soit communs à un grand

nombre de métaux et composites (lacunes, interstitiels, inclusions), soit propres à la glace (ioniques et de Bjerrum). Si la concentration en lacunes semble être assez faible dans la glace (Fletcher, 1970), i.e. de 6 à 7 ordres de grandeurs inférieure aux valeurs attendues dans les métaux, celle-ci semble suffisante pour expliquer la formation de dislocations prismatiques de type "lacune" lors d'un refroidissement rapide (dans la gamme de températures -20°C à -60°C, (Liu and Baker, 1995)). En ce qui concerne les interstitiels, leur concentration proche de la température de fusion est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle rencontrée dans les métaux et alliages, et à celle des lacunes dans la glace (Goto et al., 1986). Les boucles de dislocations de type "interstitiel" seront donc majoritaires lors d'un refroidissement rapide proche du point de fusion. En ce qui concerne les inclusions, leur solubilité dans le réseau cristallin de la glace est très faible (Gross and Svec, 1997). La glace, en se formant, rejette l'essentiel des inclusions, sauf le fluoride d'ammonium qui peut se placer en substitution jusqu'à environ 10wt% (Gross and Svec, 1997).

Les défauts ioniques et de Bjerrum sont propres à la glace, et associés à la violation des deux lois de Bernal-Fowler qui régissent le positionnement des atomes d'hydrogène (Pauling, 1935). La première loi stipule que chaque atome d'oxygène doit être entouré de deux atomes d'hydrogènes. Le non respect de cette loi crée un défaut ionique, sous la forme d'un ion OH^- lorsqu'il manque un hydrogène, ou d'un ion H_3O^+ dans le cas contraire. La deuxième loi stipule qu'on ne doit trouver qu'un seul hydrogène sur une liaison O-O. S'il n'y en a pas, on a affaire à un défaut de Bjerrum de type L, s'il y en a deux, il s'agit d'un défaut de type D. Ces défauts contribuent à la conductivité électrique de la glace car ils permettent la mobilité des protons, voir (de Koning et al., 2006) pour des travaux récents sur le sujet. Les défauts protoniques affectent aussi la mobilité des dislocations, même si peu de travaux ont été menés récemments sur le sujet (Glen, 1968; Louchet, 2004).

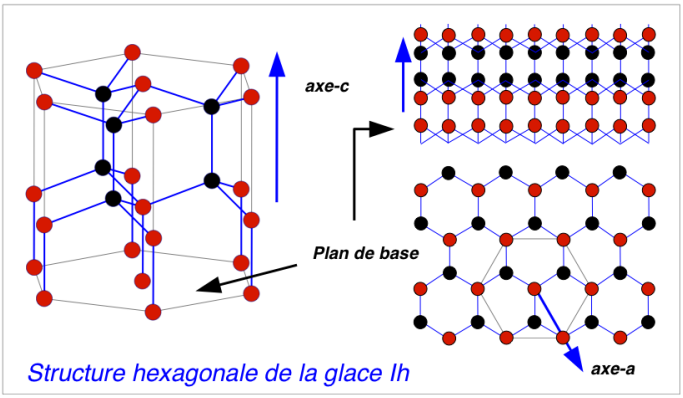

FIGURE 1.1 – Structure cristallographique de la glace Ih.

1.1.2 Les dislocations dans la glace

La plasticité de la glace est caractérisée par une très forte anisotropie, qui est due principalement au comportement particulier des dislocations. S'il est admis que la glace se déforme essentiellement par le glissement dit "basal", c'est à dire sur le plan (0001), différents systèmes de glissement sont recencés. Etant donné que l'énergie de faute d'empilement est faible, les dislocations ont tendance à se dissocier.
De nombreuses études ont été menées par topographie X, et la première date de 1965 par Hayes and Webb (1965). Elles sont habilement résumées par Hondoh (2000), et je vais en extraire l'essentiel pour comprendre les problèmatiques qui nous intéressent.
Le tableau 1.1 résume les systèmes de glissement que l'on peut rencontrer dans la glace. Sont reportées les dislocations parfaites et partielles. Les dislocations dissociées sont forte-

Type of dislocations	Burgers' vector	Relative self-energy	Slip plane	Fault energy (mJm^{-2})	Extender witdh (nm)
Perfect	$1/3 < 11\bar{2}0 >$	1	(0001) or $(10\bar{1}0)$		
	$< 0001 >$	2.7	$(10\bar{1}0)$	-	-
	$1/3 < 11\bar{2}3 >$	3.6	$(10\bar{1}1)$ or $(11\bar{2}2)$		
Partial	$1/3 < 10\bar{1}0 >$	0.33	(0001)	~0.6	24 (screw) 47 (60°) 55 (edge)
	$1/3 < 0001 >$	0.66	-	~0.9	>100
	$1/6 < 20\bar{2}3 >$	1	-	~0.3	>400

TABLE 1.1 – Dislocations et systèmes de glissement dans la glace, d'après Hondoh (2000)

ment contraintes à bouger dans leur plan, en raison de la largeur de la faute d'empilement créée. Leur glissement dévié ne serait alors possible que sous l'effet de l'activation thermique ou de fortes contraintes internes (Louchet, 2004; Montagnat et al., 2006; Chevy et al., 2007).
Les observations de dislocations non basales sont assez limitées. Le glissement rapide de courts segments de dislocations coins sur le plan prismatique $(10\bar{1}0)$ a été fréquemment observé (Higashi et al., 1985; Fukuda et al., 1987; Ahmad and Withworth, 1988; Fukuda and Higashi, 1988; Shearwood and Withworth, 1989; Shearwood and Whitworth, 1991), mais il ne semble pas participer de manière significative à la déformation plastique. Cependant, le glissement non basal peut participer activement à la génération de dislocations basales (Ahmad and Withworth, 1988; Ahmad et al., 1992). Le glissement non basal peut aussi être produit par la montée (Ahmad and Withworth, 1988) ou le glissement dévié

de dislocations basales, comme l'ont montré certains de nos travaux récents (Montagnat et al., 2006; Taupin et al., 2007). Le glissement dévié est théoriquement limité par la nécessité d'une constriction des dislocations vis dissociées, mais les travaux récents pre-cités montrent que les fortes contraintes internes sont susceptibles de favoriser cette constriction. En ce qui concerne la montée, les processus de diffusion sont beaucoup plus lents dans la glace que dans la plupart des autres matériaux (Duval et al., 1983). Cependant, même lent, ce processus doit intervenir pour expliquer la formation très fréquente de sous-joints de flexion (Fukuda et al., 1987; Piazolo et al., 2008).
Le glissement non basal a été essentiellement étudié en chargeant des monocristaux de telle sorte que la contrainte résolue dans le plan de base soit nulle. Cependant, ces tests sont très délicats à réaliser, car la plus petite désorientation de l'échantillon va permettre l'activation du glissement basal. Une compilation des essais (Duval et al., 1983) a montré que la déformation de ces monocristaux nécessitait une contrainte au moins 60 fois supérieure à celle de monocristaux "bien orientés", pour une vitesse de déformation identique.

1.2 Dislocations géométriquement nécessaires et invariance d'échelle dans le monocristal

Encadrement *: stage ingénieur et thèse de Juliette Chevy 2005-2008 (HDR : Paul Duval, LGGE)*

Si la notion de densité de dislocations est largement utilisée en science des matériaux, elle repose sur la capacité à définir une moyenne dans un volume défini du matériau. La notion de dislocations géométriquement nécessaires associées à des gradients de déformation plastique est apparue pour expliquer, entre autre, des effets de taille sur les mécanismes de plasticité, que les théories conventionnelles ne pouvaient prendre en compte (Ashby, 1970; Fleck et al., 1994; Fleck and Hutchinson, 1997; Nix and Gao, 1998; Gao et al., 1999). Cette notion, utilisée pour expliquer les effets de taille dans les structures de taille réduite de la micro et nano-technologie, est maintenant intégrée dans des modèles de plasticité qui permettent de représenter et de prendre en compte l'hétérogénéité de la déformation plastique, associée à des champs de dislocations hétérogènes. On parle alors de dislocations "non-redondantes" comme Martínez-Esnaola et al. (2004) dans une application à la glace, ou aussi de dislocations "polaires" (Taupin et al., 2008b), par opposition aux dislocations dites "statistiquement réparties" qui sont, elles, aléatoirement réparties dans le cristal.
En raison du comportement viscoplastique fortement anisotrope du cristal de glace, on s'attend à un rôle important des gradients de déformation, et donc une prédominance des dislocations géométriquement nécessaires, en particulier à l'échelle de l'interaction entre grains d'un polycristal de glace.

Afin de caractériser le rôle de ces dislocations géométriquement nécessaires, nous avons mené des expérimentations sur des monocristaux déformés en torsion (Montagnat et al., 2003a, 2006; Chevy et al., 2007). Puis, nous avons confronté ces résultats expérimentaux à des approches de modélisation de plusieurs natures. Un modèle de dynamique des dislocations discrètes (Verdier et al., 1998) nous a permis de préciser la nature des contraintes internes associées à ces dislocations (Chevy et al., 2007; Chevy, 2008). Puis, par le biais d'une collaboration avec Claude Fressengeas de l'Université de Metz, nous avons confronté nos résultats à ceux d'un modèle basé sur la théorie des champs de dislocations qui permet de reproduire le comportement plastique macroscopique en prenant en compte l'origine des hétérogénéités de déformation que sont les contraintes internes.
Enfin, des analyses par diffraction des rayons X (RX durs et topographie X synchrotron) nous ont permis de mettre en évidence l'invariance d'échelle de la répartition de ces dislocations au cours de l'essai de torsion et les interactions à longue distance (Montagnat et al., 2006; Chevy et al., 2010). Ces observations ont été mise en relation avec l'intermittence de la plasticité mesurée en particulier dans des monocristaux de glace par émission acoustique (voir Weiss and Grasso (1997); Miguel et al. (2001) pour les travaux pionniers sur le sujet).
Ces différents aspects sont décrits dans les paragraphes suivants.

1.2.1 Essais de fluage en torsion

Au cours de ma thèse, nous avions estimé des densités de dislocations géométriquement nécessaires dans des monocristaux de glace issus de forages profonds Antarctiques (Montagnat, 2001; Montagnat et al., 2001, 2003b) par diffraction des rayons X durs. Dans les polycristaux, les gradients de déformation sont liés aux champs de contrainte locaux et sont induits par les incompatibilités de glissement entre les grains, qui sont d'autant plus fortes dans le cas d'un matériau à la viscoplasticité fortement anisotrope comme la glace. Dans les polycristaux, la nature de ces gradients, leur histoire, sont assez mal connues, d'autant plus dans des glaces naturelles dont l'histoire de déformation macroscopique est elle-même relativement méconnue. A l'opposé, l'essai de torsion sur des monocristaux de glace nous permettait de nous replacer dans une situation simple où les gradients étaient, a priori, ceux imposés par les conditions de l'essai.
Des essais de torsion ont été réalisés sur des monocristaux artificiels fabriqués en laboratoire (voir Montagnat et al. (2003a)), usinés en cylindres pleins (diamètres entre 20 et 50 mm, hauteurs entre 50 et 60 mm). La densité initiale de dislocations dans ces monocristaux avaient été estimée à moins de 10^8 m^{-2} par diffraction des rayons X durs (Montagnat et al., 2001). L'axe de torsion est parallèle à l'axe **c** des échantillons, afin que le cisaillement soit maximal dans le plan de base. Dans cette situation idéale, on peut considérer que la torsion sera principalement produite par le glissement de dislocations vis dans les plans de base. Un couple de torsion constant est appliqué afin d'avoir, en surface, une

contrainte de cisaillement comprise entre 0,1 et 0,3 MPa. Le cisaillement varie avec le rayon R du cylindre selon $\gamma = \kappa R$, κ étant la torsion par unité de longueur. La figure 1.2 représente un échantillon de courbes de fluage obtenues pour des déformation allant jusqu'à 40%. Des déformations supérieures à 80% ont pu être obtenues (Chevy, 2008) avant une localisation dramatique de la déformation conduisant à la rupture de l'échantillon. Sur l'ensemble des essais effectués, la vitesse de déformation augmente continuement au

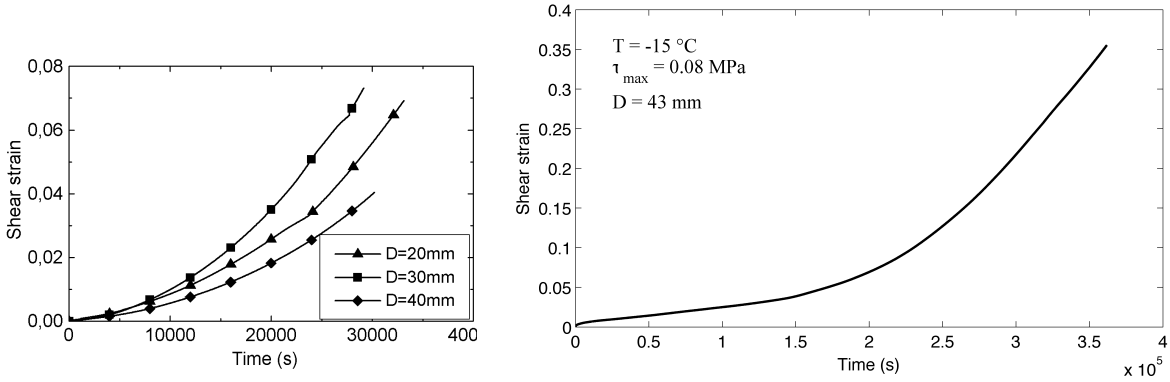

FIGURE 1.2 – Courbes de fluage obtenues au cours d'essais de torsion sur des monocristaux de glace

cours de l'essai, après une brève diminution dans les tous premiers instants. L'état stationnaire qui permet de définir la traditionnelle loi de Glen (loi puissance) entre la vitesse de déformation et la contrainte n'est donc jamais atteint. On peut cependant écrire une relation entre la vitesse de déformation et la contrainte, $\dot{\gamma} = B(\gamma, T) \times \tau^n$ où l'exposant des contraintes n est égal à 2 comme pour la loi de Glen, mais qui n'est valide que pour un niveau de déformation γ donné.

Ces essais ont été réalisés sur des échantillons de différents diamètres, afin de mettre en évidence un effet de taille sur la cinétique de déformation (Taupin et al., 2007). La figure 1.3 représente certains de ces essais pour lesquels on constate que, pour des valeurs similaires de couple imposé à la surface de l'échantillon, le temps nécessaire pour atteindre une déformation donnée décroît lorsque le diamètre de l'échantillon diminue. Ceci montre que, malgré une certaine dispersion dans les résultats, la réduction du diamètre de l'échantillon se traduit par un adoucissement du comportement.

Enfin, des essais de torsion dite "inverse" ont été réalisés sur un certain nombre d'échantillons en inversant le sens de la torsion à partir d'une valeur donnée de la déformation. Ces essais, dont une courbe est représentée sur la figure 1.4, avaient pour objectif de caractériser l'organisation de la population de dislocations à l'issue de l'essai de torsion. Ce qui est très original, c'est que si la torsion inverse démarre par un fluage ralenti, dés que la torsion inverse a atteint le niveau de la torsion directe (torsion totale cumulée nulle), le fluage s'accélère de nouveau. Les vitesses de déformation relevées au début de la courbe de

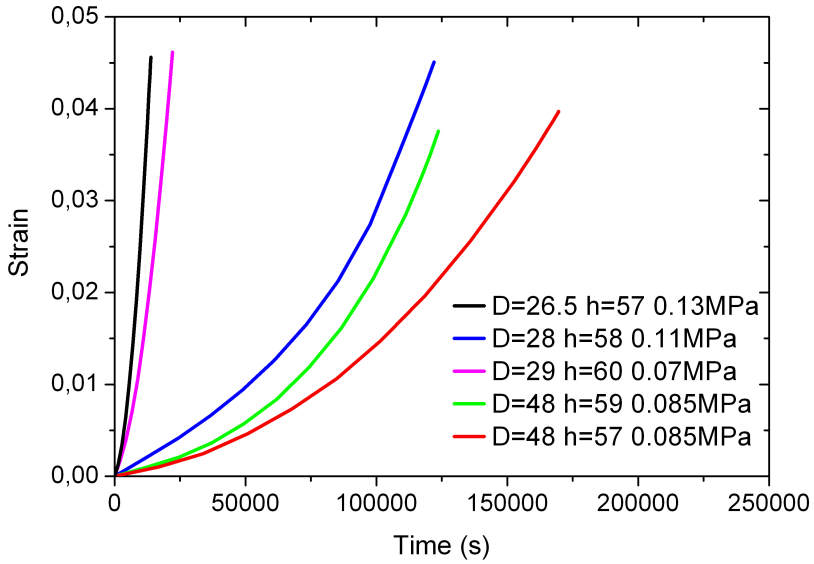

FIGURE 1.3 – Mise en évidence des effets de taille sur des monocristaux déformés en torsion. D et h sont le diamètre et la hauteur du cylindre. La contrainte est celle appliquée à la périphérie du cylindre.

fluage inverse et au niveau du point d'inflexion sont cependant supérieures à celle mesurée au début du test de torsion direct. Ces résultats nous renseignent sur la nature des interactions entre les dislocations au cours de cet essai. En effet, si l'accélération permanente de la courbe de fluage pouvait être la preuve d'une très faible densité de points d'ancrages pour les dislocations, ceci est confirmé par le fait que la torsion en sens inverse accélère de nouveau, dés que la torsion totale nulle est dépassée. Le ralentissement observé dans la première partie de la torsion inverse peut alors être attribué à une interaction entre les dislocations présentes à la fin de l'essai de torsion direct, et celles qui sont activées en sens inverse pour accommoder la nouvelle direction de torsion. Au début de l'essai inverse, les contraintes internes créées par les dislocations issues de l'essai direct s'ajoutent à la contrainte inverse appliquée pour créer une contrainte effective maximale en début d'essai. Celle-ci va diminuer jusqu'à devenir égale à la contrainte appliquée au niveau du point d'inflexion. De plus, les dislocations déjà présentes dans l'échantillon sont très rapidement mobilisées comme l'attestent les fortes valeurs de vitesse de déformation au début de l'essai inverse et au niveau du point d'inflexion. Enfin, des analyses de diffraction aux rayons X durs (décrites dans le paragraphe suivant) réalisées sur des échantillons déformés en aller-retour jusqu'à une torsion totale nulle ont montré qu'il ne subsistait quasiment aucune distorsion dans l'échantillon. Dans certains cas, nous avons retrouvé des clichés de diffraction similaires à ceux obtenus sur des échantillons non déformés. Ces observations

sont la preuve d'une très faible densité de dislocations statistiquement réparties telles que celles issues d'interactions de type "forêt".

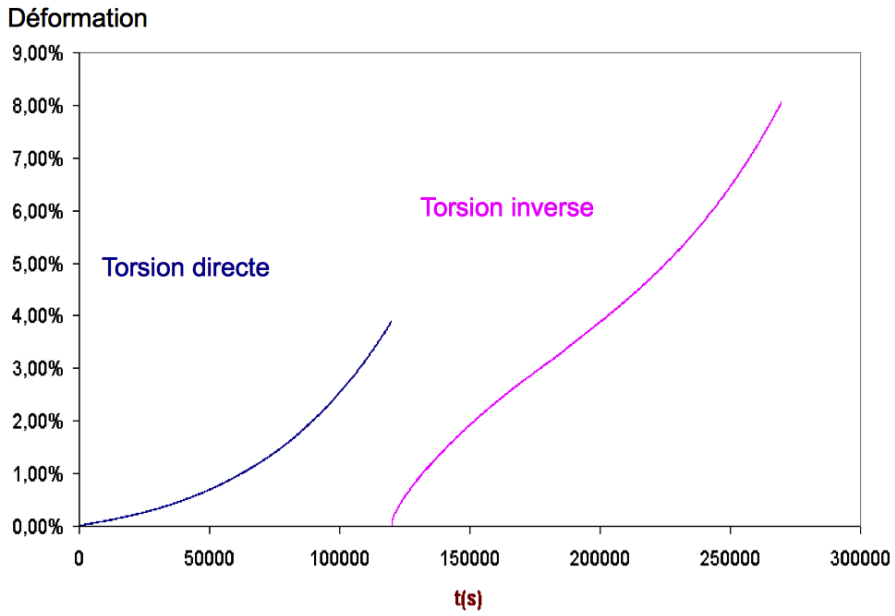

FIGURE 1.4 – Courbes de fluage en torsion directe suivie d'une torsion inverse (ici, inversion du sens de rotation de l'échantillon après 4% de déformation)

1.2.2 Caractérisation des populations de dislocations par diffraction des rayons X durs

La technique de diffraction des rayons X durs a été développée à l'Institut Laue Langevin de Grenoble afin d'observer des désorientations cristallines dans des monocristaux massifs de cuivre utilisés pour la fabrication des diffractométres des lignes à neutrons (Bastie and Hamelin, 1996; Hamelin and Bastie, 1998). L'échantillon est éclairé par un faisceau divergent, blanc dans une gamme d'énergies comprises entre 100 et 400 keV, pour des longueurs d'onde comprises entre 0,03 et 0,12 $\AA$. Les différentes zones d'un cristal parfait diffractent avec des angles légèrement différents et les faisceaux diffractés par chacune des zones convergent au même point, à une distance de la source qui est deux fois la distance entre la source et le cristal. Cette convergence a lieu uniquement dans une direction, et le faisceau diffracté est une ligne (voir figure 1.5). Etant donné que les angles de Bragg sont petits, les pics de diffraction sont localisés près du faisceau direct, ce qui permet l'observation simultanée de plusieurs pics issus de diffraction sur des plans cristallographiques différents.
Sur les clichés de diffraction, on s'intéresse à la largeur des pics qui est directement corrélée aux désorientations du réseau cristallin. Des désorientations angulaires comprises entre

10" et quelques degrés peuvent être mesurées, en fonction de la distance entre l'échantillon et la source de rayon X. Dans le cas particulier de nos études, les conditions étaient telles que, en considérant l'ensemble des limitations du dispositif, une résolution de l'ordre de la minute d'arc était obtenue (Montagnat et al., 2001).

Un élargissement continu des lignes de diffraction, de part et d'autre de l'échantillon

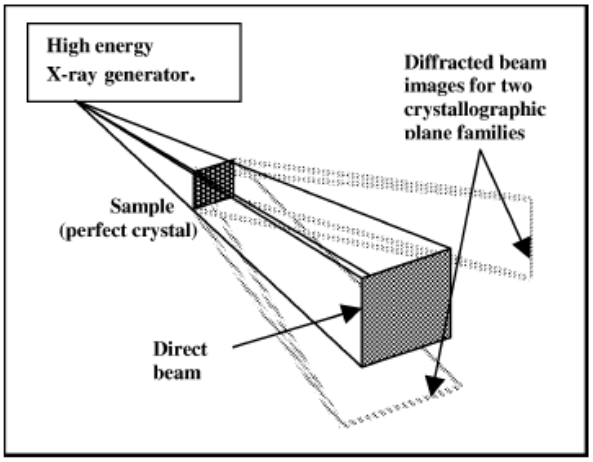

FIGURE 1.5 – Principe de focalisation des faisceau diffraction en diffraction des rayons X durs

est associé à des dislocations qui sont organisées de manière continue dans l'échantillon, comme le sont les dislocations dites géométriquement nécessaires. L'élargissement des lignes de diffraction, s'il est plus uniforme sur l'échantillon, est associé à des dislocations réparties de manière aléatoire dans le cristal. La figure 1.6 donne l'exemple de clichés de diffraction obtenus sur un échantillon de 16 mm de haut, issu du monocristal de diamètre 30 mm déformé en torsion, dont la courbe de fluage est reporté sur la figure 1.2. La mesure de la désorientation de réseau nous permet de remonter à une estimation de la densité de dislocations géométriquement nécessaires associée, si la population de dislocations est "organisée" (Montagnat et al., 2003a). C'est effectivement le cas, comme cela est montré par l'inclinaison régulière de la tâche prismatique, qui garde une épaisseur très fine (figure 1.2). De même, la largeur de tâche de diffraction basale n'est que très légèrement modifiée par rapport à celle avant déformation. En raison des limites de taille de la caméra, et de la forte distorsion de l'échantillon, il est nécessaire de reconstruire la tâche prismatique à partir de différents clichés séparés d'une rotation de l'échantillon. Si l'on considère que la distorsion mesurée sur la tâche prismatique reconstruite (voir figure 1.2) est entièrement accommodée par des dislocations vis sur les plans de base, alors leur densité peut-être estimée par la relation suivante 1.1 :

$$\rho_{geom} = \frac{\delta\theta}{bD} \tag{1.1}$$

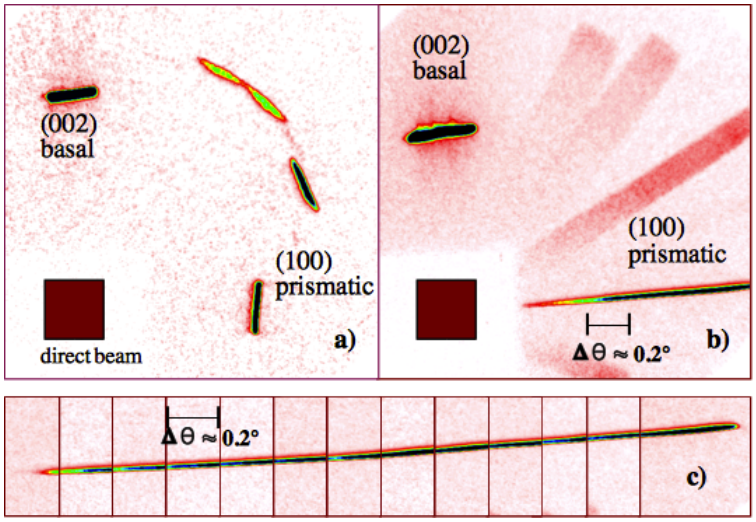

FIGURE 1.6 – Clichés de diffraction obtenus sur un échantillon issu d'un essai de torsion à 7% de déformation (Montagnat et al., 2003a). L'axe **c** est vertical, perpendiculaire à la direction du faisceau incident. (a) Cliché de diffraction sur le monocristal non déformé. (b) Cliché de diffraction sur l'échantillon après torsion. Seule une partie de la distorsion de la tâche prismatique est visible. (c) Reconstruction de la distorsion totale de la tâche prismatique obtenue par une rotation de l'échantillon autour de l'axe vertical.

avec $\delta\theta$ la distorsion angulaire totale de la ligne de diffraction sur le plan prismatique, b le vecteur de Burgers et D la hauteur de l'échantillon éclairé par le faisceau de rayons X durs.

Il est évident que ce calcul de la densité de dislocations géométriquement nécessaires fait l'hypothèse d'une continuité de leur répartition sur la dimension D de l'échantillon, à l'échelle de la résolution de la technique. Nous verrons dans le paragraphe suivant que cette hypothèse n'est pas vérifiée. Cependant, ce calcul nous permet de remonter à une valeur directement comparable aux données issues de l'essai macroscopique.

Les densités de dislocations ainsi calculées varient entre 4×10^9 m^{-2} et $1,7 \times 10^{10}$ m^{-2} pour les trois échantillons présentés dans ce chapitre (figure 1.2). Ces valeurs peuvent être comparées directement aux densités de dislocations issues de la relation 1.2, en partant de l'hypothèse que l'intégralité des dislocations produites permet d'accommoder la torsion imposée par unité de longueur ($\delta\gamma/R$).

$$\rho_{shear} = \frac{\delta\gamma}{Rb} \tag{1.2}$$

Le tableau 1.2 compare les valeurs obtenues pour les essais considérés. La légère différence entre les valeurs provient du fait que la mesure de la désorientation cristalline aux rayons X durs est effectuée sur une partie réduite de l'échantillon, et qu'il existe assurément une inhomogénéité de la déformation à l'échelle de l'échantillon complet, sur lequel est mesuré la valeur de la déformation en torsion $\delta\gamma$. Dans la limite de la résolution de ces analyses

Echantillon	1	2	3
ρ_{geom} (m^{-2})	$17,4 \times 10^9$	$8,4 \times 10^9$	$3,9 \times 10^9$
ρ_{shear} (m^{-2})	$15,0 \times 10^9$	$10,0 \times 10^9$	$4,4 \times 10^9$

TABLE 1.2 – Densités de dislocations mesurées pour les essais présentés dans ce chapitre. ρ_{geom} est estimée à partir des mesures de désorientation du réseau par diffraction des rayons X durs, en suivant l'équation 1.1, et ρ_{shear} à partir de la torsion totale accommodée par l'échantillon au cours de l'essai, équation 1.2.

par diffraction des rayons X durs, il apparaît clairement que la torsion est essentiellement accommodée par des dislocations de type géométriquement nécessaires. Celles-ci induisent un champ de contraintes internes qui, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, est à longue distance et permet d'activer des sources de dislocations secondaires comme le double glissement dévié.

1.2.3 Invariance d'échelle de la répartition des dislocations

Les résultats présentés dans cette partie mettent en évidence une répartition des dislocations invariante d'échelle, dans le cas particulier des essais de torsion présentés ci-dessus. Ces résultats peuvent être associés au caractère intermittent de la déformation tel qu'il a été mis en évidence par Jérôme Weiss et ses collègues via des mesures d'émission acoustique au cours de déformation de monocristaux de glace (Weiss and Grasso, 1997; Miguel et al., 2001; Richeton et al., 2005b). Cet ensemble fourni une analyse spatio-temporelle unique de l'hétérogénéité de la déformation plastique à l'échelle des dislocations, que nous avons résumée dans (Weiss and Montagnat, 2007).

L'hétérogénéité de la déformation plastique dans les matériaux cristallins a d'abord été mise en évidence pas l'observation, en surface d'échantillons métalliques principalement, de lignes (ou bandes) de glissement dont la répartition caractérise le mouvement collectif d'un grand nombre de dislocations (Neuhauser, 1983; Zaiser et al., 2004). Cette hétérogénéité spatiale s'accompagne d'une hétérogénéité temporelle, caractérisée par l'intermittence du mouvement des dislocations qui produisent la déformation via le déclenchement d'avalanches localisées dans le temps et dans l'espace et qui sont responsables de forts taux de déformation instantanés (Lebyodkin et al., 1995; Weiss and Grasso, 1997; Miguel et al., 2001). La déformation dans la glace, comme dans de nombreux métaux et roches, révèle de larges fluctuations spatio-temporelles. Les mesures du mouvement collectif des dislocations par émission acoustique dans la glace ont engendré une remise en question de l'indépendance du mouvement des dislocations isolées, qui permet de remonter à la notion de vitesse de dislocation, puis à la densité de dislocations locales, et enfin à la fameuse équation d'Orowan ($\dot{\gamma} = \rho_m \times v \times b$), qui lie la vitesse de déformation à la densité

de dislocations et à leur vitesse moyenne. Ces expériences sur des monocristaux de glace ont révélé que la réponse en déformation à une contrainte imposée constante consiste en une série d'avalanches de dislocations dont la distribution des pics d'énergie suit une loi puissance (Weiss and Grasso, 1997; Miguel et al., 2001; Weiss and Miguel, 2004). Ce type de distribution est caractéristique de mécanismes corrélés sur de grandes distances et dont la dynamique est celle d'un système critique auto-organisé. "Critique" dans le sens où une petite perturbation peut conduire à un évènement très grand, comme c'est le cas pour une avalanche de dislocations induite par une valeur de contrainte locale dépassant un seuil critique.

Les analyses effectuées par diffraction des rayons X synchrotron sur des monocristaux de glace déformés en torsion (Montagnat et al., 2006; Weiss and Montagnat, 2007) ont permis de mettre en évidence une organisation invariante d'échelle des dislocations, pour la première fois dans le volume du matériau.
La technique de topographie X fournit une cartographie 2D du faisceau diffracté par le cristal. Dans le cas d'un échantillon non déformé, l'image obtenue est homogène. Si l'échantillon est distordu, le champ de distorsion affecte l'intensité diffractée et produit un contraste sur l'image diffractée qui reproduit la distribution inhomogène de cette distorsion. La figure 1.7a représente le cliché de diffraction obtenu pour un échantillon extrait d'un cylindre monocristallin déformé en torsion à 0,71%. Les variations d'intensité diffractée fournissent une cartographie des variations de densité de dislocations le long de l'échantillon. L'axe **c** de l'échantillon étant parallèle à l'axe de torsion, on s'attend à ce que les dislocations soient essentiellement de nature vis, et qu'elles glissent dans le plan de base, comme discuté dans les paragraphes précédents.
Le spectre en puissance issu des profiles d'intensité diffractée (Figure 1.8) est caractérisé par un régime en loi puissance sur l'intégralité de l'échelle disponible, i.e. de 10 μm (résolution du cliché) à 10 mm environ (taille de l'échantillon). Cette loi puissance, $E(f) \sim f^{-\mu}$, a un exposant $\mu = 1.3 \pm 0.1$ pour les trois échantillons étudiés (différents les uns des autres en terme de niveau de déformation atteint). Cette loi révèle l'invariance d'échelle de l'intensité du signal sur les trois ordres de grandeurs disponibles dans cette configuration. Elle illustre donc cette même invariance d'échelle pour la répartition de la densité de dislocations le long d'une ligne perpendiculaire aux plans de base, et les corrélations à longue distance associées. Cette corrélation est illustrée par la figure 1.9 qui montre l'autocorrélation des signaux d'intensité issus de deux échantillons différents (l'un déformé à 0,71%, l'autre à 2,69%), où l'on voit que l'autocorrélation du signal décroît progressivement jusqu'à une distance de quelques millimètres. Ces corrélations à longue distance attestent d'une interaction forte entre les dislocations, qui s'auto-organisent de telle sorte que la probabilité de trouver des densités de dislocations importantes est plus forte à proximité d'une zone de forte densité (Montagnat et al., 2006).

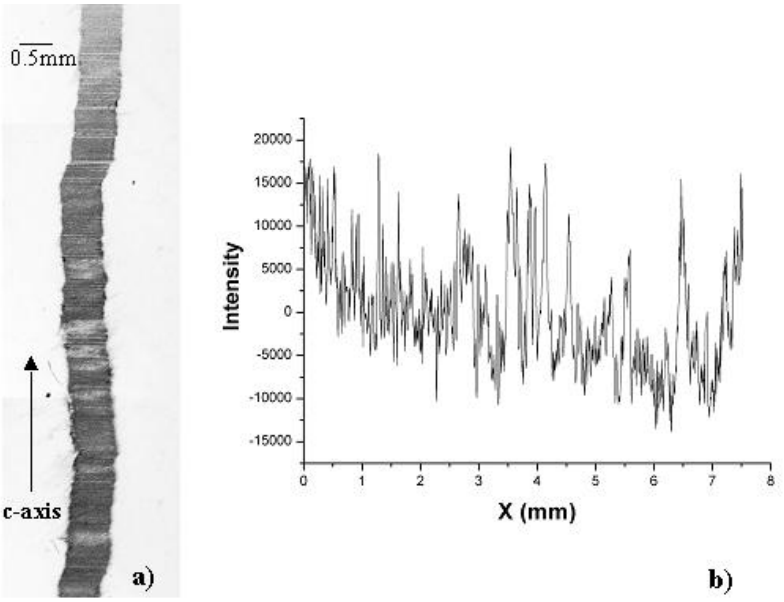

FIGURE 1.7 – (a) Topographe obtenu par diffraction X synchrotron sur un échantillon extrait d'un cylindre monocristallin déformé en torsion à 0,71%. (b) Profil d'intensité (unités arbitraires) obtenu le long de ce topographe, parallèlement à l'axe **c** .

Une des conséquences importantes d'une telle caractéristique, c'est que la notion même de bande de glissement peut être remise en cause. En effet si l'on défini une bande de glissement par un maximum local de l'intensité enregistrée, le nombre de bandes de glissement augmentera avec la résolution de l'analyse, comme cela a été précédemment observé en surface d'échantillons de cuivre polycristallin (Zaiser et al., 2004) ou de cadmium monocristallin (Sprušil and Hnilica, 1985) par exemple.
Une autre conséquence importante dans le cas particulier de la glace, est que ce résultat nous a permis de proposer un scénario permettant d'expliquer ces interactions à longue distance grâce au mécanisme de glissement dévié des dislocations dans les plans prismatiques. En effet, si l'on admet que le nombre de sources de dislocations disponibles en surface est infini, alors la distribution des dislocations doit s'expliquer par l'action d'un champ de contraintes internes à longue distance. Dans le cas de la torsion, ce champ de contraintes internes est créé par l'interaction des dislocations vis de même signe et fourni la contrainte de cisaillement nécessaire au glissement dévié (Montagnat et al., 2006). Cette hypothèse est largement appuyée par le durcissement observé lors des essais de torsion inverse (paragraphe précédent), qui ne peut s'expliquer que par la formation de crans qui retiennent le glissement des dislocations dans le sens opposé.

Cette étude a été prolongée par Juliette Chevy dans le cadre de sa thèse, en se ba-

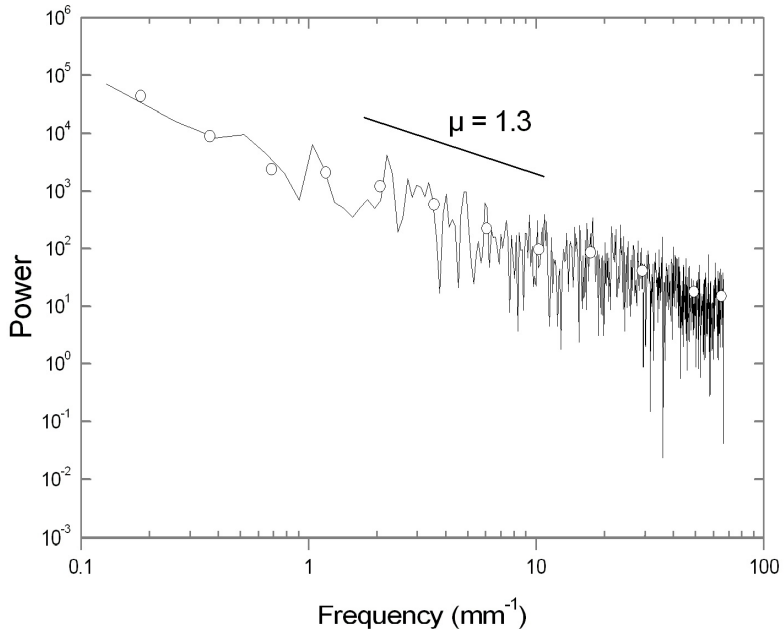

FIGURE 1.8 – Spectre de puissance de l'intensité diffractée le long d'un profil parallèle à l'axe **c** extrait du topographe de la figure 1.7. Le spectre est bien représenté par une loi puissance avec un exposant de 1,3. Les ronds blancs sont des moyennes effectuées sur des plages régulièrement espacées en échelle logarithmique

sant sur une analyse approfondie du signal en intensité issue des clichés de diffraction des rayons X durs décrits au paragraphe précédent (Chevy et al., 2010). Une analyse effectuée sur des échantillons déformés en torsion jusqu'à des déformations macroscopiques de 56% a montré que les distances d'autocorrélation diminuaient fortement lorsque la déformation augmentait. Ceci s'expliquerait par une augmentation des interactions à courte distance vers les grandes déformations, associées à des obstacles locaux au mouvement des dislocations, cela même si le durcissement n'apparaît pas clairement au cours de ces essais de torsion. De récentes observations par topographie X à l'ESRF d'un de ces échantillons fortement déformé (jusqu'à 35%) ont révélé la présence de zones fortement distordues de très faibles épaisseurs pouvant s'apparenter à des sous-joints de torsion (voir figure 1.10) (travaux en cours de publication). La création des ces sous-joints aux plus fortes déformations s'apparente à de la polygonisation et conduit à l'écrantage des interactions, comme mesuré par émission acoustique dans des monocristaux de glace (Weiss and Grasso, 1997) et dans des polycristaux de glace (Richeton et al., 2005b,a). Ces résultats sont cohérents avec les observations effectuées sur des échantillons de KCl (Schwerdtfeger et al., 2010) qui montrent un écrantage associé à la création d'une sous structure de dislocations.

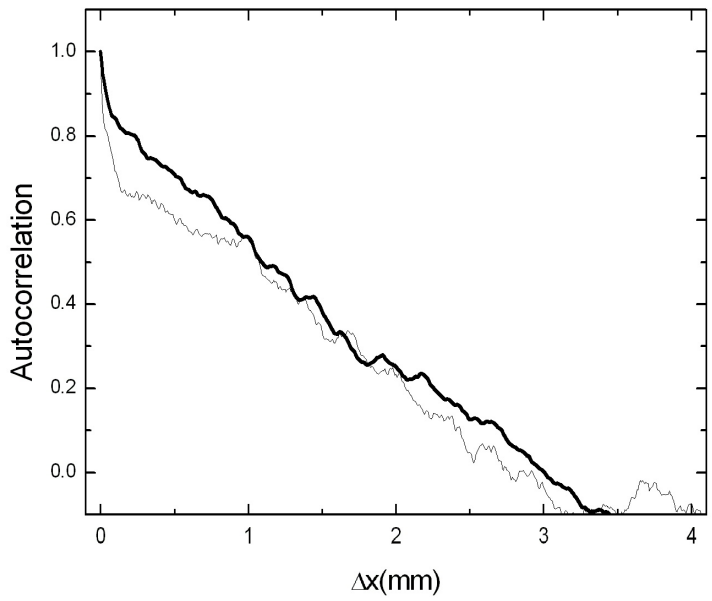

FIGURE 1.9 – Fonction d'autocorrélation de l'intensité du spectre le long de profils extraits des topographes pour deux échantillons. L'un déformé à 0,71% (ligne épaisse), l'autre à 2,69% (ligne fine).

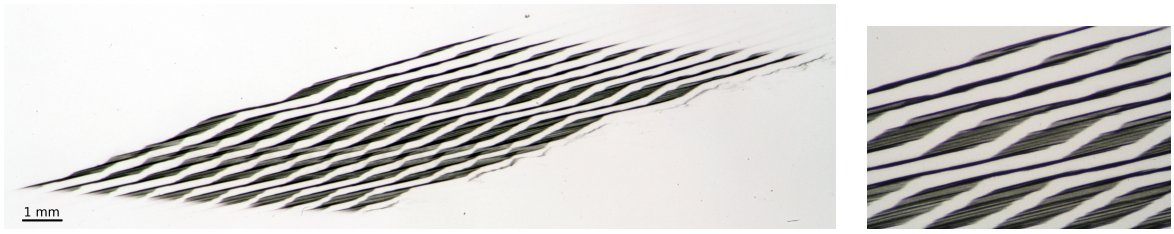

FIGURE 1.10 – Topographes obtenus à l'ESRF sur un échantillon déformé en torsion à 35%. Gauche : observation de l'image de diffraction entière. Droite : grossissement sur une zone de sous-joint de torsion. Les clichés sont obtenus à travers un réseau de fente afin d'évaluer la distorsion via une mesure dans l'épaisseur de l'échantillon.

1.2.4 En résumé...

Les études expérimentales menées sur les monocristaux de glace ont permis de mettre en évidence le rôle prépondérant des contraintes internes et des interactions à longue distance sur la dynamique des dislocations, au cours de la déformation. Ces résultats complètent parfaitement les mesures faites par émission acoustique qui ont révélé l'intermittence de la déformation dans la glace, généralisée depuis à des échantillons métalliques (Richeton et al., 2006). La déformation apparaît donc spatialement et temporellement invariante d'échelle. De même que la notion de "bande de glissement" est remise en cause

dans le cadre d'une hétérogénéité invariante d'échelle, la notion de "dislocations géométriquement nécessaires" devient fortement dépendante de l'échelle à laquelle on regarde. Cette limite peut s'étendre à la définition même de densité de dislocations pour laquelle il est nécessaire de supposer qu'il existe une échelle à laquelle les fluctuations de la valeur sont négligeables devant la moyenne. L'invariance d'échelle de l'organisation des dislocations implique que le rapport entre la fluctuation et la moyenne reste constant, quelque soit l'échelle à laquelle on s'intéresse... Cette situation est vraie jusqu'à la taille limite de corrélation, qui est la taille de l'échantillon dans le cas du monocristal, mais qui serait la taille moyenne des grains pour le polycristal, même si les mesures dans les polycristaux de glace (Richeton et al., 2005a) montrent que les corrélations spatiales peuvent s'étendre au delà de la taille des grains. Les observations dans les monocristaux de glace ont été effectuées essentiellement au cours du stade I de l'écrouissage (seul stade pour la glace). Des analyses similaires ont été effectuées par l'analyse de profile de surface sur des échantillons monocristallins de KCl (Schwerdtfeger et al., 2010). Elles révèlent un comportement similaire à celui de la glace au cours du stade I, mais les mesures au cours du stade II ont montré que la création d'une sous-structure de dislocations de type "forêt" agissait de manière similaire à la présence de joints de grains, par la prédominance des interactions élastiques locales sur les interactions à longue distance.
Enfin, ces résultats mettent en évidence le rôle prépondérant du champ de contraintes internes dont l'action à longue distance semble gérer la dynamique de la déformation via le mouvement et les interactions des dislocations. Nous allons voir dans le paragraphe suivant comment il est possible de prendre en compte et de représenter ce champ de contraintes dans deux approches de modélisation.

1.2.5 Modélisation de la dynamique des dislocations, approches discrète et continue

Les travaux de simulation par la dynamique des dislocations discrètes ont été effectués essentiellement par Juliette Chevy au cours de sa thèse, en partenariat avec Marc Fivel (SIMAP), co-encadrant de la thèse. L'approche par la dynamique des champs de dislocations a, elle, été effectuée par Vincent Taupin dans le cadre de sa thèse au LEM3 (Metz), basée sur les données expérimentales présentées dans les paragraphes précédents.

La dynamique des dislocations discrètes appliquée à l'essai de torsion

Le principe des approches en dynamique des dislocations discrètes repose sur la représentation des mouvements de segments de dislocations sous l'effet de leurs interactions élastiques dans un champ de contrainte local. L'approche utilisée est basée sur le code TRIDIS développé par Verdier et al. (1998), dans lequel les dislocations sont discrétisés en segment vis et coin se déplaçant sur un réseau discret. La mobilité des dislocations

est régie par des lois de vitesse faisant intervenir la contrainte effective τ^* de la forme $v = \tau^* b/B$ où B est un coefficient de viscosité du aux phonons. La contrainte effective tient compte de la contrainte appliquée et du champ de contraintes internes créé par les autres dislocations.
Les interactions à courte distance entre les dislocations sont gérées par des lois qui prévoient l'annihilation et la recombinaison de dislocations entre dislocations de même vecteur de Burgers mais de signe opposé, la formation de jonctions colinéaires entre dislocations de même vecteur de Burgers glissant sur des systèmes différents, ainsi que le glissement dévié via une probabilité dont la paramétrisation a été ajustée au cas de la glace (Chevy, 2008).
Le code TRIDIS, développé pour les matériaux CFC a été adapté à la structure hexagonale de la glace en représentant les systèmes basaux par les trois systèmes $<\bar{1}01>[111]$, correspondant à la facette du triangle de Thompson de normale [111]. Les paramètres d'une simulation "type" sont reproduits dans le tableau 1.3. Les dislocations sont créées via des

μ (GPa)	ν	b ($\AA$)	c ($\AA$)	xl	Δ t (s)	T (°C)
3,5	0,3	4,5	7,4	$100b$	2,25	-10

TABLE 1.3 – Paramètres matériau et de simulation. μ est le module élastique, ν le coefficient de Poisson, b la norme du vecteur de Burgers, c le paramètre de maille, xl le pas de discretisation de la DD, Δt le pas de temps, et T la température.

sources de Frank Read positionnées à la périphérie du domaine cylindrique qui représente l'échantillon. Sous l'effet du couple constant appliqué, afin de reproduire les conditions de l'essai de torsion, les dislocations vis sont créées et se déplacent vers l'intérieur de l'échantillon. Lorsque ce glissement basal seul est actif, les dislocations s'organisent en sous joint de torsion jusqu'à ce que la contrainte interne qu'elles créent compense la contrainte appliquée et la déformation cesse alors d'augmenter (voir figure 1.11). De là est venue l'idée

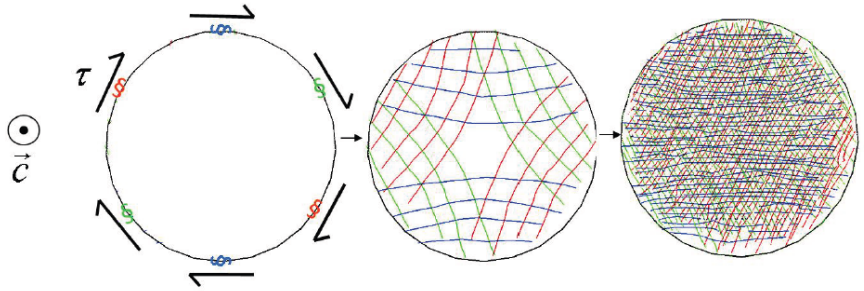

FIGURE 1.11 – Formation d'un sous joint de torsion par l'activation de sources périphériques dans un seul plan de base sous l'effet d'un couple appliqué constant.

d'intégrer, dans le modèle, le glissement dévié tel qu'il avait été suggéré par l'invariance

d'échelle de la répartition des dislocations mise en évidence expérimentalement (Montagnat et al., 2006). L'estimation par DD d'une cission résolue non nulle dans le plan prismatique créé par le sous-joint de torsion permet d'étayer cette hypothèse. La figure 1.12 montre en effet que le champ de contraintes internes créé par le sous-joint de torsion est non nul, sauf exactement sur le plan contenant les dislocations, et que la contrainte maximale est atteinte au voisinage du plan. De ce fait, une dislocation va ressentir, dans cette région, une force perpendiculaire au plan de base et sera susceptible de glisser dans un plan prismatique. En s'éloignant du plan initial, cette force diminue jusqu'à devenir inférieure à la cission résolue dans le plan de base, la dislocation déviée sera alors redirigée dans un plan de base. On parle alors de double glissement dévié, à l'origine de la création de nouveaux plans de glissement et de la multiplication des dislocations dans les plans de base. Les dislocations dans la glace ayant tendance à être dissociées (voir paragraphe

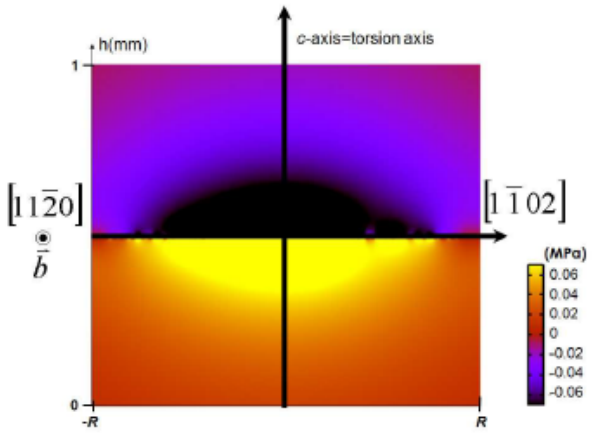

FIGURE 1.12 – Carte de cission résolue dans le système prismatique pour un joint de torsion, obtenue pour un cylindre de diamètre 1 mm et une contrainte maximale appliquée $\tau_{max} = 0{,}1$ MPa.

1.1.2), le mécanisme de double glissement dévié doit être capable de prendre en compte une recombinaison préalable au glissement sur un plan non basal. Le modèle choisi par Chevy (2008); Chevy et al. (2012) est celui de Friedel et Escaig (Bonneville et al., 1988). Il permet de représenter ce mécanisme en invoquant l'effet de la contrainte locale et de l'agitation thermique. Ce modèle adapté au cas de la glace, ne sera pas décrit ici. Son implémentation dans le code DD sur une géométrie simplifiée (un seul plan de base initialement) a permis de reproduire une évolution de la déformation en fonction du temps plus réaliste que celle obtenue lorsque seul le glissement basal est considéré. Ce mécanisme permet en particulier de produire une multiplication des dislocations basales et la propagation de la déformation à un autre plan de base. Cette approche a permis de confirmer l'importance du glissement dévié comme mécanisme efficace pour la multiplication des dislocations dans les essais tels que ceux menés en torsion sur les monocristaux.

Des perspectives pour l'application de la dynamique des dislocations à la plasticité de la glace

Comme nous pouvons le ressentir à travers le traitement de l'essai de torsion sur les monocristaux de glace, il est difficile de connaître les systèmes de glissement secondaires dans la glace, tant le glissement basal prédomine. Cependant, pour expliquer les cinétiques de déformation, à l'échelle du monocristal comme du polycristal, nous devons faire appel à des mécanismes limitant la plasticité pour expliquer la relation entre la vitesse de déformation et la contrainte obtenue au fluage secondaire.
Cette question, si elle est importante pour une meilleure compréhension de la déformation dans la glace, est cruciale lorsqu'il s'agit de définir les activations des différents systèmes de glissement dans les modèles de déformation intégrant la plasticité cristalline. En particulier, comme nous le verrons lorsque l'on traitera de la modélisation par les approches de type (elasto)visco-plastique, à champs moyens (auto-cohérente) ou à champs complets (approche "FFT"), il est nécessaire de définir une loi d'écoulement qui relie, pour chaque système de glissement considéré, la cission résolue au cisaillement dans ce système, et qui défini les interactions entre systèmes au cours de l'écrouissage. 12 systèmes sont traditionnellement considérés dans la glace (décrits plus loin), dont 3 basaux, 3 prismatiques et 6 pyramidaux, sans que les observations expérimentales ne soient capables de valider cette hypothèse.
Les outils de modélisation par DD présentent, là, un intérêt certain dans la capacité de reproduire et d'évaluer les interactions entre ces différents systèmes. Un travail dans ce sens a été effectué en collaboration avec Benoît Devincre, basé sur ses travaux concernant les matériaux cubiques à face centré (Devincre et al., 2007; Kubin et al., 2008; Devincre et al., 2008), et en particulier sur la notion de supercrans colinéaires créés par le glissement dévié. Des résultats préliminaires ont en particulier montré que le durcissement associé aux annihilations issues des interactions colinéaires, i.e. entre dislocations glissant dans deux plans susceptibles d'être le lieu de glissement dévié l'un pour l'autre (Madec et al., 2003; Kubin et al., 2008), était particulièrement fort dans la glace (en particulier entre les plans de base et les plans prismatiques).

Une modélisation par la dynamique des champs de dislocations, FDM

La modélisation à l'échelle des dislocations reste un des moyens le plus efficace pour représenter correctement les mécanismes d'interaction qui gèrent leur dynamique au cours de la déformation. Cependant, comme nous venons de le voir, ces méthodes "DD" sont coûteuses en temps de calcul et donc limitées à des configurations trop petites pour représenter des essais macroscopiques en temps réel dans un bon nombre de situations.
La plasticité cristalline est classiquement représentée par des modèles phénoménologiques à variables internes, qui ne prennent pas en compte les spécificités des dislocations et de

leurs interactions entre elles, et avec le milieu. Or, expérimentalement, il est maintenant établi que les dislocations s'auto-organisent au cours de la déformation plastiques, et interagissent fortement avec les autres défauts (empilements aux joints de grains par exemple). A l'origine de ces hétérogénéités de la déformation sont les contraintes internes qui sont associées directement à la géométrie de la configuration, et en particulier à des longueurs internes qu'il convient de considérer. En découle la création d'une structuration spatiale polarisée des ensembles de dislocations dont le champ de distorsion a des conséquences importantes, comme un écrouissage directionnel par exemple.

Ces mécanismes sont pris en compte dans le modèle basé sur la mécanique des champs de dislocations (Field Dislocation Mechanics) proposé initialement par Acharya and Roy (2006), et appliqué à la glace dans le cadre des thèses de Juliette Chevy et Vincent Taupin (Taupin et al., 2007, 2008a). En particulier, cette théorie prend en compte les champs de distorsion dus à la présence d'ensembles de dislocations et les corrélations à courte distance causées par leur transport. Elle tient compte de la distorsion incompatible du réseau cristallin à une échelle donnée, qui est traduite par la présence de champs de dislocations polarisées (appelées aussi dislocations "polaires", "en excés" ou "géométriquement nécessaires"). Ces dislocations s'opposent aux dislocations dites "statistiquement réparties" dont les vecteurs de Burgers se compensent statistiquement à l'échelle de la résolution considérée.

Cette approche a été appliquée en particulier pour reproduire les effets de taille observés au cours des essais de torsion sur les monocristaux de glace présentés au paragraphe 1.2.1. Je ne donnerai pas ici les détails des équations issues de cette approche que l'on peut trouver dans (Taupin et al., 2007). Elles permettent de décrire l'évolution des deux populations de dislocations considérées, les dislocations en excès, et les dislocations statistiquement réparties. Le modèle reproduit l'évolution de la contrainte interne directionnelle créée par les dislocations vis glissant dans le plan de base. Une partie des dislocations vis est amenée à glisser dans un plan perpendiculaire au plan de base, en raison du champ de contraintes internes auquel elles sont soumises. Ce glissement "hors plan" conduit à la création de crans de dislocations coins, augmentant la densité de dislocations statistiquement réparties au cours de l'essai. Cependant, l'écrouissage associé à ces crans reste faible alors que les contraintes internes créées par les dislocations vis basales atteignent des valeurs proches de celle de la contrainte appliquée.

La figure 1.13 montre la densité de dislocations en excès reproduite par le modèle dans sa version 3D, ainsi que les courbes de torsion directe et inverse comparées aux résultats expérimentaux. Il est à noter que la paramétrisation a été effectuée uniquement en reproduisant les vitesses de déformation en début d'essai, cela afin de trouver des valeurs réalistes de densités de dislocations initiales. Le très bon accord entre les résultats du modèle et les courbes expérimentales suggère que la multiplication et le transport des dislocations en excès, ici dislocations vis basales, est un phénomène majeur dans les méca-

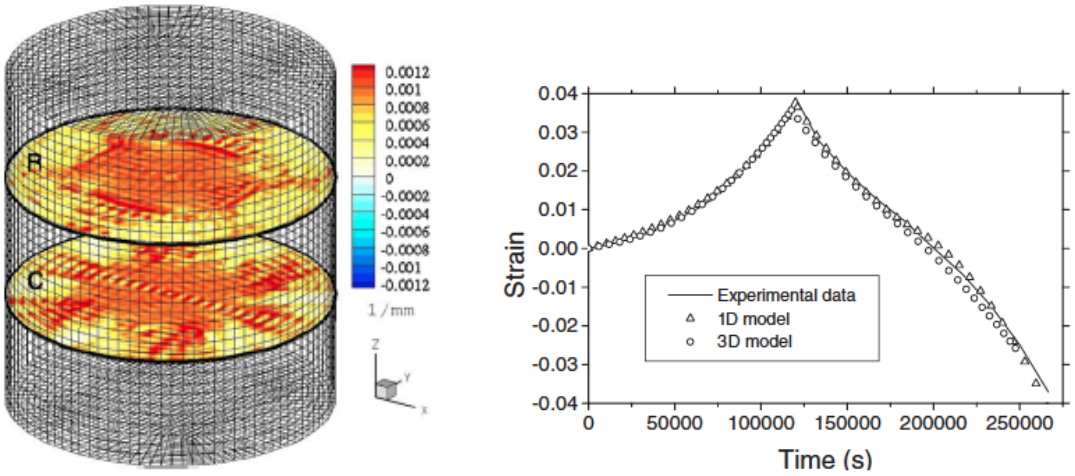

FIGURE 1.13 – Gauche : Densités de dislocations en excès reproduites sur le maillage non déformé, et déterminées localement pour indiquer la composante radiale (R) et circonférentielle (C). Droite : courbes de fluage obtenues par le modèle 3D et par une simplification 1D, comparées aux courbes expérimentales.

nismes de déformation au cours de l'essai de torsion. De plus, lorsque l'on diminue le rayon des échantillons modélisés, augmentant ainsi le gradient des contraintes, la germination de dislocations vis est favorisée et induit une accélération de la vitesse de fluage, en bon accord avec les résultats expérimentaux. Ceci démontre qu'une augmentation de la densité de dislocations vis n'induit pas d'écrouissage comme cela pourrait être le cas s'il s'agissait de dislocations statistiquement réparties. Au contraire, elle favorise l'adoucissement en raison de l'augmentation des gradients de distorsion plastique.

1.2.6 L'étude du monocristal de glace - bilan

Ces travaux menés sur l'étude du monocristal de glace ont permis de mettre en évidence plusieurs aspects fondamentaux. En particulier, les techniques de caractérisation par diffraction des rayons X sont des outils importants pour comprendre les mécanismes de base de la plasticité cristalline dans la glace. Cependant, les connaissances sur les modes de déformation dans la glace restent largement incomplets, en particulier en raison de la difficulté d'activation et de caractérisation du glissement non-basal (montée, glissement dévié), ou des mécanismes d'accommodation de la déformation.
A la suite des travaux pionniers des années 70-80 qui, grâce à la diffraction des rayons X ont observé des dislocations individuelles, il est apparu compliqué de généraliser ces observations effectuées sous très faibles déformations à des situations plus "classiques" de déformation en laboratoire. Cette difficulté est corroborée par l'un des résultats importants de mes travaux qui est la mise en évidence du caractère invariant d'échelle de la distribution des dislocations dans le monocristal. En effet, associée à la caractérisation

de la dynamique des dislocations par émission acoustique, ces observations mettent en exergue la nature collective de cette dynamique qui ne peut s'expliquer par des mesures de vitesses de dislocation moyennes, ou par le mouvement de dislocations individuelles. Les champs de contraintes internes créés par les champs de dislocations sont un élément essentiel de la dynamique de la déformation du monocristal et doivent être caractérisés et représentés pour toute modélisation de ce comportement.
Ceci est possible grâce au modèle de dynamique des champs de dislocations proposé par Acharya and Roy (2006) et appliqué à la glace par Taupin et al. (2007), au sein de la collaboration mise en place avec le laboratoire LEM3 de Metz (Claude Fressengeas). Les premiers résultats sur le monocristal sont prometteurs, mais on constate qu'on se heurte encore une fois au problème de la connaissance imparfaite des niveaux d'activation des systèmes de glissement dans la glace. Nos espoirs dans ce domaine sont donc centrés sur l'approche de dynamique des dislocations telle que proposée par B. Devincre (Devincre et al. (2007) par exemple) qui, associé à des expériences de laboratoire ciblées, devraient permettre de progresser dans ce domaine, comme cela a été fait sur la problématique du glissement dévié (Montagnat et al., 2006; Chevy et al., 2012). Nous verrons dans le chapitre suivant que les applications de ces approches de modélisation s'étendent au cas du polycristal.

1.3 Caractérisation et modélisation des hétérogénéités de déformation dans le polycristal de glace

Encadrement *: thèse de Fanny Grennerat 2009-2012, (HDR Olivier Castelnau, laboratoire PIMM)*, stage IUT (2011-2012)
Financement *: ANR Blanche "ELVIS", 2008-2012 (coordination Olivier Castelnau, laboratoire PIMM)*

Comprendre les mécanismes de déformation dans le polycristal de glace a essentiellement deux applications corrélées. La première consiste à améliorer la prise en compte des paramètres rhéologiques dans les modèles d'écoulement des calottes polaires, pour comprendre, en particulier, la formation des textures (ou fabriques) au cours de l'écoulement (l'anisotropie induite) et son impact sur la dynamique globale de cet écoulement. Comme nous le verrons dans le chapitre consacré à la glace dite "naturelle" (cf. chapitre 2), les implications sont importantes pour contraindre les modèles de datation, pour représenter les écoulements locaux comme les glaciers émissaires, pour une meilleure représentation des mécanismes près du socle rocheux, ou encore pour une meilleure représentation de la loi d'écoulement dans le cas d'écoulements cycliques ou transitoires.
La deuxième application est liée à l'exceptionnelle anisotropie viscoplastique de ce matériau si commun sur Terre, qui le classe dans la catégorie des "matériaux modèles" pour

lesquels il est intéressant de valider les approches de modélisation. Cette démarche est favorisée par la facilité de mise en place de dispositifs expérimentaux, et par les connaissances abondantes accumulées sur ce matériau depuis les années 50.
Mon travail se situe à l'interface entre ces deux approches, avec pour objectif que chaque application nourrisse l'autre de ses avancées. Dans ce chapitre, je me concentrerai essentiellement sur les questions "matériau", le chapitre suivant reviendra vers l'étude des glaces naturelles, et en particulier celles issues des forages profonds.

1.3.1 Caractérisation des hétérogénéités de déformation dans les polycristaux

Mes travaux expérimentaux dans ce domaines ont démarré concrètement sous l'impulsion de la visite en sabbatique de Jane Blackford, de l'Université d'Edimbourg en 2007. Dans ce cadre, nous avons mis en place des expérimentations sur des polycristaux "2D" inspirés des travaux de Mansuy (2001), et dont l'objectif était de localiser spécifiquement les désorientations de réseau associées aux hétérogénéités de déformation, grâce aux outils nouveaux dont nous disposions : un analyseur automatique de texture et l'accès à un équipement EBSD adapté à l'étude de la glace (collaboration avec Sandra Piazolo, alors à l'université de Stockholm). Ces travaux ont ensuite débouchés sur les travaux de thèse de Fanny Grennerat, dans le cadre de l'ANR "ELVIS" (2009-2011), au cours de laquelle une technique de mesure de champs par corrélation d'images numériques a été adaptée pour permettre l'évaluation des champs de déformation au cours d'essais de fluage sur des microstructures "2D".

Essais de fluage sur une structure "2D" et caractérisation des désorientations de réseau

La glace présente l'avantage de se fabriquer facilement sous la forme d'une structure de grains colonnaires lorsque la croissance se fait sous un gradient de température, comme c'est le cas pour la glace de lac (voir Figure 1.14). Les échantillons résultants de cette technique de fabrication sont caractérisés par des grains de taille millimétrique à centimétrique, et des axes **c** essentiellement dans un plan perpendiculaire à l'axe des colonnes ($\pm$ 15°). Cette glace est appelée glace "S2" et a été largement caractérisée, se référer au livre de Schulson and Duval (2009) pour un résumé.
Lorsqu'un protocole rigoureux de croissance de la glace est respecté, les colonnes peuvent être quasi parallèles ($\pm$15°), et permettre ainsi l'élaboration d'échantillons à très faible gradient de microstructure dans l'épaisseur, proches des configurations de modélisation dites "2D et demi".
A la différence des essais effectués par Mansuy (2001), nous souhaitions travailler sur des échantillons d'épaisseur suffisante pour ne pas avoir à les maintenir entre deux plaques

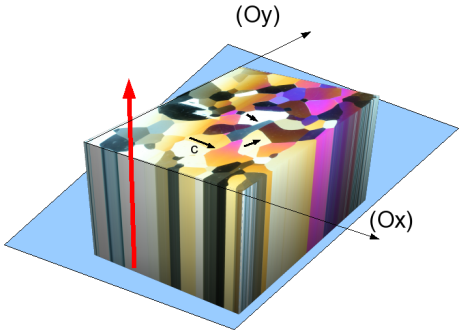

FIGURE 1.14 – Schéma de croissance de la glace colonnaire sous gradient de température.

de PMMA, tout en s'affranchissant du problème de flambement au cours d'un essai de fluage en compression. Ces contraintes nous ont donc amené à choisir des tailles de grain centimétrique, comme représenté sur la figure 1.15 qui montre la géométrie de l'essai de fluage en compression (les dimensions des échantillons peuvent aller jusqu'à 90×90×15 mm^3). Les essais de fluage ont été effectués sous une presse mécanique en chambre froide,

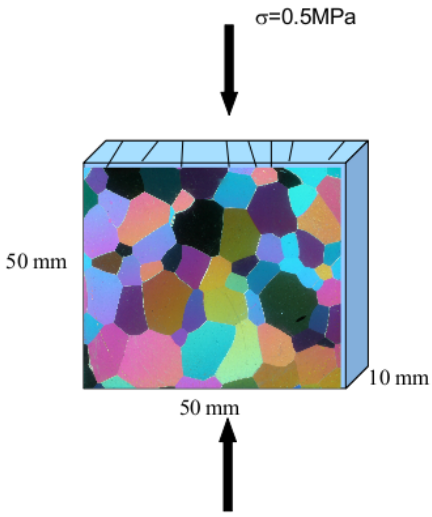

FIGURE 1.15 – Schéma de l'essai de fluage en compression et dimensions types de l'échantillon (pouvant aller jusqu'à 90×90×15 mm^3).

à des températures comprises entre -12°C±1 et -10°C±1, sous de contraintes de l'ordre de 0,5 MPa. L'essentiel des tests a été effectué jusqu'à des déformations axiales de l'ordre de 1 à 2 %, avant l'apparition des mécanismes de recristallisation dynamique et l'entrée dans le régime de fluage tertiaire.
La figure 1.16 représente une courbe de fluage type. Les vitesses de déformation mesurées au cours de ces essais sont intermédiaires entre celles obtenues pour un polycristal granulaire et celles obtenues pour un monocristal dans les mêmes conditions, comme déjà observé par Plé (1998). Cela peut s'expliquer en partie par la géométrie particulière de l'échantillon qui possède de gros grains et un seul grain dans l'épaisseur.

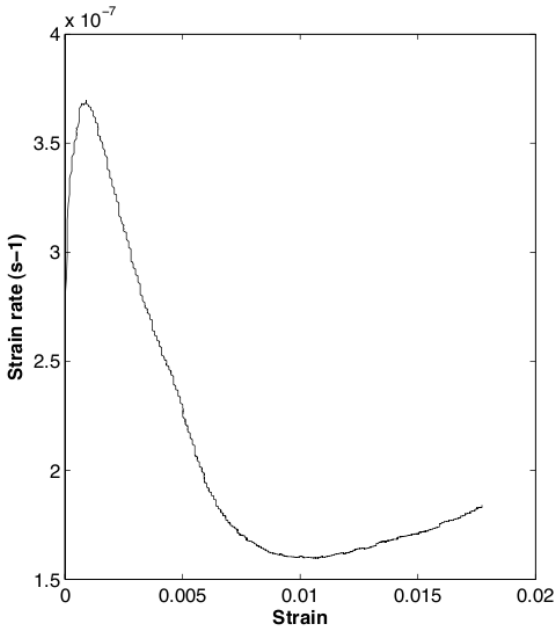

FIGURE 1.16 – Courbe de fluage obtenue sur un essai effectué à 0,5MPa, -11°C±1 (cf Montagnat et al. (2011)). On remarque clairement le minimum du fluage stationnaire obtenu à 1% de déformation, et le démarrage du régime tertiaire juste après (accélération de la vitesse de déformation).

La configuration de type "2D" de ces échantillons, et de l'essai de fluage, nous permet de visualiser la microstructure avant l'essai, en prélevant une lame mince sur la face avant, puis après l'essai en prélevant une lame mince contigüe à la précédente. L'analyse de ces lames minces par l'analyseur automatique de textures (Russell-Head and Wilson, 2001) permet de comparer la cartographie de l'orientation des axes **c** avant et après essai. En particulier, il est possible de quantifier les désorientations locales (figure 1.17) avec une résolution spatiale de 43 microns, et angulaire d'environ 1° localement (ie dans chaque zone individuelle de mesure de 1 cm^2), et de 3° sur l'ensemble de l'échantillon qui peut être de plus de 10 cm^2. La mesure de profiles de désorientation des axes **c** permet de mettre en évidence la nature des désorientations à l'échelle de la résolution de l'analyseur. Au cours de ces essais de fluage dans le régime transitoire, il apparaît essentiellement trois types de désorientations qui sont (i) une désorientation progressive dans le grain (cf profile 2, figure 1.17), (ii) des désorientations locales fortes au niveau des joints de grains et des points triples et (iii) une désorientation fortement localisée à travers le grain, caractérisée par une double rotation de l'axe **c** et une orientation quasi identique de part et d'autre du sous-joint de grain ainsi formé (cf profile 1, figure 1.17). Ce type de désorientation est très proche de la structure de "bande en genoux" ou 'kink band" définie par Orowan (1942) et observée par Wilson et al. (1986); Wilson and Zhang (1994) et Mansuy et al. (2000, 2002) dans la glace (observations qualitatives essentiellement car il n'était pas possible

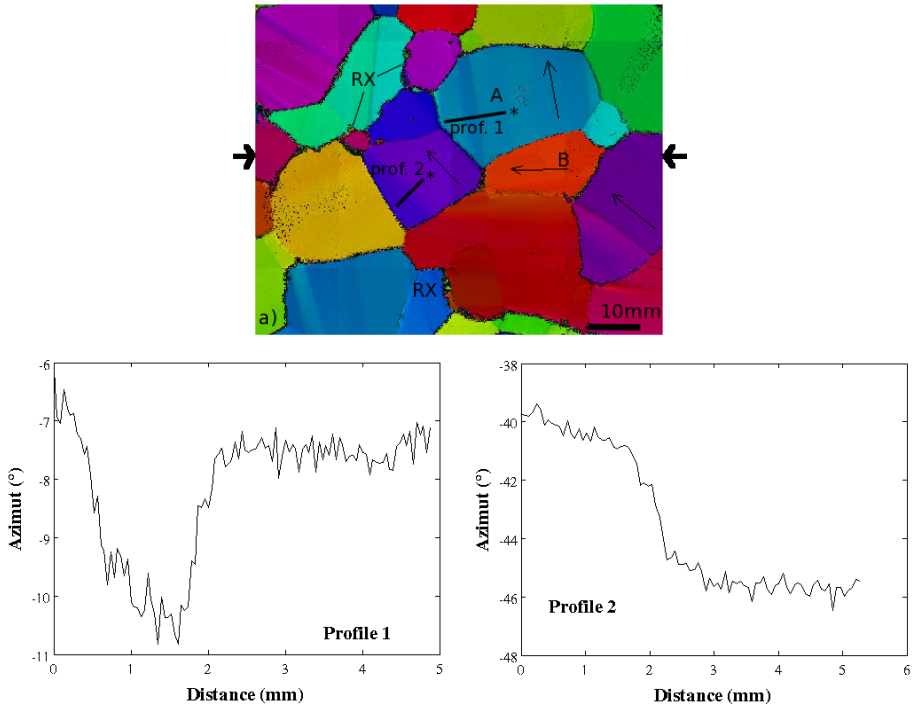

FIGURE 1.17 – Haut : données d'orientation des axes **c** sur l'échantillon correspondant à l'essai présenté sur la figure 1.16 (Montagnat et al., 2011). Les flèches extérieures représentent la direction de la sollicitation, les flèches intérieures l'orientation initiale de l'axe **c**. Bas : profils de désorientation de l'axe **c** obtenus dans deux grains.

de mesurer les axes **c** avec le même précision qu'aujourd'hui). En particulier, cette configuration est proche des "kink bands" de type II observées dans le quartz par Nishikawa and Takeshita (1999) qui se forment dans des conditions de faible contrainte, et lorsque le plan d'anisotropie est incliné par rapport à l'axe de compression (Montagnat et al., 2011). De manière générale il apparaît sur l'ensemble de nos essais que les désorientations des axes **c** sont principalement initiées aux joints triples et se propagent à travers les grains. On ne peut pas effectuer de lien direct entre l'orientation d'un grain par rapport à la sollicitation macroscopique, et le niveau de désorientations locales qu'il subit, et cela se confirmera par les mesures de champs de déformation effectués par la suite par Fanny Grennerat dans le cadre de sa thèse (cf paragraphe suivant). De plus, nous le verrons dans le paragraphe concernant la modélisation de ces essais, la localisation de ces désorientations est directement associée à des zones de fortes contraintes locales (Montagnat et al., 2011). Alors que les déformations macroscopiques de nos essais ne dépassent par 1 à 2 %, on peut néammoins observer l'apparition de zones de recristallisation dynamique, avec l'observation de nouveaux grains essentiellement aux points triples (cf RX, figure 1.17), et de fortes irrégularités aux joints de grains, en forme de "zig-zag". Nous n'avons pas, pour l'instant, effectué d'analyse détaillée de ces mécanismes, mais cela fait partie d'une prospective à court et moyen terme que je détaillerai plus tard. Cependant, ces

observations confirment le lien entre hétérogénéités de la déformation, désorientations de réseau et énergie stockée, comme préalable à l'initiation de la recristallisation dynamique.

Caractérisation fine des désorientations de réseau par EBSD

Afin d'apporter une caractérisation plus fine et plus complète (axes **c** et axes **a**) des désorientations locales, nous avons observé des échantillons extraits de ces essais "2D" par Electron BackScattering Diffraction au Department of Geology and Geochemistry de l'Université de Stockholm, en collaboration avec Sandra Piazolo. (Plusieurs campagnes de mesures ont été effectuées entre 2007 et 2010). Cette collaboration nous a permis d'accéder à un microscope électronique équipé à la fois d'un appareillage pour la mesure EBSD et d'une cellule de froid (jusqu'à -140°C), ainsi que de l'expertise de Sandra Piazolo pour l'analyse des données.
Les analyses EBSD ont été effectuées sur un microscope Philips XL-30- ESEM-FEG sous vide poussé, avec des échantillons non enrobés, ce qui pose des problèmes de charge locale mais dont nous nous affranchissons au mieux en gérant la température de nos échantillons. Les clichés sont obtenus avec une résolution spatiale qui peut aller jusqu'à 0,25 μm pour une précision angulaire d'environ 1° (Piazolo et al., 2008). Le problème principal posé par ces mesures réside dans la difficulté de maintenir un état de surface correct tout au long de l'analyse. De plus, comme nous ne possédions pas de chambre de cryo-transfert nous permettant de préparer les surfaces sous vide, celles-ci n'étaient jamais parfaites (givre en surface) et nous ne pouvions analyser que certaines zones de l'échantillon. Récemment Weikusat et al. (2011) ont montré le potentiel de l'utilisation d'une telle chambre pour améliorer l'état de surface par sublimation contrôlée, et donc l'indexation des clichés.

Au cours de ces analyses, nous nous sommes particulièrement intéressés à caractériser les désorientations de type "kink bands" observées à plus grande échelle avec l'analyseur, et en particulier la nature des dislocations associées (Piazolo et al., 2008; Montagnat et al., 2011). La figure 1.18 montre une image obtenue sous le microscope électronique d'une zone analysée par EBSD, sur un grain issu de l'échantillon de la figure 1.17. On remarque en particulier les traces visibles des joints de grains et des sous-structures de dislocations. Elles sont de deux types. Certaines représentent des lignes irrégulières qui apparaissent à proximité des joints de grains et disparaissent vers l'intérieur du grain, et d'autres forment de grandes lignes droites qui s'initient à proximité d'un joint triple et traversent le grain. Les figures 1.18b et 1.18c caractérisent la désorientation de part et d'autre de ces sous-joints droits. Ces sous-structures accommodent des désorientations de plus de 2° sur des distances inférieures au micron. De plus, un sous-joint engendrant une désorientation dans un sens est souvent à proximité d'un sous-joint induisant une désorientation inverse.
La faible qualité des surfaces et la connaissance trop imparfaite des systèmes de glissement

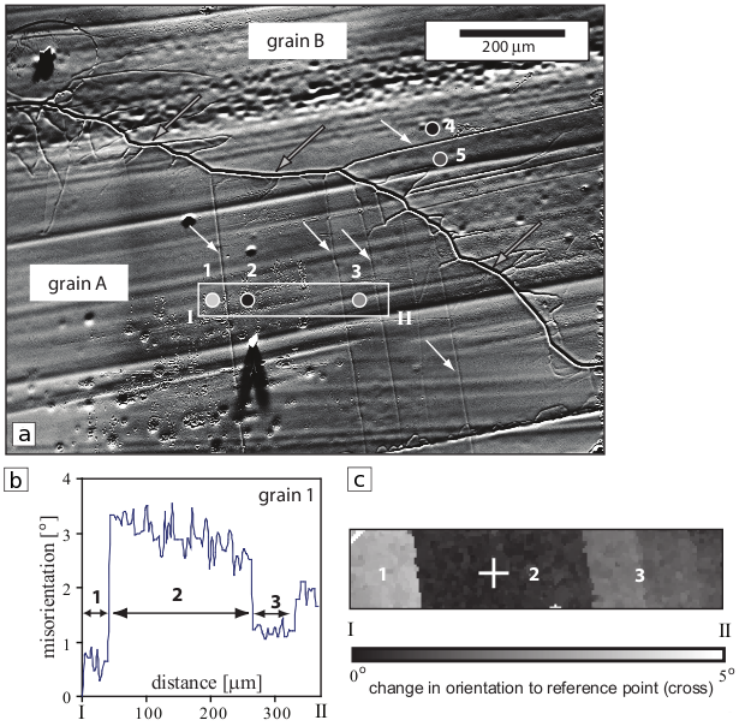

FIGURE 1.18 – (a) Image en contraste d'orientation qui représente un joint de grain (ligne sombre et irrégulière, flèche noire et grise). Les lignes qui traversent l'intégralité de l'image sont les traces de la lame de rasoir utilisée pour la préparation de la surface. Les flèches blanches montrent les sous-joints de grains droits qui traversent les grains. (b) Profil (de la position I à la position II) révélant les variations d'orientation par rapport au point de référence I ; la position du profil apparaît sur l'image (a). (c) Carte de composante texturale qui montre les changements d'orientation par rapport au sous-grain marqué par la croix blanche. Les chiffres font références aux sous-grains visibles sur l'image (a), sur laquelle la position de la zone étudiée par EBSD est représentée schématiquement. (Montagnat et al., 2011)

dans la glace ne nous permettent pas d'appliquer des méthodes telles que celles proposées par Wilkinson and Randman (2010) pour remonter à une densité de dislocations, voir à un tenseur de Nye, associées aux sous-structures observées. Cependant, une analyse détaillée de la relation entre désorientation induite par ce type de sous-joint de grain dans le plan de mesure, et orientation du sous-joint par rapport à l'orientation de l'axe **c** du grain permet, en suivant la méthode proposée par Prior et al. (2002) de donner un scénario possible de la nature et l'organisation des dislocations dans ce sous-joint (Piazolo et al., 2008).

Les figures 1.19 et 1.20 illustrent cette application par l'analyse d'un sous-joint droit du type de ceux caractérisés sur la figure 1.18. Dans le cas particulier présenté sur les figures 1.19 et 1.20, l'analyse suivante a été faite : l'orientation du sous-joint est telle

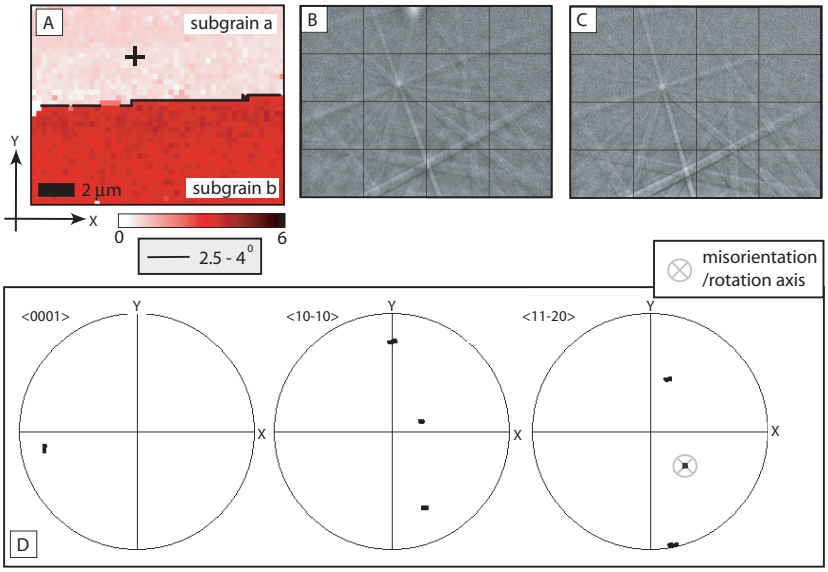

FIGURE 1.19 – (A) Carte de composante texturale montrant le changement relatif d'orientation à travers le sous joint de grain, par rapport à l'orientation de référence (croix noire). Les données sont obtenues sur un grille de pas 0,25 μm . (B) et (C) montrent les clichées de Kikuchi utilisés pour l'analyse. (D) représente les mêmes données que celles de la figure (A) sur des figures de pôle (projection stéreographique), permettant d'extraire l'axe de rotation le plus probable comme étant celui le moins dispersé (Piazolo et al., 2008).

qu'elle ne peut pas être contenue dans un plan perpendiculaire à l'axe de rotation de la désorientation accommodée par ce sous-joint. On peut donc éliminer le modèle de sous-joint de torsion, au profit d'un modèle de sous-joint de flexion. Le plan qui contient l'axe de rotation de la désorientation et la trace du sous-joint est un plan prismatic {01-10}. Cette géométrie est en accord avec un sous-joint de grain formé d'un réseau de dislocations coins basales alignées le long d'une direction perpendiculaire aux plans de base, bloquées dans des plans de base parallèles. La position de l'axe de rotation de la désorientation peut alors s'expliquer par l'activation des systèmes de glissement (0001)<01-10> ou (0001)<11-20> avec une combinaison de dislocations coins partielles dans le plan de base, à deux vecteurs de Burgers <11-20> distincts. Dans d'autres cas, une analyse similaire a mis en évidence la probable contribution de dislocations coins basales de vecteurs de Burgers <11-20>. Ces observations effectuées sur plusieurs échantillons ont montré la prévalence de dislocations de type coin dans la structure des sous-joints de grain observés, qu'ils soient de type droits et traversent les grains, ou plus irréguliers et localisés prêt des joints de grains. Cependant, ces observations ne sont pas encore statistiquement représentatives pour généraliser la nature des dislocations observées dans les sous-joints et sous-structures des échantillons déformés en laboratoire. Une analyse plus systématique sera envisagée dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire Géoscience Montpellier où une cellule de froid va être installée sur un MEB-EBSD à

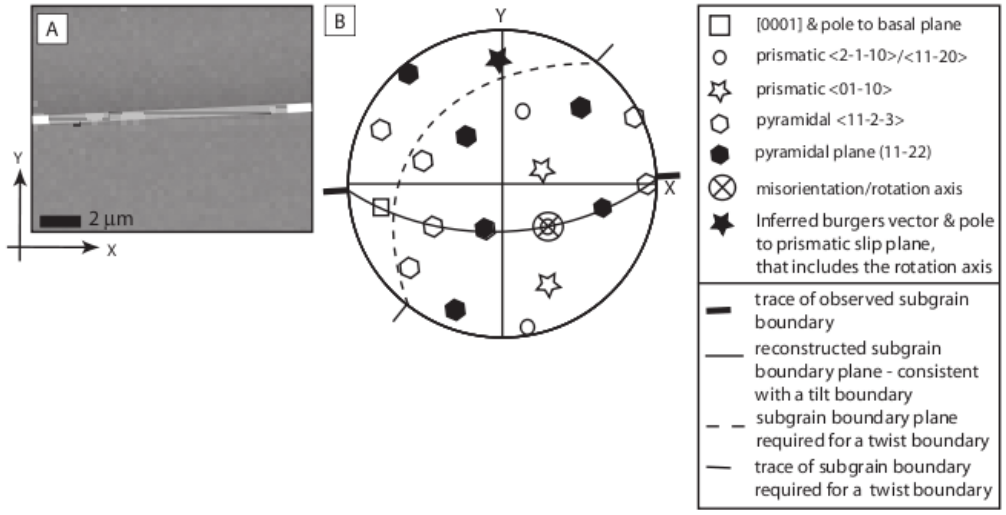

FIGURE 1.20 – Diagramme schématique permettant de caractériser le lien entre l'orientation du sous-joint de la figure 1.19 et l'axe de la désorientation créée par ce sous-joint. (A) Carte d'orientation permettant de mettre en évidence la direction du sous-joint de grain. (B) Figure de pôle montrant schématiquement les positions des orientations des différents axes et pôles des plans de l'échantillon. L'axe de désorientation observé dans la figure 1.19 est reporté (croix) ainsi que la trace du sous-joint (lignes noires extérieures à la figure de pôle). Le plan représenté par la ligne en pointillés est le plan supposé du sous-joint si celui-ci était un sous joint de torsion. Le plan représenté en trait plein représente celui obtenu pour un sous-joint de flexion (Piazolo et al., 2008).

cette intention (financement obtenu en 2011). Cette démarche qui consiste à rapprocher les outils d'analyse m'est apparue indispensable pour renforcer ces études (motivée aussi par le départ de Stockolm de Sandra Piazolo). La collaboration ainsi initiée avec Andrea Tommasi permettra d'étendre cette approche à l'étude des mécanismes de recristallisation dynamique, en lien avec les champs de contraintes internes qui se développent au cours de la déformation dans le polycristal.

Mesure du champ de déformation par corrélation d'images

S'il est maintenant assez clair que la déformation dans les matériaux polycristallins est fortement hétérogène, la localisation de ces hétérogénéités est une étape indispensable pour comprendre leurs origines. Les techniques de mesure de champs par corrélation d'images numériques sont maintenant assez largement utilisées (voir Sutton et al. (2009) et Grédiac and Hild (2011) pour des livres référents), et appliquées à des matériaux divers, métaux, roches, os... (Dumoulin et al., 2003; Hoc et al., 2006; Héripré et al., 2007; Bornert et al., 2010; Xu and Evans, 2010).
Les images en cours d'essai peuvent avoir diverses origines en fonction du type de maté-

riau et de la résolution désirée (SEM, EBSD, tomographie, microscopie optique...), mais les techniques de traitement des données sont relativement les mêmes, et les précautions à prendre pour traiter les sources d'erreur sont maintenant bien référencées (Pan et al., 2009; Sutton et al., 2009; Grédiac and Hild, 2011).

La technique de mesures de champs par corrélation d'images est basées sur une mesure directe du champ de déplacement dont on déduit ensuite un champ de déformation. Je me contenterai de décrire la technique utilisée au cours du travail de thèse de Fanny Grennerat, qui a été développée par Pierre Vacher (laboratoire SYMME, Annecy) et dont est issu le logiciel 7D avec lequel nous avons travaillé (Vacher et al., 1999).

Le champ de déplacement est issu d'un processus itératif qui optimise la corrélation entre deux images successives au cours de l'essai. Les images sont comparées en utilisant un coefficient de corrélation sur les niveaux de gris des motifs de surface. Ces motifs doivent donc remplir un certain nombre de critères comme par exemple le fait qu'ils s'étendent entre 0 et 255 niveaux de gris et varient de manière continue. L'image est décomposée en une grille, et sur chaque élément, la fonction des niveaux de gris est reliée à celle de l'image suivante par le champ de déplacement. En chaque point de la grille, on cherche à trouver les champs de déplacement qui permettent de faire correspondre la fonction du niveau de gris après déformation à celle avant déformation. Afin de garder une cohérence entre les champs de déplacement continus et une fonction de niveau de gris discrète (car définie en chaque point de la grille), cette dernière est interpolée (interpolation bilinéaire dans le cas du logiciel 7D utilisé). Il faut alors calculer le déplacement en quatre points supplémentaires qui correspondent aux sommets d'un carré de la grille. L'étape de minimisation du coefficient de corrélation entre les fonctions de niveau de gris avant et après déformation oblige alors à introduire un nouveau domaine, nommé "motif", qui définit une nouvelle discrétisation de l'image et sur lequel est effectué la minimisation du coefficient de corrélation. Pour obtenir une meilleure précision dans les résultats de champ de déplacement, le logiciel 7D utilise un processus itératif qui autorise l'évolution de la forme de la grille de mesure (facteur de forme) pour s'ajuster au champ de déplacement jusqu'à obtenir les meilleurs résultats de corrélation. Cette technique permet, théoriquement, une estimation des champs de déplacement avec une résolution de 0,01 pixels (Louche et al., 2008; Sutton et al., 2009).

Le champ de déformation est ensuite obtenu à partir du champ de déplacement interpolé, en utilisant la définition de Green-Lagrange (voir Vacher et al. (1999) pour plus de détails). Cette technique contraint à effectuer un compromis entre la résolution spatiale des mesures de déplacement (et donc de déformation) et la précision des mesures de déformation. En effet, on comprends que plus les pas de la grille sont petits plus la résolution spatiale est grande, mais plus l'erreur sur la mesure de déformation est importante.

Sur nos échantillons de glace, les images ont été prises avec un appareil photo CANON EOS 5D MarkII offrant 21,1 megapixels (3750×5630). Le montage est présenté sur la

figure 1.21. Les étapes de mesures sont rapidement résumées ici, on peut trouver plus de

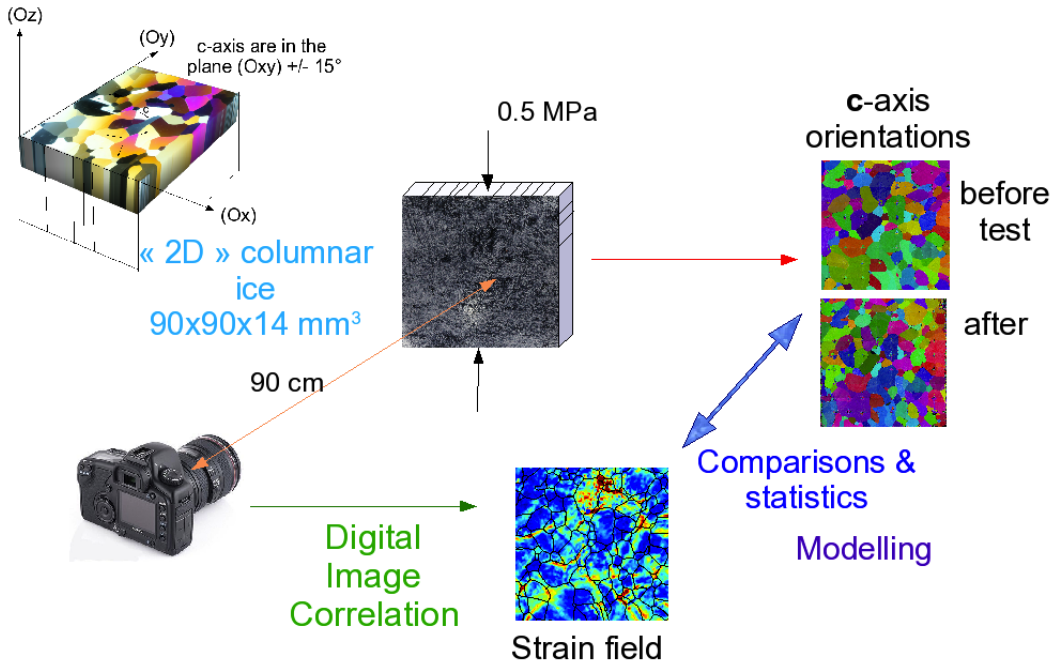

FIGURE 1.21 – Schéma du dispositif de mesure des champs de déplacement et de déformation sur les polycristaux de glace 2D, et principe de l'utilisation des données obtenues.

détails dans Grennerat (2011).

L'étape indispensable pour appliquer les outils de corrélation d'images est le traitement de la surface de l'échantillon pour obtenir un contraste suffisant et stable au cours de l'essai. Dans le cas de la glace, la nature instable de la surface (sublimation...) et la durée des essais (environ 40h pour 1 à 2% de déformation) ont compliqué la tâche. La solution adoptée, inspirée de Mansuy (2001) a consisté en l'application d'une fine couche de cirage noire, sur une surface préalablement légèrement polie pour permettre une bonne accroche tout au long de l'essai.

Vient ensuite une phase d'estimation des différentes sources d'erreurs et d'incertitudes qui sont liées essentiellement à (i) la nature du revêtement de surface et son étendue dans la gamme de niveau de gris, (ii) le niveau de bruit des images, (iii) les déplacements hors plan, (iv) les conditions d'essai et d'éclairage. Des mesures ont été effectuées sans mouvement de l'échantillon pour estimer le bruit de l'image, avec un mouvement faible et contrôlé de l'appareil photo le long de l'axe optique pour évaluer les erreurs systématiques associées au déplacement subpixel (Yang et al., 2010), et une estimation du déplacement hors plan a été effectuée par un essai en stéréo-corrélation (voir Robert et al. (2007) par exemple). Les conditions expérimentales mises en place nous permettent au final une résolution spatiale de l'ordre du mm et une précision en déformation d'environ 0,2 - 0,3%, ce qui est à considérer au regard de la dimension des échantillons et de la taille moyenne des grains.

La technique a été appliquée sur des échantillons équivalents à ceux présentés sur la figure 1.15, dont les dimensions ont été optimisées autour de $90\times90\times10$ cm^3 pour les critères évoqués dans le paragraphe précédent et pour avoir le maximum de grains dans l'échantillons (même si les contraintes liées à l'essai et à la microstructure ne permettent pas d'obtenir une configuration de Volume Elémentaire Représentatif, comme nous le verrons par la suite).
Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés dans (Grennerat et al., 2012) en cours de publication.
La figure 1.22 représente l'évolution de la déformation équivalente issue des champs de déplacement au cours d'un essai de fluage sous une contrainte de 0,5 MPa à une température de -12°C±0,5. La répartition du champ de déformation apparaît fortement hétérogène,

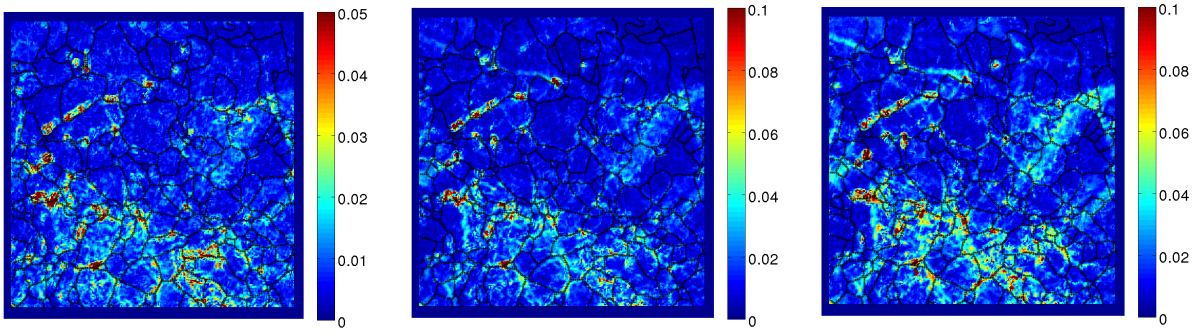

FIGURE 1.22 – Evolution de la déformation équivalente mesurée par corrélation d'images à 0,32, 0,62 et 0,85 % de déformation macroscopique axiale. Attention au changement d'échelle entre les 2 premières images. Résolution spatiale : 1,2 mm, précision en déformation : 0,16%. Voir figure 1.23 pour l'échelle.

en bon accord avec la répartition des désorientations cristallines mesurées au préalable (Montagnat et al., 2011), et les valeurs de déformation équivalentes peuvent atteindre, localement, dix fois la valeur macroscopique. Ces fortes hétérogénéités sont visibles très tôt au cours du fluage transitoire, pour des déformations inférieures à la limite de résolution de la technique (environ 0,2%, sachant que la déformation élastique est de 0,005% dans ces conditions). De plus, étant donné la résolution spatiale de l'ordre du millimètre, les déformations locales par pixel sont des "moyennes" de déformations qui peuvent être hétérogènes à une échelle plus fine encore. La déformation se localise apparemment proche des joints de grains, et le champ de déformation est caractérisé par des bandes de déformation de dimension supérieure à la taille des grains, et proche des dimensions de l'échantillon. Ce type de répartition de la déformation a été observée dans différents matériaux (Doumalin et al. (2003); Héripré et al. (2007); Efstathiou et al. (2010) par exemple).
Des essais effectués sur des échantillons à très petits grains (et qui n'avaient donc plus la structure colonnaire "2D 1/2") ont permis de s'assurer que la géométrie du champ de déplacement (et de déformation) obtenue n'est pas liée aux conditions expérimentales, et

donc que l'essai est effectué dans de "bonnes conditions" (Grennerat et al., 2012).

Afin de caractériser le lien entre orientation cristalline et déformation locale, nous avons utilisé la notion de facteur de Schmid, m_s, équation 1.3.

$$m_s = | \sin\phi \sin\theta \, | \, (1 - \sin^2\phi \sin^2\theta)^{1/2} \tag{1.3}$$

où ϕ mesure la colatitude et θ l'azimut de l'orientation de l'axe **c** par rapport à la vertical, qui est aussi l'axe de compression macroscopique.
Pour chaque grain, ce facteur est la valeur de la contrainte de cisaillement maximale dans le plan de base, en supposant le grain soumis à la contrainte macroscopique appliquée. L'utilisation de ce facteur a un sens dans la glace car le glissement dans le plan de base est supposé quasiment isotrope. Cette définition, qui suppose une condition de contrainte homogène, est utilisée ici dans le seul but de donner un sens à la représentation des orientations des grains dans l'échantillon.
La figure 1.23 représente la microstructure de l'essai de la figure 1.22 reproduite dans l'échelle des facteurs de Schmid, ainsi que la répartition des déformations équivalentes normalisées en fonction de ce facteur de Schmid, pour un ensemble d'essais aux conditions similaires. Ce qui apparaît clairement c'est que (i) il n'y a pas, statistiquement, de

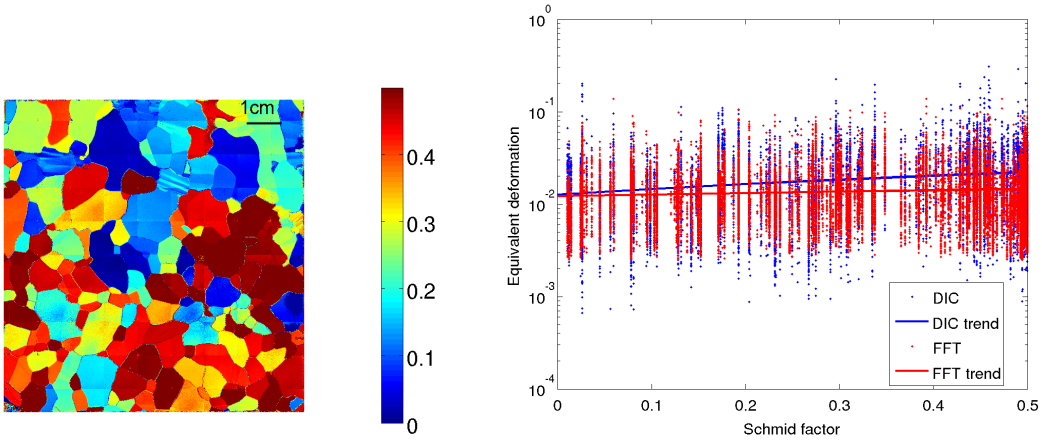

FIGURE 1.23 – Gauche : facteurs de Schmid pour l'échantillon de la figure 1.22. Droite : Déformation équivalente normalisée, en fonction du facteur de Schmid obtenue sur différents échantillons pour 0.7% de déformation. Chaque point représente une donnée sur un pixel de l'essai considéré. La courbe et les symboles rouges représentent les résultats de la simulation FFT présentée au chapitre suivant.

relation claire entre l'orientation d'un grain et le niveau de déformation dans ce grain. La notion de grain "bien orienté" ou "mal orienté" par rapport à la sollicitation apparaît donc complètement inadaptée à ce type de configuration expérimentale. Si l'on regarde parallèlement la figure des facteurs de Schmid et la figure des déformations équivalentes, on

remarque que la déformation a tendance à être beaucoup plus hétérogène dans des zones proches des joints de grains et à suivre une direction légèrement guidée par des "clusters" d'orientations macroscopiquement plus ou moins favorables. Il est donc évident, que le champ de contrainte auquel répond la déformation locale est très hétérogène et dépend fortement des relations entre voisins.
Comme semble le montrer la répartition de la déformation sous forme de bandes traversant l'échantillon, l'hétérogénéité de la déformation apparaît à une échelle qui dépasse celle de la microstructure. La figure 1.24 présente les résultats d'un calcul de covariance du champ de déformation qui permet d'obtenir un covariogramme du champ corrélé avec lui-même (Doumalin et al., 2003; Grennerat et al., 2012). A partir de ce covariogramme il est possible de définir l'orientation privilégiée des bandes de déformation, et leur longueur en mesurant leur distance de persistance (figure 1.24). Cette figure obtenue sur l'un des

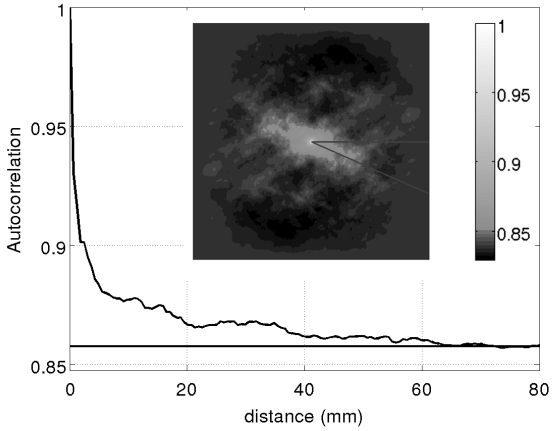

FIGURE 1.24 – Covariogramme et rayon d'autocorrelation calculé le long de l'orientation privilégiée des bandes de déformation (-32° par rapport à l'horizontal de la figure, dans cet exemple qui correspond au champ de déformation de la figure 1.22c).

essais étudiés, montre que l'orientation des bandes de déformation n'est pas systématiquement proche de 45° comme cela a pu être mesuré pour d'autres matériaux (Doumalin et al., 2003; Héripré et al., 2007). Les valeurs obtenues sur un ensemble d'essais sont comprises entre 30 et 60°, ou -30 et -60°. De plus, le rayon de corrélation est toujours grand devant la taille des grains, et s'approche de la taille de l'échantillon (les valeurs mesurées sont entre 8 et 12 fois la taille moyenne des grains). Ce rayon de corrélation fourni une idée de la distance d'interaction entre les zones de localisation de la déformation. Ces deux éléments confirment fortement le fait que notre microstructure ne peut pas être considérée comme un Volume Elémentaire Représentatif.

Analyse des champs de déformation à l'échelle du grain

Les observations des désorientations de réseau à l'échelle du grain ont mis en évidence la présence de bandes en genou que nous avons pu caractériser quantitativement (Piazolo et al., 2008; Montagnat et al., 2011). Nous avons donc cherché à retrouver la signature en déformation de ces bandes en genoux, et des bandes de cisaillement qui ne sont pas visibles sur les données issues de l'analyseur, car elles n'impliquent pas de désorientation de l'axe **c** .

Pour cela, nous avons utilisé les composantes du gradient de déplacement obtenues par DIC dans le repère local du grain. En théorie, les bandes en genou correspondent à une variation, dans le repère local, de la dérivée partielle $\frac{\partial u_z^{loc}}{\partial x^{loc}}$ pour une rotation de l'axe **c** autour de (Oy^{loc}), ou $\frac{\partial u_z^{loc}}{\partial y^{loc}}$ pour une rotation de l'axe **c** autour de (Ox^{loc}). Les bandes de cisaillement correspondent à une variation dans le repère local de la dérivée partielle $\frac{\partial u_x^{loc}}{\partial z^{loc}}$ pour un glissement dans la direction (Ox^{loc}), ou $\frac{\partial u_y^{loc}}{\partial z^{loc}}$ pour un glissement dans la direction (Oy^{loc}). Avec **u** le vecteur déplacement.

Le calcul de ces gradients de déplacement dans le repère cristallographique est compliqué par le fait que nous ne connaissons pas les composantes hors plan du champ de déplacement. Fanny Grennerat a montré dans sa thèse (Grennerat, 2011) que pour les grains dont l'axe **c** est presque contenu dans le plan de l'échantillon, l'erreur commise reste faible, tant que les gradients de déplacement hors plan sont faibles. Nous serons obligés de nous accommoder de cette limite.

La figure 1.25 présente l'évolution de ces composantes locales au cours de la déformation dans un grain extrait de l'un des échantillons étudiés. On constate en particulier que la bande en genou visible sur l'image en orientation du grain est visible sur la projection du gradient de déplacement dés le début du fluage transitoire (0,12%). De la même manière, une bande de cisaillement apparaît au cours de l'essai et est fortement marquée à la fin du fluage transitoire. La présence d'un bruit important dans les mesures des champs de déplacement ne permet pas les observations au tout début du fluage.

En résumé

A l'échelle du polycristal de glace, les champs de déformations qui se développent au cours d'un essai sont fortement hétérogènes. Ces hétérogénéités, que l'on a quantifiées par des mesures de champs locaux par corrélation d'images sont inter et intra-granulaires, et résultent de fortes interactions entre grains voisins, ainsi que d'une corrélation des champs de déformation à une échelle largement supérieure à la taille des grains. Les intensités de déformation peuvent être localement 10 fois supérieures à la valeur macroscopique, et on ne peut pas établir de lien de corrélation entre l'orientation d'un grain et son niveau de déformation. Ces hétérogénéités se traduisent par de fortes désorientations du réseau que l'on a pu quantifier à l'échelle du grain par mesures optiques (résolutions d'environ 50 μm) et par EBSD (résolution minimale 0,25 μm). Les désorientations de réseau sont liées à l'activation de dislocations de type "géométriquement nécessaires" qui accommodent,

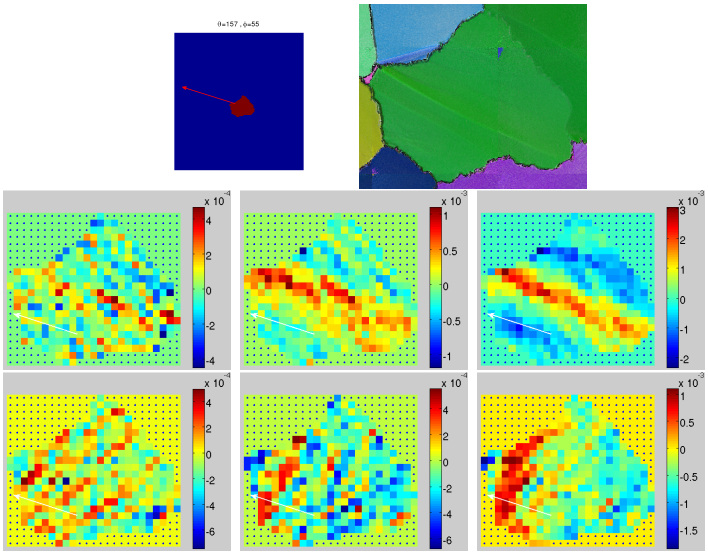

FIGURE 1.25 – (Haut) Visualisation du grain dans l'échantillon (flèche rouge = orientation de l'axe **c**) et figure d'orientation de l'axe **c** obtenue avec l'analyseur. Evolution au cours de la déformation : cartographie de la composante $\frac{\partial u_z^{loc}}{\partial x^{loc}}$ (centre) permettant la visualisation des bandes en genou, $\frac{\partial u_x^{loc}}{\partial z^{loc}}$ (bas) permettant la visualisation des bandes de cisaillement ; avec de gauche à droite, $\bar{\varepsilon}_{yy}$ =-0.12% / -0.31% / -0.85% de déformation axiale ; la résolution spatiale (taille du pixel) est ici de 0,6 mm (paramètres de corrélation $n = p = 10$)

localement, un champ de contrainte fortement hétérogène et dont l'orientation locale dépend des relations d'orientation autour de la zone considérée.
Comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, ce champ de contraintes peut être estimé par des approches de modélisation en champs complets qui prennent la microstructure expérimentale comme entrée. Ces fortes hétérogénéités de déformation sont précurseurs des mécanismes de recristallisation dynamique, il est donc important de les localiser pour comprendre le lien entre contraintes internes et germination et migration des joints de grains.

1.3.2 Modélisation des hétérogénéités de déformation dans le polycristal par une approche à champs complets

Les résultats expérimentaux mettent en évidence la présence de très fortes hétérogénéités de déformation à l'échelle intra- et inter-granulaire. En particulier, la localisation de ces hétérogénéités montre clairement que le grain n'est pas l'échelle caractéristique de ces hétérogénéités, et qu'il n'est pas adéquat de tenter de définir un comportement par "grain" en fonction de son orientation par rapport à la sollicitation. Les modèles à champs moyens type "auto-cohérent", tel que l'approche VPSC classiquement utilisée pour reproduire le comportement mécanique du polycristal de glace (Castelnau et al., 1996, 1997; Montagnat et al., 2001), ne permettent qu'une prise en compte statistique de ces hété-

rogénéités par le biais des versions type "second-ordre" qui représentent et prennent en compte les hétérogénéités en moyenne par phase (Liu and Ponte Castañeda, 2004).
Voila pourquoi nos travaux ont intéressé les développeurs de méthodes dites "à champs complets", et ce sont les résultats obtenus avec deux versions différentes d'un code basé sur la résolution des équations par les transformées de Fourier rapides qui sont présentées ici.
Le principe des méthode dites "FFT" est de représenter le polycristal 3D par un Volume Elémentaire Représentatif périodique et discrétisé en un certain nombres de points de Fourier, sur un maillage régulier, afin de résoudre en chacun des points les équations qui régissent le comportement par le biais du passage dans l'espace de Fourier. La formulation originelle est due à Moulinec and Suquet (1994) pour le comportement élastique linéaire et non linéaire de composites. Elle a ensuite été étendue au comportement viscoplastique par Lebensohn (2001), puis au comportement elasto-viscoplastique récemment par Idiart et al. (2006); Suquet et al. (2012). Dans l'approche de Lebensohn (2001), le comportement viscoplastique est linéarisé par une approximation de type tangente, et le comportement linéarisé est ensuite résolu dans l'espace de Fourier. Dans l'approche plus générale développée par Pierre Suquet et Hervé Moulinec au LMA (Suquet et al., 2012), le modèle CraFT, n'importe quel comportement de type elastique-plastique peut être utilisée car la loi est décomposée sous la forme d'une loi de comportement homogène et d'une perturbation, avant d'être résolue dans l'espace de Fourier. Cette version dont les développements finaux ont été effectués dans le cadre du projet ANR ELVIS en partenariat avec le LGGE, est actuellement disponible en ligne (http ://craft.lma.cnrs-mrs.fr/).

Modélisation du comportement viscoplastique - comparaisons expérimentales et estimation du champ de contraintes locales

Pour traiter le cas de la glace, nous avons tout d'abord utilisé la version de cette approche à champs complets dite "FFT" développée par Lebensohn (2001) à différentes étapes de son évolution (Montagnat et al., 2001; Lebensohn et al., 2009; Montagnat et al., 2011). Cette approche représente un comportement viscoplastique, et permet donc, pour une contrainte appliquée, de définir le champ des vitesses de déformation et des contraintes locales obtenu au fluage secondaire. La déformation du cristal de glace se fait par l'activation des systèmes de glissement basal, prismatique et pyramidal, avec une forte anisotropie favorisant le glissement basal. La première version présentait une géométrie du polycristal simplifiée sous la forme d'un réseau de grains rectangulaires.
Nous l'avons ensuite appliquée pour une comparaison qualitative aux mesures expérimentales des désorientations de réseau dans des multi-cristaux faites par Mansuy et al. (2002), afin d'identifier l'influence de l'orientation individuelle sur le champ de déformation intragranulaire (Lebensohn et al., 2009). Dans cette application, la microstructure est de type Voronoï, voir figure 1.26, et l'on constate une influence importante de cette géométrie

et de la discrètisation sur les champs simulés. Le modèle est capable de représenter les champs de déformation associés à la formation de bandes en genoux, telles que visualisées dans les expériences, et de prévoir les zones où le cisaillement le long du plan de base doit dominer. De plus, il fait apparaître une localisation de la déformation dans des bandes qui traversent le polycristal et sont orientées autour de 45° par rapport à la direction de sollicitation.

Enfin, cette même approche a été appliquée à la microstructure réelle de la figure 1.17,

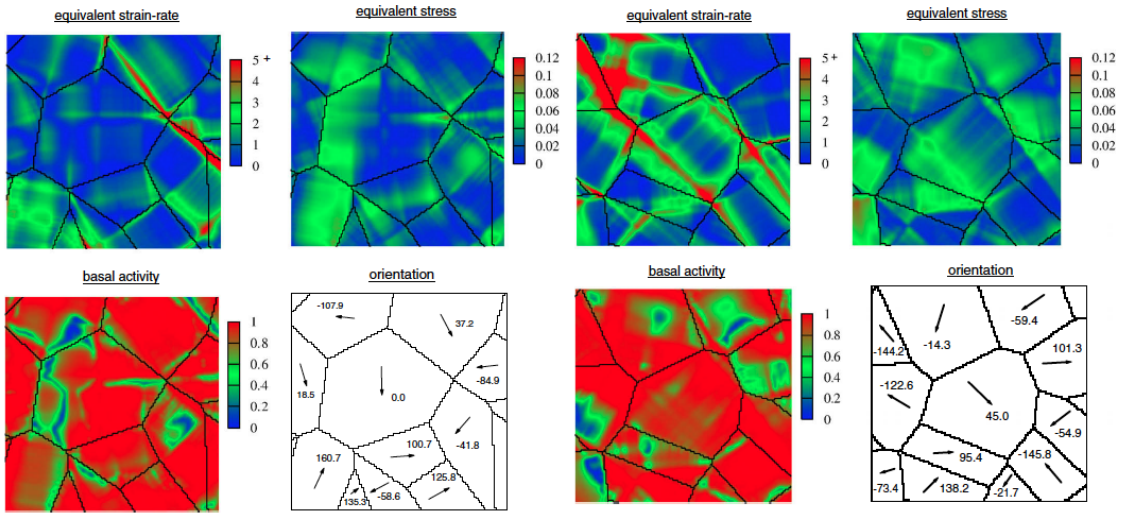

FIGURE 1.26 – Champs de vitesse de déformation, de contrainte et activité basale prédits par le modèle dit "FFT" sur une structure "Voronoï", dans laquelle un grain est à 45° (gauche) ou à 0° (droite) de la direction de compression.

avec une structure "2D1/2" qui se rapproche au mieux de l'essai effectué sur cette glace colonnaire (Montagnat et al., 2011). La résolution utilisée, de 1024×1024 pixels permet une représentation fine des localisations de la déformation et des contraintes, voir figure 1.27. En particulier, la prise en compte d'une microstructure réelle permet de représenter correctement les zones de localisation de la déformation associées à des bandes en genoux, ou des sous-joints de grain. L'amplitude des désorientations simulées est plus forte que celle mesurée expérimentalement. Ceci est principalement du au fait que le modèle ne permet par une représentation réelle des joints de grains (ils correspondent uniquement à la zone de changement d'orientation entre deux grains), ce qui exclu toute prise en compte de relaxation des contraintes par une migration locale des joints de grains, et/ou par une germination locale telle qu'observé expérimentalement. Le modèle prédit une corrélation importante entre les fortes désorientations de réseau, la localisation des contraintes, et une forte activité non-basale. Cette activité non-basale est nécessaire pour reproduire une déformation le long de l'axe **c** qui résulterait des bandes en genoux, mais aussi pour reproduire les mécanismes de montée ou de glissement dévié qui ne sont pas pris en compte

par le modèle.

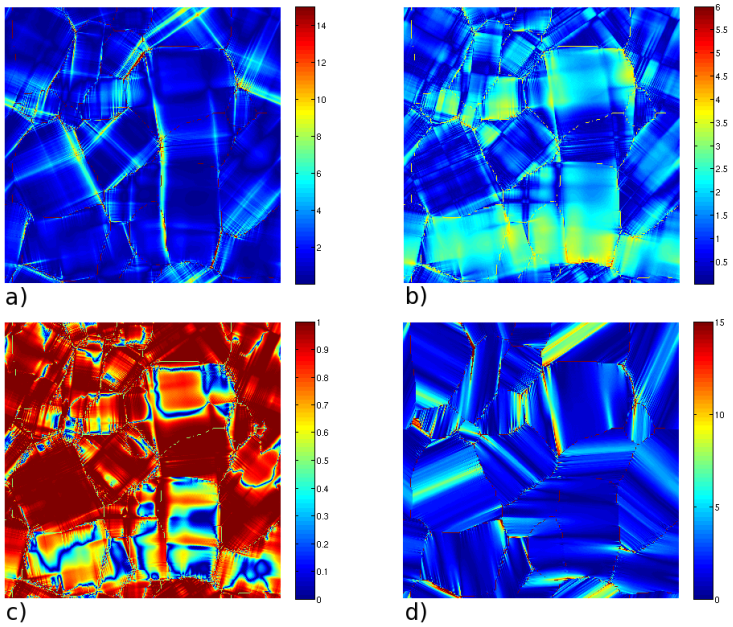

FIGURE 1.27 – Champs de vitesse de déformation (a), de contrainte (b), désorientation de l'axe **c** par rapport à l'orientation initiale (c) et activité basale (d) prédits par le modèle dit "FFT" sur la microstructure réelle de la figure 1.17.

Validation du modèle élasto-viscoplastique CraFT par confrontation expérimentales

Dans le cadre du projet ANR Blanc ELVIS, la caractérisation expérimentale des champs de déformation dans les polycristaux "2D" de glace a été utilisée pour participer à la validation de l'approche élasto-viscoplastique du modèle CraFT développé au LMA de Marseille. Une approche élasto-viscoplastique peut permettre de reproduire le fluage transitoire de la glace, et donc les cinétiques d'établissement des champs locaux de contrainte. Cette étape est indispensable pour reproduire des trajets de chargement complexes, comme les chargements cycliques, tels que ceux que l'on peut rencontrer dans les glaces extraterrestres soumises à des effets de marée (Sotin et al., 2009), mais aussi les situations à très faible vitesse de déformation pour lesquelles la déformation reste essentiellement transitoire, comme c'est sans doute le cas dans les zones de forages profonds des calottes polaires (Montagnat and Duval, 2000).
Pour cela, il est nécessaire de définir une loi de comportement qui relie l'évolution de l'activité de chacun des systèmes de glissement au cisaillement sur ces systèmes au cours du fluage transitoire, tout en prenant en compte les interactions entre systèmes, l'écrouissage isotrope, et une interaction à plus longue distance, idéalement directionnelle, l'écrouissage

cinématique. Une loi de comportement a donc été proposée, en se basant sur les travaux récents de Castelnau et al. (2008) dans lesquels nous avions appliqué un modèle à champs moyens élasto-viscoplastique pour représenter le fluage transitoire dans la glace à l'échelle macroscopique.
La loi retenue a été validée par des simulations sur une configuration monocristalline, et sur des polycristaux isotropes, en comparaison aux résultats de la littérature (Suquet et al., 2012). Elle relie le taux de cisaillement $\dot{\gamma}^{(k)}$ sur le système (k) à la contrainte de cisaillement résolue sur ce système τ^k :

$$\dot{\gamma}^{(k)} = \dot{\gamma}_0^{(k)} \left(\frac{|\tau^{(k)} - X^{(k)}|}{\tau_0^{(k)}} \right)^{n^{(k)}} sign\left(\tau^{(k)} - X^{(k)}\right), \tag{1.4}$$

avec $\dot{\gamma}_0^{(k)}$ un taux de cisaillement de référence égal à 10^{-6} s^{-1}. La contrainte de cisaillement critique τ_0 évolue en suivant une loi de type Voce :

$$\dot{\tau_0^{(k)}} = \left(\tau_{sta}^{(k)} - \tau_0^{(k)}\right) \dot{p}^{(k)} \ , \quad \dot{p}^{(k)} = \sum_{\ell=1}^{M} h^{(k,\ell)} |\dot{\gamma}^{(\ell)}| \tag{1.5}$$

où $h^{(k,l)}$ est la matrice d'écrouissage. X représente la contrainte associée à un écrouissage cinématique dans le monocristal, donné par une simple loi saturante (Chaboche, 2008) :

$$\dot{X}^{(k)} = c^{(k)} \dot{\gamma}^{(k)} - d^{(k)} X^{(k)} |\dot{\gamma}^{(k)}| - e^{(k)} X^{(k)} \ . \tag{1.6}$$

avec $c = 9$ MPa, $d = 60$, and $e = 0.0003$ s^{-1} pour tous les systèmes. Les paramètres de cette loi sont légèrement différents de ceux de Castelnau et al. (2008), ils sont résumés dans le tableau 1.4.
Le modèle a ensuite été appliqué aux essais de fluage effectués par Fanny Grennerat, dans

	τ_{ini}	τ_{sta}	n	H	Ba	Pr	Pyr
Ba	0.1	0.022	2	Ba	70	125	0
Pr	0.15	1.625	2.85	Pr	125	110	0
Pyr	3.875	3.875	4	Pyr	0	0	0

TABLE 1.4 – Valeur initiale (ini) et stationnaire (sta) du taux de cisaillement critique $\tau^{(0)}$, l'exposant des contraintes n, et la matrice d'écrouissage H (3 dernières colonnes). Les valeurs de τ et H sont données en MPa.

une géométrie "2D et demi". Sur chaque échantillon analysé on extrait la microstructure initiale par l'intermédiaire de l'image en orientation obtenue par l'analyseur automatique des textures avant l'essai, figure 1.23. Un ajustement des résolutions et un traitement est nécessaire pour obtenir une microstructure à la taille souhaitée (typiquement 2n×2p pixels), une orientation initiale uniforme dans chaque grain, et le traitement des joints de grains qui ne sont représentés dans le modèle que comme une transition entre deux

orientations différentes. Dans le modèle CraFT, l'utilisation des transformées de Fourier rapides implique des conditions aux limites périodiques, et une contrainte macroscopique moyenne est appliquée sur l'échantillon. Ces conditions sont donc différentes de celles imposées aux microstructures réelles lors de l'essai de fluage.
La figure 1.28 représente une comparaison entre le champ de déformation équivalente mesuré par corrélation d'images, et le champ de déformation équivalente simulé par le modèle, ainsi que le champ de contrainte simulé (après 0,85% de déformation macroscopique). Il est à noter que la résolution spatiale est bien meilleure avec le modèle que sur les

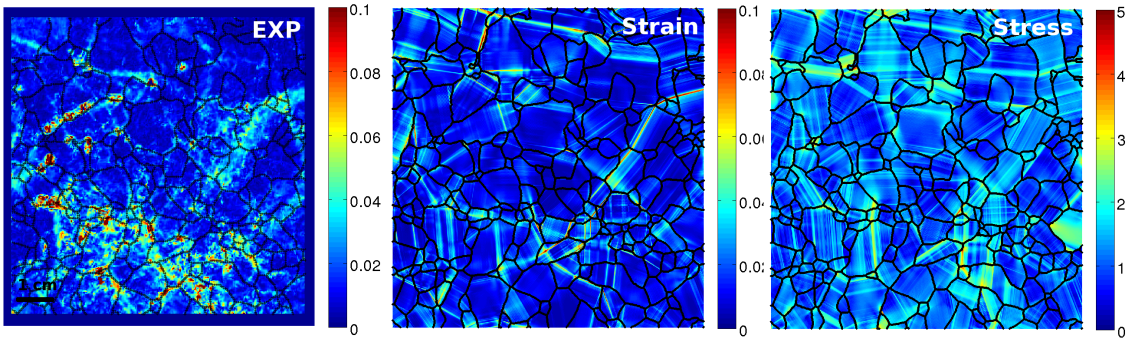

FIGURE 1.28 – Champ de déformation équivalente mesuré (gauche), simulé (centre) et champ de contrainte simulé (droite) pour environ 0.85% de déformation axiale. La résolution des mesures est d'environ 75×75pixels, celle de la simulation de 1024×1024pixels

résultats expérimentaux, ce qui conduit à une localisation plus importante de la déformation prédite. Les zones de localisation sont globalement bien reproduites, excepté près des bords où les conditions aux limites périodiques doivent influencer le comportement local. En particulier, la localisation de la déformation sous forme de bandes dont la dimension approche celle de l'échantillon apparaît dans la simulation, et à pu être caractérisée de la même manière que sur les résultats expérimentaux. Les zones de forte localisation se situent près des zones où la contrainte locale peut atteindre plus de cinq fois la contrainte macroscopique, et le modèle simule la même variabilité inter-granulaire de la déformation, sans corrélation entre orientation du grain et niveau de déformation, que celle mesurée expérimentalement (voir figure 1.23).
L'effet des conditions aux limites sur les champs de déformation a été évalué. En effet, la formulation du code CraFT telle que disponible au cours de ces travaux n'a pas permis de reproduire des conditions aux limites identiques à celles de l'expérience (la formulation n'est pas capable de gérer de forts contrastes de phase). Les tests effectués à la fin de la thèse de Fanny Grennerat ont utilisé des zones "tampon" avec une glace "plus dure" ou "moins dure" sur les bords et le dessus de l'échantillon, pour évaluer l'impact sur la forme et l'amplitude des champs de déformation obtenus, et sur la réponse macroscopiques. S'il apparaît clairement que les bandes de localisation restent identiques, les conditions aux

limites peuvent avoir une influence sur l'amplitude locale près des bords essentiellement. De plus, elles semblent jouer légèrement sur la forme de la réponse en fluage, mais cela reste à préciser.

Il est possible d'extraire des simulations les composantes locales des contraintes et des déformations et de regarder leur variations locales, en direction et amplitude. La figure 1.29 en montre un exemple, où l'on voit des variations brutales de l'orientation des contraintes locales essentiellement près des joints de grains. Ces résultats pourront être analysés en parallèle des mesures des champs locaux expérimentaux, et des observations EBSD, mais il s'agit de la suite de l'histoire...

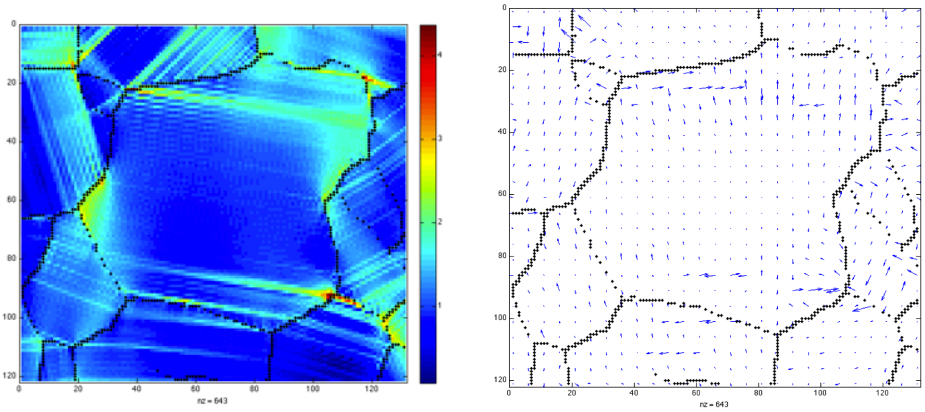

FIGURE 1.29 – Contrainte équivalente locale (gauche) et orientation de ce champ de contrainte (droite). Chaque flèche est la projection de la valeur propre principale dans une direction du vecteur propre du champ de contrainte.

A l'échelle de l'échantillon, l'évolution des déformations et des vitesses de déformation macroscopiques au cours du fluage transitoire est étonnamment bien représenté (figure 1.30), ce qui montre une certaine "robustesse" de l'ajustement des paramètres de la loi de comportement pour l'essai de fluage.
L'objectif de l'approche elasto-viscoplastique est de simuler des chargements complexes, tout en intégrant l'influence de champs de déformations et de contraintes non homogènes. Afin de vérifier les compétences du modèle dans ce domaine, et en particulier la validité de la loi de comportement, nous avons comparé les simulations à des essais de charge-décharge dans la configuration "2D". La figure 1.30 présente les courbes de fluage obtenues expérimentalement, et par la simulation CraFT. On remarque que la loi de comportement validée sur des essais sur des monocristaux et des polycristaux isotropes issus de la littérature est incapable de représenter la forte déformation de recrouvrance mesurée à la décharge, qui atteint ici plus de la moitié de la déformation atteinte à la charge et qui dépasse largement la déformation élastique (l'essai a été arrêté à 0,3%, bien avant la fin du

fluage transitoire). Une étude de sensibilité des paramètres de la loi de comportement a été initiée, mais n'a pas permis d'extraire un jeu de paramètres permettant de reproduire l'amplitude de cette recouvrance. Nous avons aussi vérifié que cette différence de réponse n'était pas liée à l'influence des conditions aux limites (sans pour autant reproduire les conditions expérimentales, comme expliqué plus haut). Cette recouvrance est associée à un écrouissage principalement cinématique lié à la forte anisotropie du cristal de glace et au rôle des joints de grains dans la mise en place des structures de dislocations (Duval et al., 1983). En particulier, on s'attend à ce que les champs de dislocations ainsi créés induisent de fortes contraintes internes locales qui agissent en sens inverse de la contrainte appliquée, et conduisent à ce recouvrement lorsque cette contrainte est réduite ou annulée. Si la loi de comportement introduite dans la formulation du modèle CraFT prend en compte un écrouissage cinématique local agissant sur les systèmes de glissement, la formulation du code ne permet pas de représenter des contraintes internes associées à la structure et au transport des dislocations. En effet, lorsque l'on enlève la charge, les contraintes locales simulées deviennent très faibles, et ne peuvent expliquer une déformation inverse d'amplitude telle que celle mesurée.
Une approche par la dynamique des champs de dislocations telles que celle utilisée dans le monocristal de glace au cours de la thèse de Juliette Chevy (Taupin et al., 2007; Chevy et al., 2010) seraient à même de reproduire ce type de comportement. L'intégration des lois qui la régissent dans le modèle CraFT est une des ambitions qui ont vu le jour à l'issue du projet ANR ELVIS.

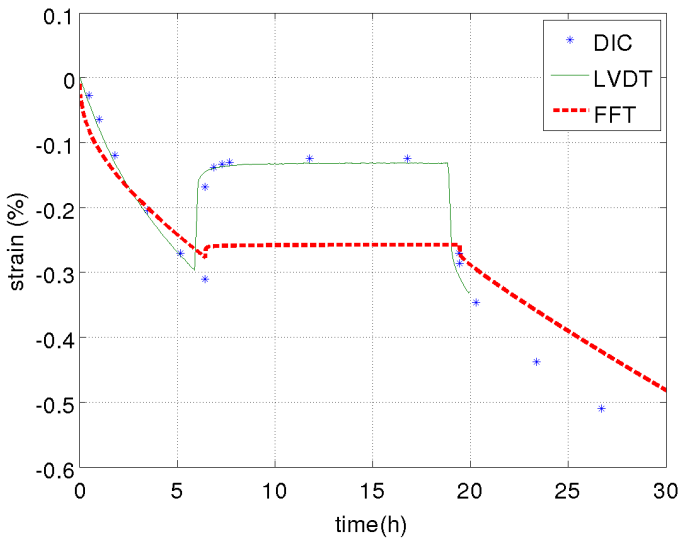

FIGURE 1.30 – Courbes de fluage pour un essai de charge - décharge sur une configuration expérimentale "2D". Comparaison entre les mesures (DIC et capteur LVDT) et les résultats de CraFT (FFT)

Chapitre 2

Formation et déformation de glaces "naturelles"

2.1 L'écoulement aux environs des forages profonds

Encadrement *: Stages IUT : (2008, 2009, 2010). Stage L1 (2011). Stage M1 (2010).*
Financements *: ANR NEEM-France (2008 - 2012, coordination V. Masson-Delmotte, LSCE). LEFE-EVE Talos Dome (2007-2009, coordination J. Chappellaz, LGGE).*

L'écoulement de la glace dans les zones des forages profonds est lié majoritairement à l'accumulation de couches de neige successives, à la pente de surface et à la topographie du socle rocheux. Au cours de cette déformation, la glace développe une anisotropie induite sous la forme de fabriques (orientations préférentielles des axes **c**) qui évolue au cours de la déformation et qui influence fortement l'écoulement des couches de glace. Ces fabriques sont aussi influencées par la "nature" des différentes couches glace, c'est à dire les conditions dans lesquelles elles se sont formées (température, teneur en poussières...). Ces différences initiales vont se traduire par des évolutions différentes des fabriques dans ces différentes couches de glace au cours de la déformation, et donc par des viscosités différentes en rapport à la sollicitation (Durand et al., 2007). De plus, les mécanismes de recristallisation dynamique qui se produisent au cours de la déformation influencent eux aussi l'évolution de la fabrique et de la taille des grains (de la Chapelle et al., 1998; Montagnat et al., 2009).
La connaissance précise de l'écoulement dans les zones de forage est indispensable dans les exercices qui visent à établir une chronologie de la carotte. En effet, cet exercice est basé sur l'estimation de l'amincissement des couches de glace, et donc sur l'estimation de la déformation cumulée (Parrenin et al., 2007a; Lemieux-Dudon et al., 2010; Buiron et al., 2011). Enfin, la modélisation des interactions entre climat et calottes polaires nécessite la prise en compte d'une rhéologie la plus juste possible. En effet, la qualité et la quantité des données disponibles pour caractériser la géométrie et le mouvement des calottes

polaires ayant fortement augmenté récemment, ceci a pour conséquence de repousser les limites de la représentation de l'état actuel de ces calottes (Gillet-Chaulet et al., 2011). Cependant, la rhéologie in-situ de la glace, qui détermine la vitesse à laquelle la glace s'écoule et répond à une sollicitation changeante reste mal contrainte, en raison, entre autre, du fait que les conditions "in-situ" ne sont pas reproductibles en laboratoire. Par exemple, Gillet-Chaulet et al. (2011) ont montré par l'inversion de données radars, qu'il était possible de remettre en cause la rhéologie classiquement utilisée qui est caractérisée par une loi de Glen avec un exposant des contraintes égale à 3. Ils définissent une valeur égale à 4,5, qui intègre toute la complexité des mécanismes d'évolution des fabriques et des viscosités sur la hauteur de la couche de glace. Au delà de la seule valeur de cet exposant des contraintes, la formulation de la loi rhéologique en elle-même peut être remise en cause, en particulier si l'on considère que le régime de déformation dans les conditions des calottes polaires s'apparente plus à un mécanisme transitoire en raison des très faibles vitesses et contraintes mises en jeu ($\dot{\varepsilon} \approx 10^{-12} s^{-1}$, $\sigma \leq 0,1 MPa$).
Dans le cas particulier de la transition glace posée / glace flottante à la périphérie des calottes, on a montré que la prise en compte de l'anisotropie permettait à elle seule de reproduire des facteurs amplificateurs cohérents pour expliquer les différences de vitesses d'écoulement de part et d'autre de la transition (Ma et al., 2010).
Dans ce cadre, mon travail consiste à mesurer et analyser l'évolution des fabriques le long des forages profonds, au regard des conditions d'écoulement propres à chaque forage. J'ai effectué ces mesures sur la totalité du forage de Talos Dome (Projet Franco-Italien, forage côtier Antarctique) (Montagnat et al., 2012), exemple que je vais présenter ici. Les mesures le long du forage de NEEM (projet Danois, ANR NEEM-France, forage Groenlandais) ont été effectuées sur le terrain et j'ai participé à la première partie de ces mesures en 2009, mais les résultats n'ont pas encore été exploités.

2.1.1 Evolution des fabriques et tailles de grains le long du forage de Talos Dome, Antarctique

Les fabriques et les tailles de grains ont été mesurées tous les 10 m environ, entre 18 et 1611 m de profondeur (le fond de la carotte). Les données d'orientation des axes **c** ont été mesurées par l'analyseur automatique de textures présenté dans le chapitre précédent. Cet analyseur permet d'obtenir une donnée d'orientation tous les 43 μm, et cela sur des lames minces qui font entre 10 et 12 cm de long, sur environ 8 cm de large (voir la figure 2.1). Les données d'orientation sont fournies sous la forme de deux angles pour chaque pixel, une co-latitude $\theta_k \in [0, \pi/2]$ et d'une longitude $\varphi_k \in [0, 2\pi]$ qui sont définis dans le repère de référence, $\boldsymbol{R}$, dont le troisième axe est perpendiculaire à la lame mince. L'axe **c** est ainsi défini par le vecteur $\mathbf{c}^k$ dont l'expression dans le repère de référence est ;

$$\mathbf{c}^k = (cos\varphi_k sin\theta_k, sin\varphi_k sin\theta_k, cos\theta_k) \tag{2.1}$$

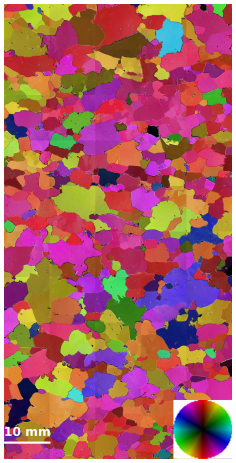

FIGURE 2.1 – Carte d'orientation des axes **c** sur une lame mince issue d'un échantillon prélevé à 630 m de profondeur le long du forage de Talos Dome.

Un paramètre "facteur de qualité", Q_k est défini pour chaque pixel en fonction de la fiabilité du résultat obtenu (Peternell et al., 2011) et permet d'éliminer les "mauvaises" orientations, et en particulier les données prises aux pixels des joints de grains.
En s'appuyant sur les travaux de Durand et al. (2006), on choisit de représenter les fabriques par le biais du tenseur d'orientation de second ordre $\mathbf{a}^{(2)}$ défini comme suit :

$$\mathbf{a}^{(2)} = (1/N_p) \sum_{k=1}^{N_p} \mathbf{c}^k \otimes \mathbf{c}^k \tag{2.2}$$

où $\mathbf{c}^k$ est donné par l'équation 2.1, et N_p est le nombre total de pixels sur lesquels les valeurs de $\mathbf{c}^k$ sont obtenues. Etant donné que les valeurs de $\mathbf{c}^k$ sont obtenues à l'échelle du pixel, la fraction volumique des grains est intégrée dans la définition de $\mathbf{a}^{(2)}$.

Par construction, $\mathbf{a}^{(2)}$ est symétrique, et l'on peut trouver un repère de référence, $\mathbf{R}^{sym}$ (ou repère principal), dans lequel $\mathbf{a}^{(2)}$ est diagonale. On note $a_i^{(2)}(i = 1, 2, 3)$ les valeurs propres correspondantes et $\mathbf{e}_i(i = 1, 2, 3)$ les vecteurs propres associés (les vecteurs de base de $\mathbf{R}^{sym}$). Les valeurs propres de $\mathbf{a}^{(2)}$ représentent alors la longueur des axes de l'ellipsoïde qui contient la distribution des orientations des grains d'un échantillon donné, et les vecteurs propres en donnent l'inclinaison.
Les valeurs propres $a_1^{(2)}$, $a_2^{(2)}$ et $a_3^{(2)}$ sont caractérisées par :

$$a_1^{(2)} + a_2^{(2)} + a_3^{(2)} = 1 \tag{2.3}$$

$$0 \leq a_3^{(2)} \leq a_2^{(2)} \leq a_1^{(2)} \leq 1 \tag{2.4}$$

Pour une fabrique isotrope, $a_1^{(2)} = a_2^{(2)} = a_3^{(2)} = 1/3$, et lorsque la fabrique est isotrope transversale, deux des valeurs propres sont égales :

$$\begin{array}{ll} a_2^{(2)} \approx a_3^{(2)} < 1/3 & \text{pour une fabrique à un maximum,} \\ a_1^{(2)} \approx a_2^{(2)} > 1/3 & \text{pour une fabrique en couronne} \end{array} \tag{2.5}$$

L'évolution des fabriques et des tailles de grains sont représentées sur la figure 2.2. Les données de tailles de grains sont obtenues par un traitement d'image qui permet l'extraction des contours à partir des changements de couleur sur l'image d'orientations. La surface des grains est mesurée en prenant la racine carrée du nombre de pixels inclus dans le grain, rapportée à une valeur en millimètre (1 pixel = 43 μm^2). L'écart type prend en compte la dispersion des valeurs autour de la valeur moyenne. Des analyses préliminaires de la distribution des tailles de grains ont été effectuées sur certaines profondeurs le long du forage, et on a remarqué une transition d'une distribution de type "lognormale" dans les premiers 1000 m de la carotte vers une évolution à deux maxima vers le fond de la carotte où des gros grains coexistent avec des petits grains. Ces observations sont en accord avec l'évolution de l'impact des mécanismes de recristallisation dynamique le long du forage, comme nous le verrons plus loin.

Fabriques, tailles de grains et climat

Qualitativement, l'évolution de la fabrique montre une évolution des axes **c** d'une distribution quasi isotrope vers une distribution à un simple maximum. Cette évolution est en accord avec un écoulement dominé par une compression uniaxiale comme attendu sous un dôme, et elle est qualitativement similaire à celle mesurée le long des forages d'EPICA Dome C en Antarctique (Wang et al., 2003; Durand et al., 2009), ou de GRIP au Groenland (Thorsteinsson et al., 1997) par exemple.
Cependant, comme nous le verrons par la suite, une compression uniaxiale seule ne permet pas d'expliquer une concentration aussi forte des textures dans le fond du forage. Une composante de cisaillement doit alors intervenir, ainsi que des variations dans la viscosité des couches de glace.
Les variations de la fabrique et de la taille des grains peuvent être analysées au regard de l'évolution du signal climatique. En particulier, la figure 2.3 montre l'évolution de la fabrique en parallèle de celle de l'isotope δO^{18} (un proxy de la température) (Stenni and co authors, 2011), et la variation des tailles de grains comparée à celle de la concentration en poussières (Delmonte et al., 2010). Je ne rentrerai pas ici dans les détails de cette comparaison, mais il est remarquable que les variations de pente de la fabrique, comme les variations d'évolution de la taille des grains sont quasi systématiquement associées à des modifications des conditions climatiques comme, par exemple, le changement de pente de l'évolution des fabriques vers 700 m qui correspond à l'entrée en glaciation. Le rôle des poussières sur l'évolution de la taille des grains est crucial car ces dernières piègent les joints de grains et ralentissent les processus de migration, que ceux-ci soient associés à un grossissement normal des grains (réduction de l'énergie de joint de grain) ou à des mécanismes de recristallisation dynamique continue (réduction de l'énergie de déformation). En influençant ces mécanismes, les poussières vont indirectement modifier la capacité des grains à accumuler de la déformation, en jouant sur les processus de

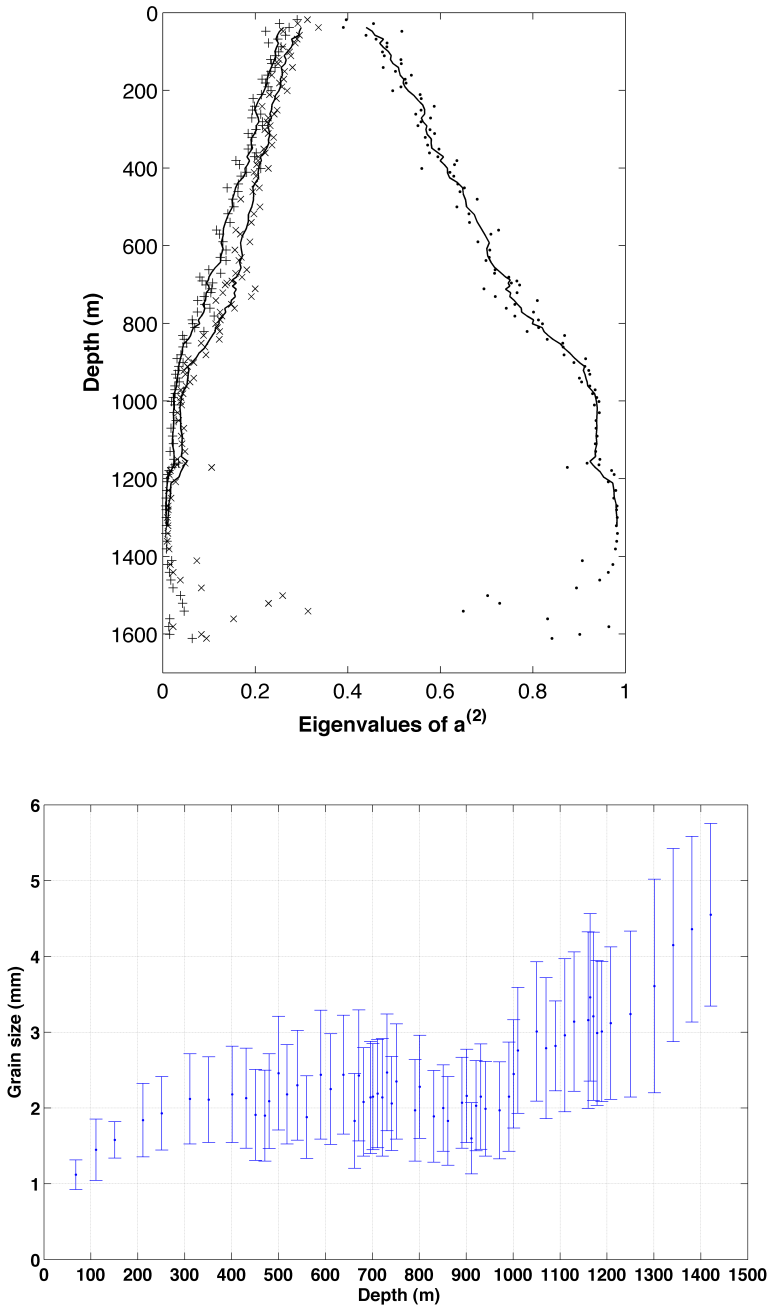

FIGURE 2.2 – Haut : évolution des valeurs propres du tenseur d'orientation $\mathbf{a}^{(2)}$ le long du forage de Talos Dome. Bas : évolution de la taille des grains, les barres d'erreurs représentent l'écart type des mesures.

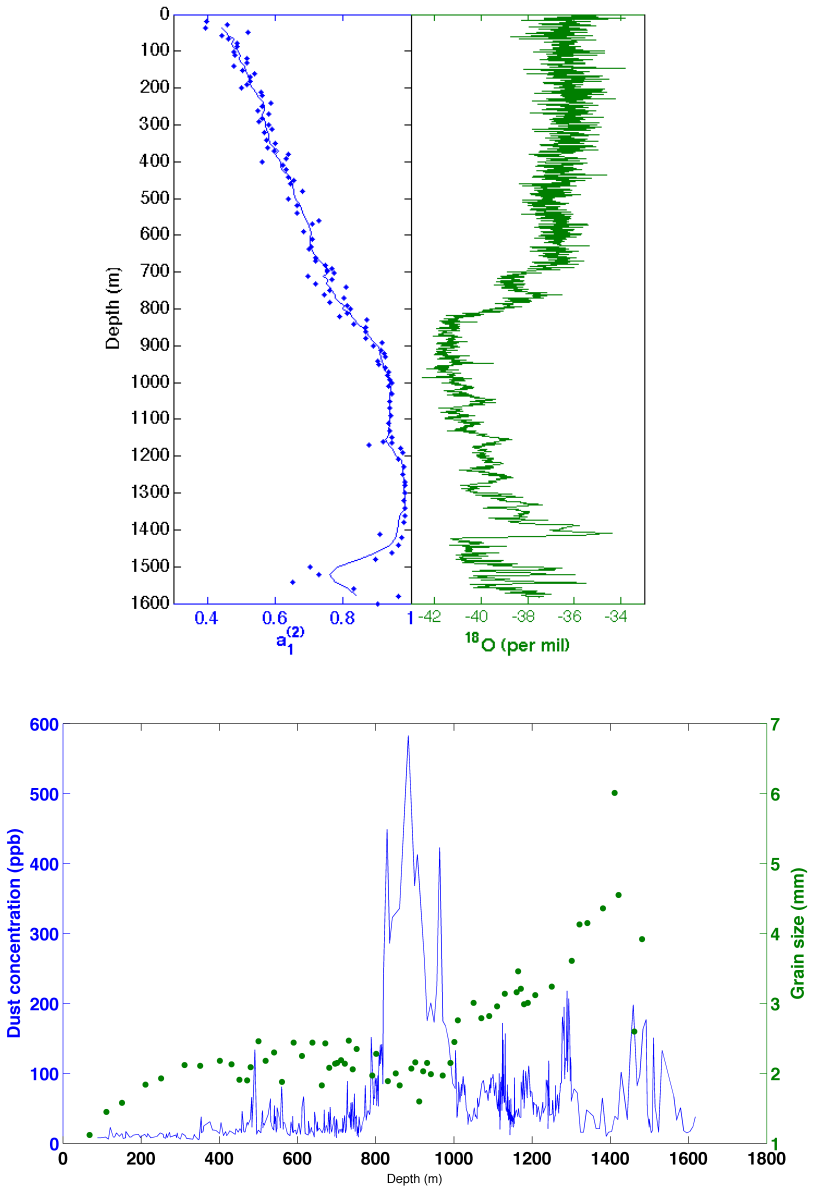

FIGURE 2.3 – Haut : évolution de la valeur propre $a_1^{(2)}$du tenseur d'orientation $\mathbf{a}^{(2)}$ et de l'isotope δO^{18} (un proxy de la température). Bas : évolution de la taille des grains et de la teneur en poussières. Données obtenues le long du forage de Talos Dome.

restauration, et donc la cinétique de concentration des fabriques. Etant donné que la fabrique influence elle-même la capacité d'une couche à se déformer, des modifications de fabriques entre couches vont induire des modifications de viscosités. Ainsi, une couche dont la fabrique est fortement concentrée autour de la verticale va se déformer plus facilement par un cisaillement dans les plans horizontaux, mais beaucoup plus difficilement par une compression verticale (Paterson, 1991; Gillet-Chaulet, 2006; Durand et al., 2007). On comprend alors qu'une interaction forte va se produire entre l'écoulement et l'évolution des fabriques, qui sont elles-mêmes influencées par le signal climatique. De plus, cet écoulement et ses irrégularités vont induire des irrégularités dans l'amincissement des couches de glace. Localiser et quantifier ces irrégularités est alors une information importante pour les modèles de datation, mais pour l'instant, aucune approche de modélisation de la datation le long des forages profonds n'utilise directement cette donnée.
Dans la section 2.1.2, je développerai cet aspect, via des outils de modélisation mais sans pour autant faire un lien direct avec les modèles de datation.

Recristallisation dynamique le long du forage

Les mécanismes de recristallisation dynamique qui se produisent le long des forages peuvent aussi fortement influencer l'évolution de la texture, et donc modifier la viscosité des différentes couches de glace (de la Chapelle et al., 1998; Montagnat et al., 2009). Les données de fabriques et de taille des grains peuvent donc mettre en évidence ces mécanismes de recristallisation le long des forages.
Le long du forage de Talos Dome, l'évolution de la taille moyenne des grains (figure 2.4) suit très bien, sur les 560 premiers mètres, l'équation du grossissement normal des grains proposé par Gow (1969), dont la force motrice est la diminution de l'énergie de joint de grains. Puis la taille moyenne des grains devient quasi constante entre 6000 et 30 000 ans (entre 350 et 950 m environ). Ce comportement est similaire à celui observé le long du forage de GRIP et de Byrd (Thorsteinsson et al., 1997; Alley et al., 1995) qui a été analysé et modélisé comme l'impact du mécanisme de recristallisation dynamique continue (ou par rotation) sur l'évolution de la taille moyenne des grains (de la Chapelle et al., 1998; Montagnat and Duval, 2000). Plus loin dans le forage, on peut remarquer que la valeur des fabriques mesurées à certaines profondeurs se distingue fortement de la tendance, et cela s'explique par l'apparition de quelques gros grains dont l'orientation est éloignée de l'orientation moyenne de l'échantillon (en particulier à 1171 m, figure 2.5). La même observation est faite à 1411 m de profondeur, et on peut imaginer que ces caractéristiques peuvent se retrouver localement à d'autres profondeurs que l'échantillonnage de nos données ne permet pas de localiser.
Seul la recristallisation dynamique discontinue (ou par migration) peut expliquer l'apparition de grains de forme et d'orientation cristalline radicalement différentes des grains qui les entourent. Ce mécanisme est activé lorsque les déformations accumulées sont fortes,

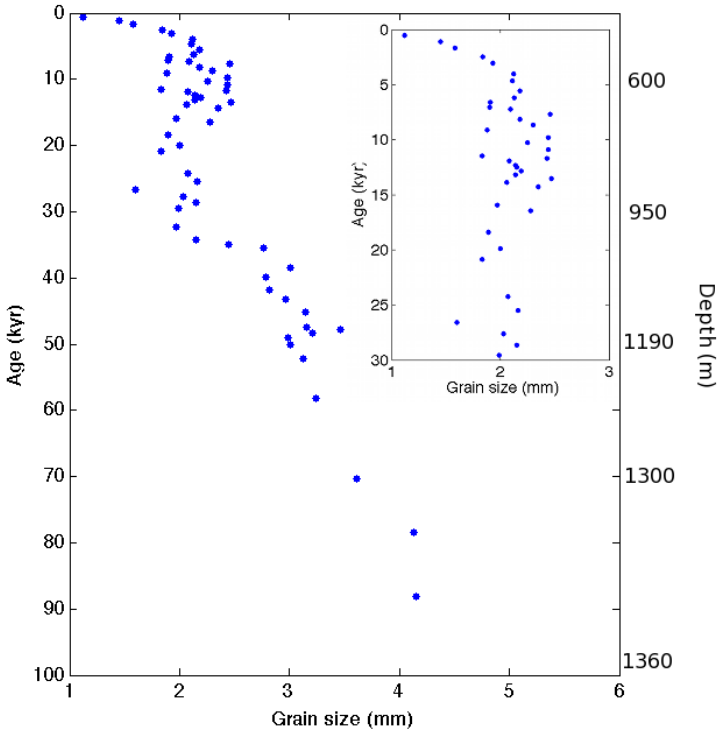

FIGURE 2.4 – Evolution de la taille des grains en fonction de l'âge de la glace, obtenu par la chronologie TALDICE-1 (Buiron et al., 2011).

et de façon globale, lorsque la température de la glace dépasse -10°C environ. Ces observations locales tendent à montrer que la déformation étant fortement hétérogène, il est possible de rencontrer des conditions qui favorisent une recristallisation dynamique discontinue à des profondeurs isolées, et cela même si la température est plus basse comme c'est le cas le long de ce forage (-40°C $<$ T $<$ -20°C).

Sur l'ensemble du forage, il apparaît que la recristallisation dynamique discontinue n'influence pas globalement les fabriques jusqu'à environ 1500 m de profondeur. En deçà de cette profondeur, la taille et l'orientation des grains changent brutalement. Une des explications est donnée par la configuration géologique de la zone de forage. Le site de forage se situe à quelques centaines de mètres du flanc d'un plateau abrupt (une "mesa"), et il est possible que les dernières couches de glace ne soient plus influencées par l'écoulement en amont du forage, mais suivent leur histoire propre le long de ces flancs. En particulier, une hypothèse émise serait que sous la zone de forage, la glace soit coincée dans une "trou" rocheux, au pieds du plateau, depuis plusieurs centaines de milliers d'années. Cette hypothèse de glace "morte" permettrait d'expliquer les tailles de grains anormalement grandes mesurées (D $>$ 20 cm) dans les 20 derniers mètres. Des analyses complémentaires sur différents signaux climatiques sont actuellement effectuées par différentes équipes pour apporter de nouvelles données permettant de confronter cette hypothèse.

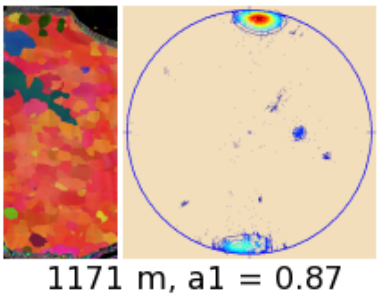

FIGURE 2.5 – Grains fortement recristallisés observés sur une lame mince prélevée à 1171 m de profondeur le long du forage de Talos Dome

Une fabrique anisotrope dans le névé

Les données de fabriques mesurées dans le névé, aussi haut qu'il était techniquement possible de le faire avec des échantillons non imprégnés (c.a.d. 18 m), ont révélé des fabriques non isotropes, comme cela a déjà été souligné par Durand et al. (2009) dans le névé du forage d'EPICA Dome C. La valeur 0,39 de la valeur propre $a_1^{(2)}$ du tenseur d'orientation mesurée à 18 m (0,40 à 28 m, 0,44 à 48 m) se démarque sans équivoque du 0,33 attendu pour une fabrique isotrope. A cette profondeur, la déformation en compression cumulée attendue est inférieure à 1% (d'après la fonction d'amincissement issue de la datation TALDICE-1), ce qui ne permet pas d'expliquer les fabriques mesurées. L'évolution des fabriques dans la phase de densification de la neige vers le névé puis la glace est donc à étudier au regard des mécanismes qui interviennent lors de cette densification (métamorphisme de la neige sous gradient de température, densification...). Nous n'apportons pas de réponse dans cette étude, mais ces mesures nous ont conduit à initier une étude pour une caractérisation plus fine de l'évolution de la fabrique dans la neige et le névé d'Antarctique et du Groenland, que je présenterai dans les perspectives.

2.1.2 Modélisation de l'évolution des fabriques, impact sur la validation de la chronologie TALDICE-1

Les modèles micro-macro à champs moyens ont été utilisés pour tenter de simuler l'évolution des fabriques le long des forages profonds (Castelnau et al. (1996, 1998); Montagnat (2001); Thorsteinsson (2002) par exemple). Ces approches considèrent un polycristal de glace soumis à une vitesse de déformation constante (conditions du fluage secondaire) qui est proche de celles mesurées dans les zones des forages profonds. Elles fournissent l'évolution des fabriques en fonction de la déformation en compression cumulée, pour des conditions initiales données. Bien évidemment, ces modèles ne sont pas capables de reproduire la complexité du chargement et des conditions aux limites rencontrées par la glace dans ces zones, mais ils intègrent une représentation détaillée du comportement mécanique de la glace, en considérant l'anisotropie viscoplastique du cristal, et l'évolution de

la fabrique à l'échelle du polycristal. Les modèles permettant de reproduire des chargements plus représentatifs sont basées sur des approches aux éléments finis qui permettent de résoudre les équations de Stokes de l'écoulement. Elles doivent en général introduire une loi de comportement de la glace simplifiée (linéaire, isotrope...), même si des avancées intéressantes ont été effectuées ces dernières années pour intégrer l'anisotropie évolutive, ou la non-linéarité du comportement (Gillet-Chaulet, 2006; Pettit et al., 2007; Seddik et al., 2008; Martín et al., 2009).

L'objectif de la modélisation micro-macro utilisée ici n'est donc pas d'apporter une représentation exacte de l'évolution des fabriques le long du forage, mais de mettre en évidence les zones où l'écoulement se distingue fortement d'une compression verticale à vitesse constante. Etant donnée que cette hypothèse est la base de la construction des modèles de datation (Ritz, 1988; Parrenin et al., 2001), il est intéressant de mettre en évidence les zones où des corrections devront être apportées aux modèles de datation.

L'hypothèse principale effectuée est donc que, dans le cas d'un forage sur un dome "idéal", la glace s'écoule en se déformant principalement par compression uniaxiale dans la direction verticale. La déformation en compression cumulée est donc directement liée à l'amincissement des couches par :

$$\bar{\varepsilon_c} = \frac{a}{a_0} - 1 \tag{2.6}$$

avec a l'épaisseur de la couche de valeur initiale a_0.

L'amincissement des couches de glace est estimée le long du forage pour établir la datation (qui dépend aussi de l'évolution de l'accumulation). Dans le cas du forage de Talos Dome, la datation TALDICE-1 proposée par Buiron et al. (2011) a été établie par une méthode inverse récente (Lemieux-Dudon et al., 2010) qui génère un compromis optimal entre un modèle d'écoulement simplifié 1D (qui fournit la fonction d'amincissement et l'accumulation) et des informations chronologiques issues de différents marqueurs d'âge (enregistrements climatologiques comme celui du méthane). De cette datation nous extrayons la fonction d'amincissement afin de remonter à la déformation en compression cumulée le long du forage.

Le modèle à champs moyens utilisé est basé sur l'approche VPSC (ViscoPlastic Self Consistent) qui considère chaque orientation du polycristal comme une phase qui se déforme dans un milieu homogène équivalent dont les propriétés sont les propriétés moyennes du polycristal. Chaque phase se déforme par l'activation des différents systèmes de glissement, en fonction de la contrainte résolue sur chaque système, et des contraintes de cisaillement critiques attribuées à chaque système. Dans le cas de la glace, le système basal est fortement activé, et les systèmes secondaires, nécessaires dans la formulation du modèles, ne sont que faiblement activés (voir Montagnat et al. (2012) pour plus de détails). Le comportement viscoplastique étant non linéaire (avec un exposant des contraintes égal à trois pour le polycristal de glace), il est nécessaire de le linéariser localement pour résoudre les équations d'interaction. Les différentes versions des modèles type "VPSC" se

distinguent essentiellement par les hypothèses effectuées pour cette linéarisation, depuis l'approche tangente utilisée par Castelnau et al. (1996, 1998), une approche intermédiaire entre une version tangente et sécante comme dans (Tomé, 1999; Montagnat, 2001) ou l'approche la plus aboutie, celle dite "second ordre" qui a été développée par Liu and Ponte Castañeda (2004). Cette dernière approche présente l'avantage de prendre en compte une représentation statistique des fluctuations des champs dans les phases en incorporant les seconds moments des tenseurs de contrainte et de vitesse de déformation dans le schéma de linéarisation. Ce faisant, elle permet de fournir la juste "dureté" de la réponse du matériau, en comparaison avec des approches à champs complets telles que les approches utilisants les transformées de Fourier rapides (FFT) décrites dans le chapitre précédent, et cela particulièrement pour les matériaux fortement non linéaires, ou fortement anisotropes comme la glace (Lebensohn et al., 2007).

Nous avons considéré un polycristal de 500 grains, qui se déforme par le glissement sur les systèmes basal, prismatique et pyramidal. La cission critique de référence sur le système basal (le système "facile") est prise 50 fois plus faible que celles des autres systèmes, en accord avec les travaux précédents (Castelnau et al., 1996; Montagnat, 2001). Les simulations sont effectuées pour une vitesse de déformation uniforme de 10^{-12} s^{-1}, qui est déduite des données d'accumulation issues de la chronologie TALDICE-1. Cette chronologie fournit, par le biais de la fonction d'amincissement, la déformation en compression cumulée (équation 2.6) qui est utilisée pour la comparaison entre les fabriques issues du modèle et les fabriques mesurées.

La figure 2.6 représente l'évolution des valeurs propres du tenseur d'orientation $\mathbf{a}^{(2)}$ en fonction de la compression cumulée le long du forage. Etant donné que la fabrique initiale mesurée dans le névé n'est pas isotrope, nous avons testé l'influence d'une variation autour de la valeur mesurée, de cette fabrique initiale. La comparaison entre les données et les simulations met en évidence des zones de fort décalage, même si la tendance globale est plutôt bien représentée. En particulier, on remarque que les fabriques sont sur-estimées à partir de la profondeur correspondant à environ 600 m (environ 6000 ans), ce qui correspond à la profondeur à partir de laquelle on a mis en évidence le rôle de la recristallisation dynamique continue sur l'évolution de la taille des grains. Comme nous l'avions modélisé dans (Montagnat and Duval, 2000), cette recristallisation est à l'origine d'une restauration qui relaxe les contraintes localement, et peut induire un ralentissement dans la formation des fabriques. Le fait que ce mécanisme ne soit pas inclus dans l'approche VPSC peut expliquer cette divergence.

Plus en profondeur, la concentration des fabriques mesurée dépasse celle estimée par le modèle, à partir de la zone où les mesures mettent en évidence le rôle d'une composante de cisaillement sur l'évolution des fabriques (voir section 2.1.1). L'approche de modélisation utilisée ne prend pas en compte la composante de cisaillement, et ne peut donc par reproduire ce renforcement rapide de l'anisotropie.

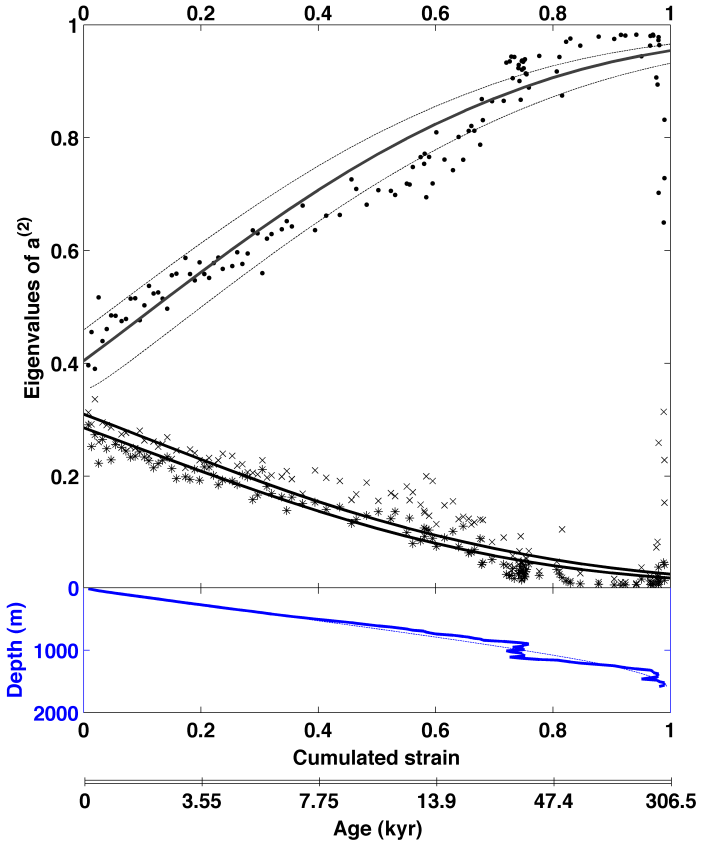

FIGURE 2.6 – Haut : évolution des valeurs propres du tenseur d'orientation $\mathbf{a}^{(2)}$ en fonction de la compression cumulée le long du forage. Valeurs mesurées (points, croix et plus), valeurs simulées par VPSC dans le cas d'une fabrique initiale égale à la valeur mesurée (ligne pleine) et avec une variation de cette fabrique initiale (pointillés). Bas : évolution de la compression cumulée avec la profondeur. Estimation à partir de la datation TALDICE-1 (ligne pleine), et d'un modèle non ajusté (pointillés). L'échelle d'âge est reportée sur l'axe du bas.

Cette comparaison entre les données expérimentales et simulées met donc clairement en évidence la limite de l'hypothèse du "dôme idéal" pour représenter l'écoulement le long du forage de Talos Dome, et montre les zones qui s'écartent le plus de cette hypothèse. Les résultats de la simulation ont ensuite été utilisés pour construire une fonction d'amincissement "idéale" qui serait obtenue dans le cas d'une déformation en compression uniaxiale à vitesse constante. La figure 2.7 montre les différences qu'il existe entre l'amincissement extrait de l'inversion des données de fabriques à travers le modèle VPSC (compression uniaxiale), et la courbe d'amincissement donnée par la datation TALDICE-1. Cette comparaison montre clairement qu'une approche de "dôme idéal" sous estimerait fortement l'amincissement dans la partie centrale de la carotte, et le sur-estimerait fortement dans le

fond, là où la composante de cisaillement agit sur la déformation. En effet, les variations de viscosité entre les différentes couches induisent une redistribution de l'accommodation de la déformation entre les couches. Une couche de fabrique fortement concentrée sera plus dure à comprimer et moins amincie qu'une couche plus isotrope. La compression sera donc transférée sur ces couches moins anisotropes, où l'amincissement pourra donc être plus important. Les ajustements effectués sur la fonction d'amincissement grâce à la méthode inverse de datation (Lemieux-Dudon et al., 2010; Buiron et al., 2011) permettent donc de reproduire correctement les irrégularités de comportement des différentes couches, que l'on met en évidence via la mesure des fabriques le long du forage. Cette approche ouvre donc la possibilité d'inclure la donnée de fabrique dans la méthode d'inversion utilisée pour la datation, et cela devra se faire par le biais de modèles micro-mécaniques qui devront, pour cette application, être capable de reproduire le plus fidèlement possible l'histoire de déformation le long d'un forage ET une rhéologie réaliste du matériau glace. Comme je l'expliciterai dans les perspectives, on se tournera alors vers le modèle aux éléments finis ELMER-Ice pour lequel une rhéologie anisotrope non-linéaire sera adaptée.

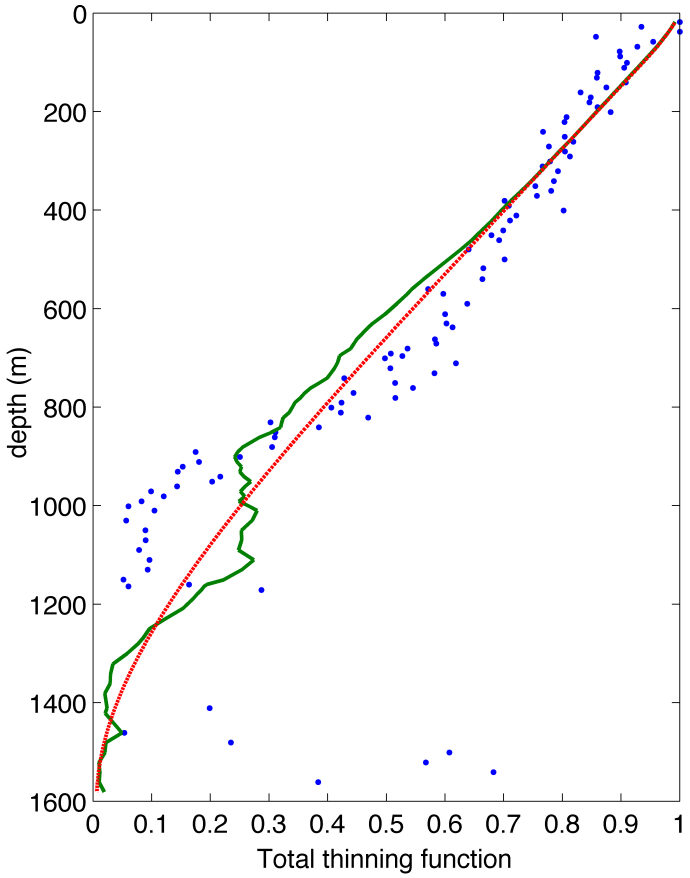

FIGURE 2.7 – Evolution de la fonction d'amincissement en fonction de la profondeur. Points : fonction simulée par l'inversion des sorties du code VPSC en utilisant les données expérimentales $a_1^{(2)}$ en entrée. Line verte : fonction d'amincissement issue de la chronologie TALDICE-1. Pointillés rouges : celle obtenue par la méthode directe de Parrenin et al. (2007b) qui considère un "dôme idéal".

2.2 Itinéraire scientifique au coeur des cascades de glace

Encadrement *: Deux stages ingénieurs de 7 mois en année de césure, Benjamin Cinquin-Lapierre (2007-2008) et Pierre-Alexandre Labory (2008-2009). Participation à la fin de thèse de Francis Gauthier, Université de Laval, Québec (2011-2012).*
Financement *: Fondation Petzl*

Ce projet, qui s'effectue dans le cadre d'un financement par la Fondation PETZL (2006-2012), avait pour objectif d'apporter des connaissances fondamentales sur la formation et l'évolution de la glace des cascades de glace. Ce projet est une collaboration pluridisciplinaire très intéressante qui a ouvert les portes d'un partenariat nouveau avec une fondation d'entreprise. Il a de plus permis d'initier un partenariat avec l'entreprise PETZL par l'intermédiaire d'un stage commun entre l'entreprise et le LGGE (été 2008) au cours duquel nous avons développé un prototype de carottier portatif. Les travaux effectués dans le cadre de ce projet ont été largement diffusés dans les média (radio nationale, télévision locale, presse nationale et locale, presse spécialisée, presse scientifique...) et sous forme de communications "grand public", entre autre grâce à un film documentaire construit autour du projet. La restructuration de la formation des guides de haute montagne (Ecole Nationale de Ski et d'Alpinisme) a permis d'intégrer un cours présentant les résultats scientifiques obtenus, depuis cette année (2012). Cette formation a été initiée par une présentation du projet devant les formateurs de l'ENSA en décembre 2009.
Les campagnes de terrain de la première phase de l'étude ont été menées au cours des hivers 2006-2007 à 2009-2010 essentiellement sur un site pilote, le bassin du glacier d'Argentière dans la vallée de Chamonix ainsi que sur quelques cascades isolées. La deuxième phase a démarré cet hiver 2011-2012 sur une cascade de plus basse altitude à Samoëns.
Les premières études se sont concentrées sur un type de cascade, appelé "free-standing", dont la configuration permet de supposer une forte sensibilité aux contraintes d'origine thermique. La figure 2.8 représente 3 types de cascades fortement verticales sur lesquelles la pratique requiert un haut niveau, et sur lesquelles les accidents impliquent fréquemment des glaciéristes aguerris. Différents dispositifs ont été mis au point et adaptés afin de suivre la formation et l'évolution des cascades, tant au niveau microstructural et local (analyse de la microstructure de la glace, mesures locales de pression...) qu'au niveau global (analyse d'images de toute la structure).
La figure 2.9 représente l'évolution de la surface de la cascade "Shiva Lingam" d'Argentière associée à l'évolution des températures au cours de la saison 2008-2009. Un proxy de la surface de la cascade a été évalué à partir de photos prises automatiquement tout au long de la saison, à raison de 5 photos par jours. Pour cela, la surface de glace visible, en pixels, est estimée sur une photo par jour, entre deux zones fixes représentées par les lignes rouges sur la figure 2.9. Ces analyses ont permis de proposer un scénario thermody-

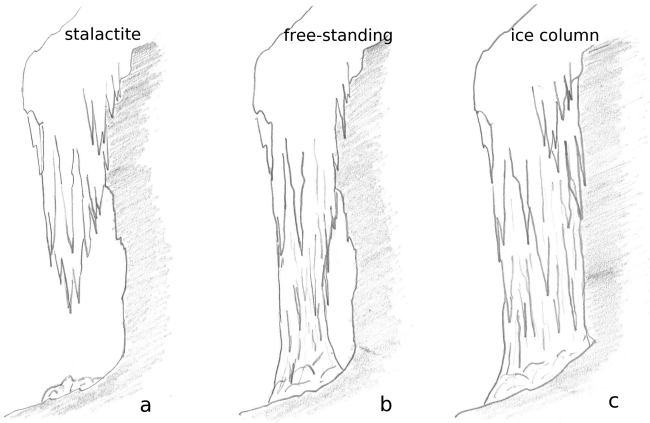

FIGURE 2.8 – Schéma représentant 3 cascades verticales "type", (a) une stalactite, (b) un free-standing, (c) une colonne.

namique d'évolution basé sur l'évolution du cumul des températures qui reproduit bien les données (Montagnat et al., 2010). Ce scénario intègre les propriétés isolantes de la glace, en considérant, en première approximation, un écoulement d'eau au centre d'un tube de glace.

Si la thermodynamique contrôle la formation de ces structures verticales, leur disparition a lieu au contraire de manière généralement brutale, par un effondrement déclenché par la propagation d'une fissure sommitale (voir figure 2.9 pour un exemple). Nous avons mis en évidence le rôle des variation brutales de température sur les contraintes d'origine thermiques par des mesures de pression effectuées grâce à la mise en place d'un capteur de pression conçu pour l'étude, dans la partie basse de deux cascades types "free-standing", couplées à une analyse des fluctuations de températures. Un refroidissement brutal se traduit par une augmentation de la pression localement dans la cascade (figure 2.10) et peut potentiellement être critique vis à vis de la stabilité mécanique de ces structures (Weiss et al., 2011). Pour illustration, on a positionné sur la figure 2.9 l'apparition d'une fissure observée sur les photos. Cette fissure se forme suite à un refroidissement brutal (environ -10°C en une nuit), elle se propage en quelques jours jusqu'à la rupture totale de la structure. Les mesures et observations sont en accord avec les calculs de contraintes thermiques associées aux variations brutales de température mesurées lors de plusieurs évènements de ruptures observés grâce au suivi photographique.

Cette information est essentielle pour les pratiquants d'escalade sur glace, car elle va à l'encontre des idées préconçues qui consistent à considérer les températures froides comme favorables à la pratique. Ces résultats ont été discutés avec les formateurs de l'ENSA et ont fait l'objet de plusieurs publications et présentations "grand public" dans l'objectif de les diffuser et de participer à une meilleure estimation des conditions de sécurité (Revue des Guide 2011, Vertical 2011, Montagne Magasine 12-2011..., France Culture, France Info, France 3 Rhône Alpes, ..., Ice Climbing Event 2008 - 2009).

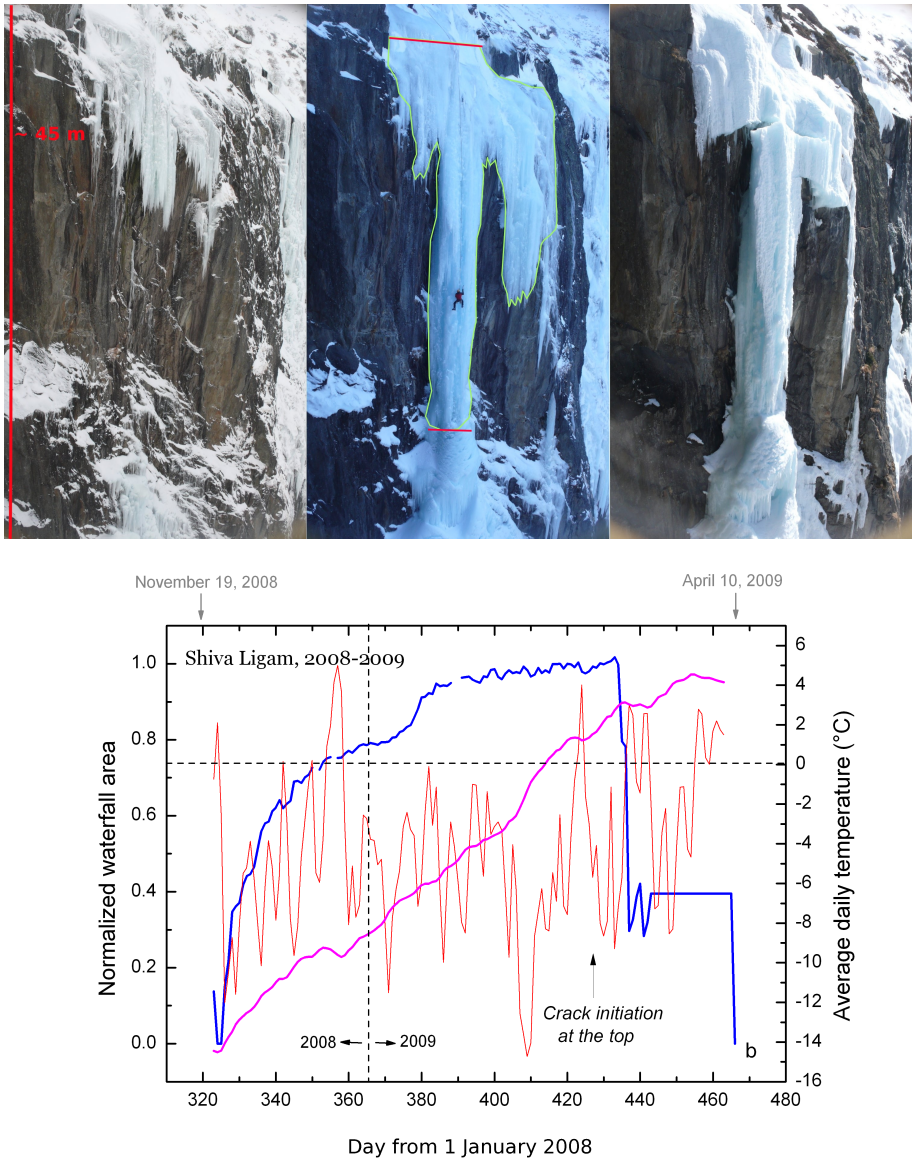

FIGURE 2.9 – Haut : photos de la cascade "Shiva Lingam", rive droite du glacier d'Argentière, Chamonix. De gauche à droite : 24 Novembre 2008, 10 Janvier 2009, 9 Mars 2009. Bas : évolution de la surface normalisée de cette même cascade (courbe bleue), mesurée entre les lignes rouges fixes et selon le contour vert tout au long de la saison. Confrontation au "potentiel de gel" (courbe rose) qui est la somme des températures moyennes journalières (courbe rouge) tout au long de la saison.

Enfin, nous avons effectué une étude des microstructures et de leur évolution sur des échantillons prélevés sur des stalactites individuelles ou par carottages de 60 cm de profondeur tout au long des saisons d'étude (figure 2.11). Ces observations ont permis d'émettre des scénarios de formation de ces cascades verticales, de vérifier le rôle des variations de température sur la nature de la glace, en rapport avec les observations empiriques des glaciéristes (une glace "blanche" a piégé de nombreuses bulles en raison d'une formation

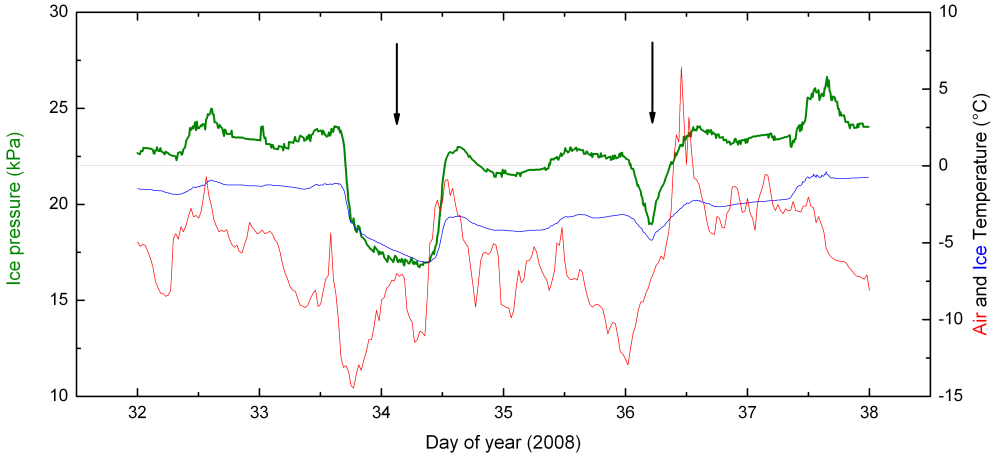

FIGURE 2.10 – Evolution de la pression (courbe verte) mesurée dans la partie basse de la cascade "Nuit Blanche" au cours de deux épisodes de refroidissement brutal. Les températures de l'air (courbe rouge) sont issues d'une station météorologique positionnée sur le glacier d'Argentière, en amont de la cascade, et ont été corrigées de la différence d'altitude. Les températures de la glace (courbe noire) sont mesurées par le capteur de pression.

rapide, une glace "noire" est constituée de gros grains colonnaires, sans bulles, une glace "blanche" résistera mieux à la propagation de fissures, ...). Ce projet se prolongera jusqu'à la fin de l'hiver 2013 grâce au financement de la fondation PETZL, dans l'objectif d'étendre les observations et les modèles mécaniques à des conditions drastiquement différentes que sont les cascades de basse altitude (plus instables car plus facilement soumises à des conditions météorologiques changeantes) et les cascades qui se forment dans des conditions de froid extrême que l'on ne rencontre pas en France. Pour ce cas, nous avons établi une collaboration avec Erin Pettit de l'Université de Fairbank en Alaska qui a d'ors et déjà installé des appareils photos automatiques sur une des cascades d'étude.
En parallèle, nous participons au projet de thèse de Francis Gauthier, Université de Laval au Québec, sur la prévision des risques liés aux chutes de glace sur les infrastructures routières. Francis Gauthier est au LGGE pour 6 mois, afin d'améliorer la prise en compte des paramètres mécaniques dans les modèles de prévision.

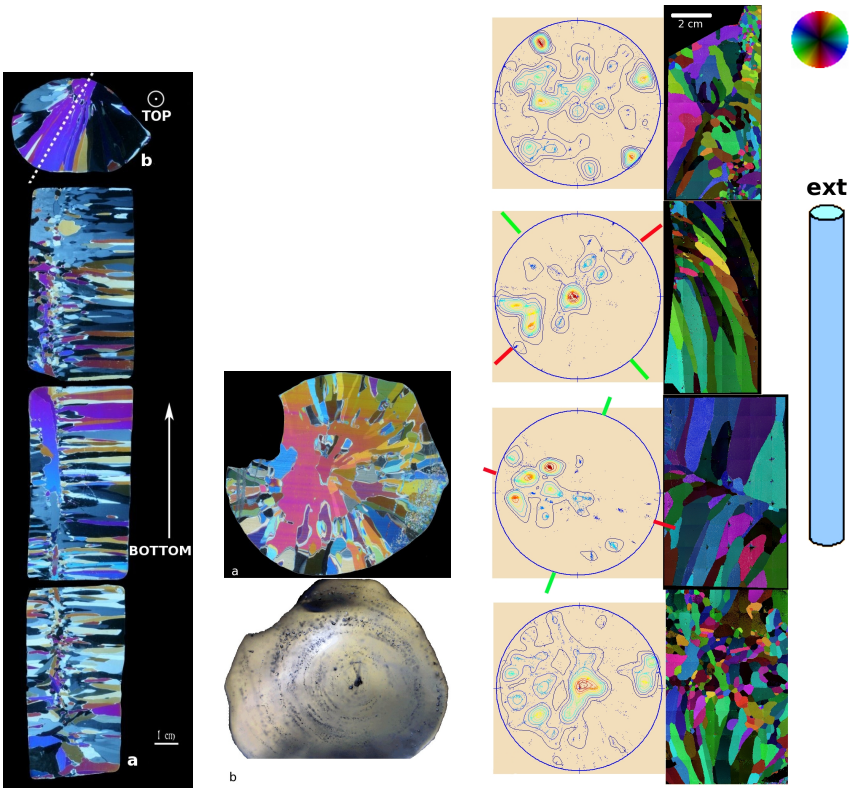

FIGURE 2.11 – Gauche : microstructures d'une stalactite prélevée dans la cascade "Nuit Blanche", rive gauche du glacier d'Argentière, Chamonix, observée sous lumière polarisée. Centre : section d'une stalactite de glace observée sous lumière polarisée et en lumière naturelle pour visualiser le lien entre la petite taille de grains et la densité de bulles piégées. Droite : Orientation des axes **c** (figures de pole et code couleur) le long d'une carotte extraite de la cascade "Nuit Blanche". La ligne verte indique l'orientation principale des colonnes, la ligne rouge indique le plan dans lequel les axes **c** s'alignent préférentiellement.

Chapitre 3

Perspectives

3.1 Caractérisation et modélisation des mécanismes de recristallisation dynamique

Collaborations : *A. Tommasi et D. Mainprice (Géoscience Montpellier), T. Richeton et C. Fressengeas (LEM3), R. Logé (CEMEF), S. Piazolo (Macquarie Univ. Australia), J. Weiss (LGGE)*
Groupement de Recherche "Recristallisation"

Les travaux présentés au chapitre 1 ont mis en évidence une forte hétérogénéité de la déformation, depuis l'échelle des dislocations dans le monocristal à celle des interactions inter-granulaires dans le polycristal de glace. De plus, ces travaux ont montré que la glace peut être avantageusement étudiée et modélisée comme un matériau "modèle" pour les matériaux anisotropes en raison de ses propriétés extrêmes, et de la facilité à mettre en place les outils de caractérisation.
Les mécanismes de recristallisation dynamique ont longtemps été étudiés dans la glace, essentiellement pour comprendre les processus ayant lieu dans les calottes polaires et plus particulièrement le long des forages profonds. Cependant, comme le montrent certaines études plus récentes (Duval et al., 2010, 2012), l'étude des mécanismes à l'origine de la recristallisation dynamique dans la glace peut apporter des réponses sur la compréhension de la germination et de la migration des joints de grains associées pour les matériaux en général.

Etude expérimentale de la recristallisation dynamique dans la glace
Nous avons montré (section 1.3), que la déformation dans le polycristal de glace était fortement hétérogène et caractérisée par le rôle important des relations inter-granulaires, et des contraintes internes induites par les champs de dislocations. Ces fortes hétérogénéités qui se développent au cours du fluage transitoire sont les précurseurs de la germination et de la migration des joints de grains associées à la recristallisation dynamique au cours

du fluage tertiaire.
Nous avons montré aussi (Duval et al., 2012) que les contraintes internes associées aux champs de dislocations, permettaient de réduire notablement la barrière énergétique à franchir pour initier la germination, et voir même de l'éliminer. Cette germination pourrait alors se produire de manière instantanée dans les zones d'empilement de dislocations géométriquement nécessaires. De même, les observations locales des joints de grains à la fin d'un essai de fluage transitoire montrent des irrégularités sous forme de "dentelures" ("serration" en anglais), qui semblent refléter l'hétérogénéité locale du champ de dislocations, et donc de la localisation des forces motrices responsables de la migration des joints de grains. La recristallisation dynamique pourrait alors s'envisager comme une transition de phase critique, comme c'est le cas pour la transformation martensitique (Vives et al., 1994, 1995, 2009), et non pas comme un processus continu comme souvent modélisé (Humphreys and Hatherly, 1996; Humphreys, 2004). Dans le cas de la transformation martensitique, Vives et al. (1994) a mis en évidence un comportement en loi puissance par le biais de mesures par émissions acoustiques. Il explique ce comportement par le fait que la germination de domaines de la phase "basse température" modifie le champ élastique du système et induit une série d'avalanches entre des états métastables. Ce mouvement génère alors des ondes ultrasonores par la modification du champ élastique à longue distance.
Au cours de la recristallisation dynamique, la germination va elle aussi fortement modifier le champ de contrainte interne. Wroblewski (2002) a observé, par le biais de mesures de diffraction X "3D" in-situ, un comportement de germination stochastique, qu'il décrit par un modèle de critiqualité auto-organisée. Ce type de modèle décrit des systèmes dissipatifs hors équilibre qui n'ont pas de longueur interne intrinsèque, comme c'est le cas des tas de sable dans lesquels une avalanche de grains de sable va induire une redistribution des pentes dans l'environnement proche et conduire à de nouvelles avalanches. Comme le propose Wroblewski (2002), on peut imaginer que la germination et la migration locale des joints de grains au cours de la recristallisation dynamique va induire une redistribution des contraintes internes, et donc favoriser l'apparition d'autres germes dans des zones voisines.
J'envisage d'effectuer une série d'expériences de fluage sur de la glace granulaire au cours desquelles nous mesurerons les émissions acoustiques jusqu'au fluage tertiaire et l'initiation de la recristallisation. Ces mesures seront effectuées et analysées en collaboration avec Jérôme Weiss qui est le pionnier des mesures d'émission acoustique dans la glace, et, si possible, dans le cadre du projet ANR blanc "DREAM" qui vient d'être déposé (Dynamic REcrystallization of Anisotropic Materials).
Ce projet ANR que je coordonne a été déposé à la suite des rencontres menées dans le cadre du GDR "Recristallisation" depuis début 2011. Ces rencontres ont montré que beaucoup de questions restaient ouvertes en ce qui concerne les mécanismes de base de la

recristallisation dynamique (germination, migration des joints de grains) et que la glace pouvait, là encore, être un matériau intéressant pour caractériser l'état déformé, et en particulier les hétérogénéités de déformation précurseurs de la recristallisation dynamique.
Dans le cadre de ce projet ANR DREAM nous proposons d'utiliser des outils de caractérisation tels que la DIC et l'EBSD (in-situ et post-mortem) pour approfondir les liens entre champ de déformation local (à l'échelle du grain) et champs de dislocations associés, sur des matériaux anisotropes modèles, dont la glace. Un partenariat a été d'ors et déjà mis en place entre le LGGE et le laboratoire Géosciences Montpellier pour l'utilisation de leur MEB "Micro Probe" grâce à l'installation d'une cellule de froid adaptée (financée par L'Université Joseph Fourier, pour le LGGE). L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur des multi-cristaux "modèles" de glace seront utilisés pour valider une approche de modélisation de la germination par le biais de la dynamique des champs de dislocations (FDM), en collaboration avec le laboratoire LEM3 de Metz. Cet aspect est décrit dans la partie suivante.
Si la germination au cours de la recristallisation dynamique est au centre de projet ANR DREAM, c'est aussi en raison de son rôle probable sur le développement des textures dans les matériaux anisotropes tels que la glace ou l'olivine. Dans ces matériaux, les observations ont montré que les textures de recristallisation dynamique étaient totalement différentes de celles issues de la déformation. S'il semble relativement évident que ces textures minimisent le champ de contrainte à longue distance dans le polycristal, nous ne connaissons pas leur origine, en particulier sont-elles induites par l'orientation des germes, ou par une croissance préférentielle de certaines orientations ? Ce type de textures de recristallisation n'est que rarement reportée dans les métaux (McDonald et al., 2005; Larsen et al., 2005). L'anisotropie viscoplastique du matériau doit donc jouer un rôle sur ce comportement.
Pour étudier l'orientation des germes au plus tôt de leur formation, des mesures in-situ par diffraction des neutrons ont été effectuées récemment par l'équipe de Sandra Piazolo à l'Australian Nuclear Science and Technology Organisation. En collaboration avec cette équipe, nous complèterons/validerons ces mesures in-situ qui sont fortement limitées par les conditions expérimentales (gammes de vitesses de déformation, stabilité de la charge...) par des analyses post-mortem par diffraction des neutrons à l'ILL sur des échantillons déformés à différents niveau de fluage tertiaire afin de suivre l'évolution des textures issues de la recristallisation dynamique.

Modèlisation à champs complets et par la dynamique des champs de dislocations

Comme l'ont montré nos travaux précédents, le rôle des champs de dislocations associées aux contraintes internes dans le mono et le polycristal de glace est primordial pour comprendre les champs de déformation locaux et macroscopiques. En effet, nous avons

montré que l'approche à champs complets elastoviscoplastique CraFT ne représente pas correctement les mécanismes de déformation transitoire, en particulier à la décharge, car les contraintes internes et les incompatibilités de déformation aux joints de grains ne sont pas correctement prises en compte, et cela même lorsque la loi de comportement a été validée sur des essais de la littérature. Si cette loi permet de reproduire dans certains cas la cinétique de la déformation en fluage transitoire, c'est grâce à un ajustement des contributions de la déformation élastique et viscoplastique sur les différents systèmes de glissement (et leur évolution au cours de l'essai) qui n'est plus adapté lorsque, au cours de la décharge, la contrainte interne vient dépasser la contrainte résiduelle et engendrer une forte déformation inverse.

Seules des approches intégrant la dynamique des champs de dislocations peuvent espérer prendre en compte, et représenter, ce type de comportement (Fressengeas, 2010). Comme nous l'avons vu précédemment, ces approches ont été utilisées pour des applications au monocristal de glace, et elles représentent bien, localement, le rôle du champ de contraintes internes sur l'activation des systèmes de glissement, sur les effets de taille, et enfin sur la signature "fractale" du champ des dislocations.

Dans le cadre de la modélisation à l'aide du code CraFT, la première étape consisterait à prendre en compte les incompatibilités de déformation générées au niveau des transitions entre grains pour les traduire en terme de contraintes internes (car la notion de champ de dislocations n'existe pas en tant que telle dans la formulation CraFT). Celles-ci pourraient ensuite être prises en compte dans la formulation des contraintes locales, puis dans la loi d'écoulement sur chaque système de glissement via un paramètre d'écrouissage cinématique. Une telle formulation a été envisagée à la fin de la thèse de Fanny Grennerat, et est actuellement discutée comme suite au projet ANR ELVIS.

L'étape ultime sera d'éffectuer un couplage entre l'approche FDM et l'outil de résolution par FFT développé pour le modèle CraFT. Des discussions sont en cours entre le LEM3 et le LMA pour envisager ce couplage et résoudre les problèmes techniques associés. Etant donné que le code CraFT n'intègre pas les mécanismes de recristallisation, cette évolution permettra essentiellement de bien prendre en compte et représenter les hétérogénéités de contrainte et de déformation au cours du fluage transitoire, ainsi que dans les conditions de chargement complexe.

En ce qui concerne les mécanismes de recristallisation dynamique au sein du polycristal, les outils de modélisation de la dynamique des champs de dislocations par éléments finis (FDM) sont adaptés pour prédire les zones de localisation, mais il est indispensable de traiter le rôle des interfaces dans la distribution des champs de déformation. Richeton et al. (2011) et Puri et al. (2011) ont montré qu'un traitement correct de ces interfaces dans des modèles continus pouvaient avoir un rôle important sur l'effet de taille, et que la prise en compte d'une discontinuité à l'interface pouvait à elle-seule provoquer l'existence d'un écrouissage directionnel important.

Dans ce contexte, la glace apparaît encore une fois comme le matériau modèle idéal pour valider, expérimentalement, les hypothèses formulées dans les modèles de champs de dislocations avec interface. Nous pouvons en effet facilement fabriquer des microstructures à géométries contrôlées, et caractériser les hétérogénéités de déformation par DIC, et les distorsions cristallines associées par EBSD. Ce volet est une partie importante du projet ANR DREAM qui vient d'être déposé. Il permettra d'associer une approche expérimentale adaptée au développement des outils de modélisation par la dynamique des champs de dislocations avec, pour objectif, la prédiction de cartes de contraintes internes, de densités de dislocations géométriquement nécessaires et d'incompatibilités de réseau qui serviront de critères de germination et de migration locale des joints de grains. La question fondamentale du rôle du champ de contraintes internes via l'auto-organisation des microstructures de dislocations, sur la germination de nouveaux grains puis sur le développement des textures de recristallisation sera au centre de ce projet.

3.2 Glace et neige naturelles ; caractérisation et rôle de l'anisotropie induite évolutive

Collaborations : *M. Schneebeli (SLF Davos), F. Gillet-Chaulet, P. Martinerie, L. Arnaud (LGGE)*

Rhéologie et anisotropie des glaces des calottes polaires

Comme nous l'avons vu lors de l'analyse de l'évolution des fabriques le long du forage profond de Talos Dome, l'évolution de la fabrique au cours de la déformation est induite par la composante principale de la déformation, et est fortement influencée par les modifications des conditions d'écoulement, et de la viscosité des couches de glace successives. Ces hétérogénéités ont un impact non négligeable sur la rhéologie de la glace dans ces conditions extrêmes, et, à l'échelle du forage profond, sur l'amincissement des couches de glace et donc sur la datation des forages. Les données de fabrique peuvent être envisagées comme un paramètre supplémentaire permettant de contraindre les modèles de datation, en permettant un ajustement plus précis de la fonction d'amincissement, indépendamment de l'ajustement de l'accumulation. Dans la configuration actuelle, les deux paramètres sont ajustés simultanément par l'intermédiaire d'une approche inverse qui utilise des données climatiques telles que le signal méthane comme "points de calage" (Lemieux-Dudon et al., 2010; Buiron et al., 2011).

L'approche que j'ai utilisée récemment repose sur une inversion des données de fabriques à partir d'un modèle simplifié d'évolution des fabriques, qui reproduit uniquement une compression uniaxiale. L'objectif des travaux à mener dans ce domaine est donc de traiter les données de fabriques via une modélisation plus réaliste de l'écoulement dans les zones de forages, telle que celle utilisée par Gillet-Chaulet et al. (2006). Cette approche

a récemment été appliquée à la modélisation de l'écoulement en 3D autour du forage de NEEM dans le cadre de l'ANR NEEM-France (Ma et al., 2010). Ce projet pourra être mené à bien en collaboration avec Fabien Gillet-Chaulet qui a intégré l'équipe EDGe du LGGE début octobre 2011 en tant que CR2, et qui s'intéresse à la prise en compte de l'anisotropie induite évolutive le long des forages profonds dans une modélisation par éléments finis utilisant le code ELMER-Ice.
Se pose aussi la question fondamentale du type de rhéologie à prendre en compte pour représenter la déformation des glaciers et des calottes polaires dans les conditions extrêmes de vitesse de déformation et de contrainte. En effet, la cinétique relative des mécanismes de déformation plastique liés au mouvement des dislocations, par rapport à celle des processus de recristallisation dynamique (continue dans la plus grande partie des zones de carottage) nous invite à croire que la déformation dans ces conditions se situe majoritairement dans un régime transitoire. La rhéologie prise en compte dans tous les modèles d'écoulement des calottes polaires à grande échelle considère la loi de Glen qui relie la vitesse de déformation à la contrainte et qui n'est valable qu'en régime "permanent". Si des résultats récents (Gillet-Chaulet et al., 2011) remettent en cause l'exposant des contraintes classiquement utilisé dans cette loi, il est fort probable que la forme de la loi elle-même soit à reconsidérer. Ce travail sera entrepris en collaboration avec F. Gillet-Chaulet dans le cadre de son projet de recherche. Le développement de techniques d'assimilation de données pour valider les lois et les jeux de paramètres pris en compte permettra de tester différents scénarios pour un meilleur ajustement de ces lois. En particulier, il sera alors intéressant d'intégrer les approches elasto-viscoplastiques comme celles décrites dans ce manuscrit (EVPSC, CraFT), à la place des approches viscoplastiques classiquement utilisées pour définir les paramètres de viscosité.

Fabriques dans la neige et le névé, application au modèle de densification pour la datation

Les fabriques mesurées dans le haut des carottes de Talos Dome et de NEEM (névé supérieur) ne sont pas isotropes, contrairement à ce qui était classiquement admis (et souvent mesuré en raison de la faible résolution des outils). Mes travaux ont montré que cette anisotropie initiale doit être prise en compte pour représenter correctement l'évolution des fabriques le long des forages. Cependant, ces mesures soulèvent d'autres interrogations. En particulier, on peut se questionner sur l'impact des conditions climatiques sur la mise en place de ces fabriques dans les couches supérieures de neige et de névé, et sur la transmission de ce signal climatique contenu dans les fabriques, le long du forage. En effet, on peut imaginer que lors d'une succession de deux couches dont les fabriques initiales diffèrent, les écarts de réponse de ces couches à la sollicitation vont évoluer le long du forage, et se traduire par des écarts d'amincissement entre ces couches.
Pour effectuer des mesures de fabriques dans le névé et la neige, nous sommes confrontés

à la porosité de l'échantillon. Au dessus d'une certaine profondeur (qui varie en fonction des conditions climatiques du site), il n'est plus possible d'utiliser la méthode classique de fabrication de lames minces (par rabotage successif d'un échantillon fixé sur une plaque de verre) à cause du manque de cohésion du matériau. En collaboration avec Martin Schneebeli du SLF de Davos (Suisse), nous avons démarré une campagne de mesures des orientations cristallines dans de la neige préalablement imprégnée au di-phtalate (comme couramment utilisé pour le transport d'échantillons de neige de faible densité, et leur analyse en tomographie X). Nous avons montré que l'analyseur automatique peut être utilisé pour ces mesures dans de la neige alpine, ce qui a permis de suivre l'évolution des fabriques sous gradient de température (Riche et al. en cours). Nous projetons donc de continuer ces études en analysant des échantillons de neige et de névé issus de puits et de forages sur le site de Dome C (Antarctique), le long de la traverse reliant Dome C et Vostok, ainsi que sur le site de NEEM (Groenland). La variabilité des conditions climatiques entre les différents sites de prélèvement nous permettra d'évaluer l'impact de ces conditions sur les textures initiales, ainsi que sur leurs évolutions dans les premiers 20 m des carottes.
Ces résultats pourront être utilisés pour améliorer nos connaissances des processus de métamorphose et de densification dans la neige et le névé polaire, dans l'objectif de perfectionner les modèles de densification utilisés dans les approches de datation des forages (coll. P. Martinerie et L. Arnaud, LGGE). Ces modèles sont indispensables pour estimer la différence entre l'âge de la glace et l'âge de l'air piégé dans la glace. En raison de la porosité de la neige et du névé, la profondeur à laquelle l'air est piégé peut atteindre plusieurs centaines de mètres, ce qui entraîne des différences entre l'âge du gaz et celui de la glace d'une même profondeur de plusieurs milliers d'années. Si les modèles de densification peuvent être contraints dans les conditions du climat actuel, de grosses incertitudes demeurent pour les conditions climatiques glaciaires (périodes froides) pour lesquelles les conditions de dépôt de la neige, et l'accumulation peuvent être radicalement différentes. En particulier, les teneurs en poussières peuvent être très différentes et influencer les mécanismes de métamorphose, puis de densification via une interaction avec l'évolution des microstructures, voir des fabriques. Cette étude rentre dans le cadre d'un projet ANR-blanc "Ma Chrono" déposé par H. Guillou du LSCE.

3.3 Analyse des glaces de cascade de glace ; vers un outils pour le pratiquant

Le projet sur l'étude des glaces des cascades de glace se prolongera au moins jusqu'à fin 2013 dans sa forme actuelle. L'objectif principal est d'étendre les mesures effectuées sur des cascades "types" à des cascades se formant dans des conditions radicalement différentes (cascades de plus basse altitude, cascades beaucoup plus froides comme celles

se formant en Alaska). Une collaboration a d'ors et déjà été mise en place avec Erin Pettit de l'Université de Fairbank pour l'équipement de ces cascades.
La finalité de ce projet est d'apporter aux pratiquants et aux guides de haute montagne un outil de lecture des conditions des cascades de glace leur permettant d'intégrer plus précisément le paramètre de stabilité mécanique dans leur choix. Cet outil sera mis en place en collaboration avec des guides et des pratiquants, sous l'orchestration de la fondation PETZL. Par ailleurs, la diffusion de nos connaissances sur ce sujet est au programme de la formation "glace" dispensée à l'Ecole Nationale de Ski et d'Alpinisme depuis cette année (2012).

Chapitre 4

Curriculum Vitae

Maurine MONTAGNAT RENTIER
Née le 14 juin 1975 à La Tronche, Isère (38)
2 enfants
montagnat@lgge.obs.ujf-grenoble.fr
Site web : http ://lgge.osug.fr/montagnat-rentier-maurine/

Fonction actuelle depuis le 1er octobre 2004

Chargée de recherche (CR1) du CNRS au Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement (UMR 5183).

Formation et expérience professionnelle

2003-2004 : post-doctorat au LTPCM (SIMAP), INPG.
2002-2003 : ATER à l'IUT Mesures Physiques de l'Université de Savoie.
2001-2002 : post-doctorat à Dartmouth University, Etats-Unis.
2001 : doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I. Mention très honorable.
1998 : DEA "sciences et structure des matériaux". INPG – UJF
1995-1998 : Ecole Nationale Supérieure de Physique de Grenoble - INPG.

Activités de recherche

Recherche au LGGE depuis octobre 2004

— Etude du comportement mécanique du mono- et poly-cristal de glace
Co-responsable du projet ANR-Blanc "ELVIS" (2009-2012) (porté par O. Castelnau, laboratoire PIMM).
Co-responsable du projet ESF Research Networking Prog. MicroDIce (porté par P. Bons, Tübingen Univ.)
Co-responsable du GDR "Recristallisation" (Roland Logé, CEMEF, Andrea Tommasi, Géoscience Montpellier)

— Propriétés physiques des glace issues des forages profonds
Co-responsable du projet ANR-Blanc "NEEM-France" (2008-2012) (porté par V. Masson-Delmotte, LSCE). Mission de terrain au Groenland (été 2009)
Participation au projet IPEV "Concordia" (porté par C. Ritz, LGGE)

— Etude du comportement des glaces des cascades de glace
Responsable du projet "Cristal de Glace", financé par la Fondation PETZL (2007-2013). Organisation des missions de terrain dans les Alpes (hivers 2006 à 2012). Nombreuses communications "grand public" (Télévision, radio, conférences, film...)

— Etude de la microstructure de la neige
Responsable du projet EGIDE de collaboration LGGE - SLF Davos (2008-2009).

Post-doctorat, Laboratoire SIMAP- INPG, 09/2003 - 09/2004

Etude des propriétés mécaniques des matériaux à faible constante diélectrique en films minces par nano-indentation et microscopie à force atomique (AFM).

ATER, Université de Savoie - Laboratoire SYMME Annecy - LGGE, 09/2002 - 09/2003

Etude des propriétés de la glace en croissance sous fort champ électrique.
Essais de torsion et caractérisation RX sur des monocristaux de glace.

Post-doctorat, Thayer School of Engineering, Dartmouth college, Etats-Unis, 12/2001 - 08/2002

Etude expérimentale de la friction de la glace sur elle-même.

Doctorat, LGGE, 06/1998 - 11/2001

Contribution à l'étude du comportement viscoplastique des glaces des calottes polaires : modes de déformation et simulation du développement de textures. Thèse financée par une bourse de Docteur Ingénieur (CNRS)

Collaborations internationales et nationales

— O. Castelnau, laboratoire PIMM, ENSAM, Paris
— H. Moulinec et P. Suquet, LMA, Marseille
— A. Tommasi et D. Mainprice, Géoscience Montpellier
— P. Vacher, laboratoire SYMME, Annecy
— C. Fressengeas et T. Richeton, LEM3, Metz
— P. Bastie, Liphy - ILL, Grenoble
— S. Piazolo, Macquarie University, Australie
— J. Blackford, University of Edinburgh, Ecosse
— M. Schneebeli, SLF Davos, Suisse
— E. Pettit, Univ. Fairbank Alaska, Etats-Unis

Encadrement de doctorants et stagiaires

— Direction de thèse : Fanny Grennerat (2009-2011)
— Participation à l'encadrement de thèse : Juliette Chevy (2005-2008), Hélène Brunjail (non soutenue)
— Stages IUT : Pierre Schiltz, Antonin Broquet, Isaïe Briottet, Alban Thollot
— Stages ingénieurs : Benjamin Cinquin-Lapierre (7 mois), Pierre-Alexandre Labory (7 mois)
— CDD Ingénieur : Cédric Verney (4 mois)
— Stage master 1 : Anne Daudin
— Stage L2 : Roxanne Jacob

Responsabilités collectives

— Co-responsable de l'équipe "dynamique de Ecoulement et physique de la Déformation du matériau glace, EDGe" au LGGE.
— Membre élu du conseil de laboratoire.
— Responsable de l'organisation et de la diffusion des séminaires au LGGE depuis 2004.
— Membre du comité de sélection pour le poste 36/60MCF916 (UJF-Grenoble 1, ISTerre, 2012).
— Membre de la commission "Chambres froides" au LGGE.
— Expertise d'articles (J. of Geophys. Research, Geophys. Res. Let., J. of Glaciology, Cold Reg. Sc. Tech., ...) et de projets internationaux (NSF).
— Secouriste du travail.

Animation scientifique

— Organisation de la conférence internationale "Ice deformation, from the model material to ice in natural environments" en l'honneur de Paul Duval. 7-9 novembre 2011, Grenoble. Financement principal via le projet ESF "MicroDIce", 80 participants.
— Encadrement de projets d'étudiant à l'école Phelma, INPG.
— Cours ponctuels sur la glace des cascades de glace dans le cadre de la formation "glace" de l'Ecole Nationale de Ski et d'Alpinisme.
— Participation annuelle depuis 2004 à l'opération "100 parrains - 100 classes" pour une diffusion des connaissances auprès de collégiens et lycéens.
— Conférences "grand public", émissions de radio et TV, articles de presse.

Articles dans des journaux à comité de lecture

— Montagnat, M., D. Buiron, L. Arnaud, A. Broquet, P. Schlitz, R. Jacob and S. Kipfstuhl. Measurements and numerical simulation of fabric evolution along the

Talos Dome ice core, Antarctica. EPSL, soumis

— Grennerat, F., M. Montagnat, O. Castelnau, P. Vacher, H. Moulinec, P. Suquet, P. Duval. Experimental characterization of intragranular strain field in columnar ice during transient creep. Acta Mater. In Press

— Suquet, P., H. Moulinec, O. Castelnau, M. Montagnat, N. Lahellec, F. Grennerat, P. Duval, R. Brenner (2011). Multi-scale modeling of the mechanical behavior of polycrystalline ice under transient creep. Procedia IUTAM 00 (2011) 1–14, in press.

— Roessiger, J ; Bons, PD ; Griera, A ; Jessell, MW ; Evans, L ; Montagnat, M ; Kipfstuhl, S ; Faria, SH ; Weikusat, I. Competition between grain growth and grain-size reduction in polar ice. (2011) Journal of Glaciology, 57 (205) : 942-948

— Montagnat M., Blackford J.R., Piazolo S., Arnaud L. and Lebensohn R.A. Measurement and full-field predictions of deformation heterogeneities in ice (2011). EPSL, 305, 153-160.

— Weiss J., Montagnat M., Cinquin-Lapierre B., Labory P.A., Moreau L., Damilano F. and Lavigne D. Waterfall ice : mechanical stability of vertical structures (2011). J. of Glaciology, 57 (203) 407-415.

— Duval P., Montagnat M., Grennerat F., Weiss J., Meyssonnier J. and Philip A. Creep and plasticity of glacier ice : a material science perspective (2010). J. of Glaciology, 56 (200) 1059-1068.

— Stenni, B., Buiron, D., Frezzotti, M., Albani, S., Barbante, C., Bard, E., Barnola, J.M., Baroni, M., Baumgartner, M., Bonazza, M., Capron, E., Castellano, E., Chappellaz, J., Delmonte, B., Falourd, S., Genoni, L., Iacumin, P., Jouzel, J., Kipfstuhl, S., Landais, A., Lemieux-Dudon, B., Maggi, V., Masson-Delmotte, V., Mazzola, C., Minster, B., Montagnat, M., Mulvaney, R., Narcisi, B., Oerter, H., Parrenin, F., Petit, J.R., Ritz, C., Scarchilli, C., Schilt, A., Schüpbach, S., Schwander, J., Selmo, E., Severi, M., Stocker, T.F., and R. Udisti. Unified Antarctic and Greenland climate seesaw during the last deglaciation (2011). Nature Geoscience 4, 46-49.

— Buiron, D., Chappellaz, J., Stenni, B., Frezzotti, M., Baumgartner, M., Capron, E., Landais, A., Lemieux-Dudon, B., Masson-Delmotte, V., Montagnat, M., Parrenin, F., and A. Schilt. TALDICE-1 age scale of the Talos Dome deep ice core, East Antarctica (2011). Clim. Past 7, 1-16.

— Ma, Y., Gagliardini, O., Ritz, C., Gillet-Chaulet, F., Durand, G., and Montagnat, M. Enhancement factors for grounded ice and ice-shelf both inferred from an anisotropic ice flow model (2010). J. of Glaciology. 56 (199) 805-812

— Montagnat M., Weiss J., Cinquin-Lapierre B., Labory P.A., Moreau L., Damilano F. and Lavigne D. Waterfall ice : formation, structure and evolution (2010). J. of Glaciology, 56 (156).

— Lebensohn R.A., Montagnat M., Mansuy P., Duval P., Meyssonnier J. and Philip

A. Modelling viscoplastic behavior and heterogeneous intracrystalline deformation of columnar ice polycrystals (2009). Acta Materiala 57, 1405-1415.

— Castelnau O., Duval P., Montagnat M. and Brenner R. Elastoviscoplastic micromechanical Modeling of the transient creep of ice. J. Geophys. Res. (2008) Vol. 113

— Piazolo S., Montagnat M. and Blackford J.R. Substructure characterization of experimentally and naturally deformed ice using cryo-EBSD. (2008) J. Microscopy 230 (3) 509-519.

— Taupin V., Varadhan S., Chevy J., Fressengeas C., Beaudoin A.J., Montagnat M. and Duval P. Effects of size on the dynamics of dislocations in ice single crystals. (2007) Phys. Rev. Let. 99 (15) 155507-1-4

— Weiss J. and Montagnat M. Long-range spatial correlations and scaling in dislocation and slip patterns. Phil Mag. 87 (2007) 1161-1174.

— Montagnat M., Weiss J., Duval P., Brunjail H., Bastie P and Gil Sevillano J. The heterogeneous nature of slip in ice single crystals deformed under torsion. Phil Mag. 86 (2006) 4259-4270.

— Gillet-Chaulet F., Gagliardini O., Meyssonnier J., Montagnat M. and Castelnau O. A user-friendly anisotropic flow law for ice-sheet modelling. J. Glaciol. 51 (2005) 3-14.

— Montagnat M. and Duval P. The viscoplastic behaviour of ice in polar ice sheets : experimental results and modelling. CRAS Physique 5 (2004) 699-708.

— Montagnat M., and Duval P. Dislocations in ice and deformation mechanisms : from single crystals to polar ice. Deffect and Diffusion Forum, Scitec Pub. 229 (2004) 43-54.

— Hamelin B., Bastie P., Duval P., Chévy J. and Montagnat M. Lattice distortion and basal slip bands in deformed ice crystals revealed by hard X-ray diffraction. J. Phys. IV France 118 (2004) 27-33.

— Martinéz-Esnaola J.M., Montagnat M., Duval P. and Gil Sevillano J. Geometrically necessary dislocations in a c-axis oriented cylindrical bar of basal-slipping hexagonal crystals deformed in torsion. Scripta Materiala 50 (2003) 273-278.

— Montagnat M., Duval P., Bastie P. and Hamelin B. Strain gradients and geometrically necessary dislocations in deformed ice single crystals. Scripta Materiala 49 (2003) 411-415.

— Montagnat M., Duval P., Bastie P., Hamelin B. and Lipenkov V.Ya., 2003. Lattice distortions in ice crystals from the Vostok core (Antarctica) revealed by hard X-ray diffraction ; implication in the deformation of ice at low stresses. Earth and Planetary Science Letters 214 (2003) 369-378.

— Montagnat M. and Schulson E.M. On friction and surface cracking during sliding of ice on ice. J. Glaciol, 49 (166) (2003) 391-396.

— Duval P. and Montagnat M. Comments on "Superplastic deformation of ice : experimental observations" by D. L. Goldsby and D. L. Kohlstedt. Journal of Geophysical Research 107 (2002) B5, ECV4 1-2.

— Montagnat M., Duval P., Bastie P., Hamelin B., Brissaud O., De Angelis M., Petit J. R. and Lipenkov V. Ya. High crystalline quality of large single crystals of subglacial ice above Lake Vostok (Antarctica) revealed by hard X-ray diffraction. Compte Rendus de l'Académie des Sciences, Earth and Planetary Science 333 (2001) 419-425.

— Montagnat M. and Duval P. Rate controlling processes in the creep of polar ice, influence of grain boundary migration associated with recrystallization. Earth and Planetary Science Letters 183 (2000) 179-186.

— Duval P., Arnaud L., Brissaud O., Montagnat M. and De La Chapelle S. Deformation and recrystallization processes of ice from polar ice sheets. Annals of Glaciology 30 (2000) 83-87.

Actes de conférence avec comité de lecture

— Grennerat F., Montagnat M., Castelnau O., Vacher P. and Duval P. Intragranular strain field in columnar ice during transient creep regime and relation with the local microstucture (2010) Proc. ICEM 14 – 14th International Conference on Experimental Mechanics. EPJ Web of Conferences 6, 31001

— Montagnat M., Durand G. and Duval P. Recrystallization processes in granular ice. (2009) "Physics of Ice Core Records II", Supplement Issue of Low Temperature Science, 68, 81-90

— Gagliardini O., Gillet-Chaulet F. and Montagnat M. A review of Anisotropic Polar Ice Models : from Crystal to Ice-Sheet Flow Models. (2009) "Physics of Ice Core Records II", Supplement Issue of Low Temperature Science, 68, 149-166.

— Durand G., Svensson A., Persson A., Gagliardini O., Gillet-Chaulet F., Sjolte J., Montagnat M., Dahl-Jensen D. Evolution of texture along the EPICA Dome C ice core. (2009) "Physics of Ice Core Records II", Supplement Issue of Low Temperature Science, 68, 91-106.

— Louchet F., Duval P., Montagnat M. and Weiss J. Are self-organised critical dislocation dynamics relevant to ice sheet flow ? In Physics of Ice Records. (2009) "Physics of Ice Core Records II", Supplement Issue of Low Temperature Science, 68, 25-34.

— Chevy J., Montagnat M., Duval P. Fivel M. and Weiss J. Dislocation patterning and deformation processes in ice single crystal deformed by torsion. Proc. 11th Int. Conf. Phys. & Chem. of Ice. (2007) 142-146.

— Verdier M., Montagnat M., Maitrejean S. and Passemard G., 2004. Investigation of mechanical properties of mesoporous methyl-substituted SiO2 thin films (Me-

thylsilesquioxane materials). MRS Proceeding, Thin film stresses and mechanical properties vol. 795 U5.26.1-6.

Chapitre de livre

— P. Duval and M. Montagnat - Physical deformation modes of ice in glaciers and ice sheets, in Glacier science and environmental change, 2006. Edited by Peter G Knight, Blackwell Publishing.

Vulgarisation

— Montagnat M., Weiss J. et Damilano F. 2012. La glace en question, itinéraire scientifique au coeur des cascades de glace. Les Alpes, revue du Club Alpin Suisse, Janvier 2012.

— Montagnat M. et Duval P. 2002. Les calottes polaires, ces témoins "vivants" d'un autre monde. Note "info médias", CNRS info, 399, pp 15-16.

Bibliographie

Acharya, A. and Roy, A. (2006). Size effects and idealized dislocation microstructure at small scales : Predictions of a phenomenological model of mesoscopic field dislocation mechanics : Part I. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 54(8) :1687 – 1710.

Ahmad, S., Shearwood, C., and Whitworth, R. (1992). Dislocation multiplication mechanisms in ice. In Maeno, N. and Hondoh, T., editors, *Physics and Chemistry of Ice*, pages 492–496. Sapporo : Hokkaido University Press.

Ahmad, S. and Withworth, R. (1988). Dislocation motion in ice : a study by synchrotron X-ray topography. *Phil. Mag.*, A57(5) :749–766.

Alley, R. B., Gow, A. J., and Meese, D. A. (1995). Mapping c-axis fabrics to study physical processes in ice. *J. Glaciol.*, 41(137) :197–203.

Ashby, M. (1970). The deformation of plastically non-homogeneous materials. *Phil. Mag.*, 13 :399–424.

Bastie, P. and Hamelin, B. (1996). La méthode de laue refocalisée à haute énergie : une technique d'étude en volume des monocristaux. *J. Phys. IV France*, 06 :C4–13–C4–21.

Bonneville, J., Escaig, B., and Martin, J. (1988). A study of cross-slip activation parameters in pure copper. *Acta Metallurgica*, 36(8) :1989 – 2002.

Bornert, M., Valès, F., Gharbi, H., and Nguyen Minh, D. (2010). Multiscale full-field strain measurements for micromechanical investigations of the hydromechanical behaviour of clayey rocks. *Strain*, 46(1) :33–46.

Buiron, D., Chappellaz, J., Stenni, B., Frezzoti, M., Baumgartner, M., Capron, E., Landais, A., Lemieux-Dudon, B., Masson-Delmotte, V., Montagnat, M., Parrenin, F., and Schilt, A. (2011). TALDICE-1 age scale of the Talos Dome deep ice core, East Antarctica. *Climate of the Past*, 7 :1–16.

Castelnau, O., Canova, G. R., Lebensohn, R. A., and Duval, P. (1997). Modelling viscoplastic behavior of anisotropic polycrystalline ice with a self-consistent approach. *Acta Materialia*, 45(11) :4823 – 4834.

Castelnau, O., Duval, P., Lebensohn, R. A., and Canova, G. (1996). Viscoplastic modeling of texture development in polycrystalline ice with a self-consistent approach : Comparison with bound estimates. *J. Geophys. Res.*, 101(6) :13,851–13,868.

Castelnau, O., Duval, P., Montagnat, M., and Brenner, R. (2008). Elastoviscoplastic micromechanical modeling of the transient creep of ice. *Journal of Geophysical Research Solid Earth*, 113(B11203).

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(1-4) :307 – 322.

Chaboche, J. L. (2008). A review of some plasticity and viscoplasticity constitutive theories. *International Journal of Plasticiy*, 24 :1642–1693.

Chevy, J. (2008). *Viscoplasticité et Hétérogénéités de déformation du monocristal de glace : expériences et simulations*. PhD thesis, Institut Polytechnique de Grenoble.

Chevy, J., Fressengeas, C., Lebyodkin, M., Taupin, V., Bastie, P., and Duval, P. (2010). Characterizing short-range vs. long-range spatial correlations in dislocation distributions. *Acta Materialia*, 58(5) :1837 – 1849.

Chevy, J., Louchet, F., Duval, P., and Fivel, M. (2012). Creep behaviour of ice single crystals loaded in torsion explained by dislocation cross-slip. *Phil. Mag. Let.*, 92(6) :262–269.

Chevy, J., Montagnat, M., Duval, P., Fivel, M., and Weiss, J. (2007). Dislocation patterning and deformation processes in ice single crystal deformed by torsion. *Proc. 11th Int. Conf. Phys. & Chem. of Ice*, pages 142–146.

de Koning, M., Antonelli, A., de Silva, A. J., and Fazzio, A. (2006). Orientational defects in ice ih : An interpretation of electrical conductivity measurements. *Physical Review Letters*, pages 075501–1–075501–4.

de la Chapelle, S., Castelnau, O., Lipenkov, V., and Duval, P. (1998). Dynamic recrystallization and texture development in ice as revealed by the study of deep ice cores in Antarctica and Greenland. *J. Geophys. Res.*, 103(B3) :5091–5105.

Delmonte, B., Baroni, C., Andersson, P. S., Schoberg, H., Hansson, M., Aciego, S., Petit, J.-R., Albani, S., Mazzola, C., Maggi, V., and Frezzotti, M. (2010). Aeolian dust in the Talos Dome ice core (East Antarctica, Pacific/Ross Sea sector) : Victoria Land versus remote sources over the last two climate cycles. *Journal of Quaternary Science*, 25(8) :1327–1337.

Devincre, B., Hoc, T., and Kubin, L. (2008). Dislocation Mean Free Paths and Strain Hardening of Crystals. *Science*, 320(5884) :1745–1748.

Devincre, B., Kubin, L., and Hoc, T. (2007). Collinear superjogs and the low-stress response of fcc crystals. *Scripta Materialia*, 57(10) :905 – 908.

Doumalin, P., Bornert, M., and Crépin, J. (2003). Characterisation of the strain distribution in heterogeneous materials. *Mécanique et Industries*, 4 :607–617.

Dumoulin, S., Tabourot, L., Chappuis, C., Vacher, P., and Arrieux, R. (2003). Determination of the equivalent stress-equivalent strain relationship of a copper sample under tensile loading. *Journal of Materials Processing Technology*, 133(1-2) :79 – 83.

Durand, G., Gagliardini, O., Thorsteinsson, T., Svensson, A., Kipfstuhl, J., and Dahl-Jensen, D. (2006). Ice microstructure and fabric : an up to date approach to measure textures. *J. Glaciol.*, 52(179) :619–630.

Durand, G., Gillet-Chaulet, F., Svensson, A., Gagliardini, O., Kipfstuhl, S., Meyssonnier, J., Parrenin, F., Duval, P., Dahl-Jensen, D., and Azuma, N. (2007). Change of the ice rheology with climatic transitions. Implication on ice flow modelling and dating of the EPICA Dome C core. *Climates of the Past*, 3 :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. *Supp. Issue Low Temperature Science*, 68 :91–106.

Duval, P., Ashby, M., and Anderman, I. (1983). Rate controlling processes in the creep of polycrystalline ice. *J. Phys. Chem.*, 87(21) :4066–4074.

Duval, P., Louchet, F., Weiss, J., and Montagnat, M. (2012). On the role of long-range internal stresses on grain nucleation during dynamic discontinuous recrystallization. *Materials Science and Engineering : A*, 546(0) :207 – 211.

Duval, P., Montagnat, M., Grennerat, F., Weiss, J., Meyssonnier, J., and Philip, A. (2010). Creep and plasticity of glacier ice : a material science perspective. *Journal of Glaciology*, 56(200) :1059–1068.

Efstathiou, C., Sehitoglu, H., and Lambros, J. (2010). Multiscale strain measurements of plastically deforming polycrystalline titanium : Role of deformation heterogeneities. *International Journal of Plasticity*, 26(1) :93 – 106.

Fleck, N. and Hutchinson, J. (1997). Strain gradient plasticity. volume 33 of *Advances in Applied Mechanics*, pages 295 – 361. Elsevier.

Fleck, N., Muller, G., Ashby, M., and Hutchinson, J. (1994). Strain gradient plasticity : theory and experiment. *Acta Metall. Mater.*, 42 :475–487.

Fletcher, N. (1970). *The Chemical Physics of Ice*. Cambridge Univ. Press.

Fressengeas, C. (2010). *La mécanique des champs de dislocations*. Hermés Sciences.

Fukuda, A. and Higashi, A. (1988). Generation, multiplication and motion of dislocations in ice crystals. In Higashi, A., editor, *Lattice Defects in Ice Crystals*. Sapporo : Hokkaido University Press.

Fukuda, A., Hondoh, T., and Higashi, A. (1987). Dislocation mechanisms of plastic deformation of ice. *J. Physique*, 48 :163–173.

Gao, H., Huang, Y., Nix, W. D., and Hutchinson, J. W. (1999). Mechanism-based strain gradient plasticity – I. theory. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 47(6) :1239 – 1263.

Gillet-Chaulet, F. (2006). *Modélisation de l'écoulement de la glace polaire anisotrope et premières applications au forage de Dôme C.* PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I.

Gillet-Chaulet, F., Gagliardini, O., Meyssonnier, J., Zwinger, T., and Ruokolainen, J. (2006). Flow-induced anisotropy in polar ice and related ice-sheet flow modelling. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 134 :33–43.

Gillet-Chaulet, F., Hindmarsh, R. C. A., Corr, H. F. J., 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. *Geophys. Res. Lett.*, 38(24).

Glen, J. (1968). The effect of hydrogen disorder on dislocation movement and plastic deformation of ice. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 7(1) :43–51.

Goto, K., Hondoh, T., and Higashi, A. (1986). Determination of diffusion coefficients of self-interstitials in ice with a new method of observing climb of dislocations by x-ray topography. *Japanese Journal of Applied Physics*, 25(3R) :351.

Gow, A. (1969). On the rate of growth of grains and crystals in south polar firn. *J. Glaciol.*, 8 :241–252.

Grédiac, M. and Hild, F. (2011). *Mesures de champs et identification en mécanique des solides (Série matériaux et métallurgie, MIM)*. Lavoisier.

Grennerat, F. (2011). *Hétérogénéités de déformation au cours du fluage transitoire de la glace polycristalline. Mesures par corrélation d'images numériques et modélisation.* PhD thesis, Université de Grenoble.

Grennerat, F., Montagnat, M., Castelnau, O., Vacher, P., Moulinec, H., Suquet, P., and Duval, P. (2012). Experimental characterization of the intragranular strain field in columnar ice during transient creep. *Acta Materialia*, 60(8) :3655–3666.

Gross, G. and Svec, R. (1997). Effect of ammonium on anion uptake and dielectric relaxation in laboratory-grown ice columns. *J. Phys. Chem. B.*, 101 :6282–6284.

Hamelin, B. and Bastie, P. (1998). Métode de laue refocalisée à haute énergie : développements récents. *Journal de Physique IV France*, 8 :3–8.

Hayes, C. E. and Webb, W. W. (1965). Dislocations in ice. *Science*, 147 :44–45.

Héripré, E., Dexet, M., Crépin, J., Gélébart, L., Roos, A., Bornert, M., and Caldemaison, D. (2007). Coupling between experimental measurements and polycrystal finite element calculations for micromechanical study of metallic materials. *International Journal of Plasticity*, 23(9) :1512 – 1539.

Higashi, A., Fukuda, A., Hondoh, T., Goto, K., and Amakai, S. (1985). Dynamical dislocation processes in ice crystal. In Foundation, T. Y. S., editor, *Dislocations in solids*, pages 511–515. University of Tokyo Press.

Hoc, T., Henry, L., Verdier, M., Aubry, D., Sedel, L., and Meunier, A. (2006). Effect of microstructure on the mechanical properties of haversian cortical bone. *Bone*, 38(4) :466–474.

Hondoh, T. (2000). Nature and behavior of dislocations in ice. In Hondoh, T., editor, *Physics of Ice Core Records*, pages 2–34. Sapporo : Hokkaido University Press.

Humphreys, F. (2004). Nucleation in recrystallization. *Materials Science Forum*, 467-470 :107–116.

Humphreys, F. J. and Hatherly, M. (1996). *Recrystallization and related annealing phenomena*. Pergamon, Oxford.

Idiart, M. I., Moulinec, H., Ponte Castañeda, P., and Suquet, P. (2006). Macroscopic behavior and field fluctuations in viscoplastic composites : Second-order estimates versus full-field simulations. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 54(5) :1029 – 1063.

Kubin, L., Devincre, B., and Hoc, T. (2008). Modeling dislocation storage rates and mean free paths in face-centered cubic crystals. *Acta Materialia*, 56(20) :6040 – 6049.

Larsen, A. W., Poulsen, H. F., Margulies, L., Gundlach, C., Xing, Q., Huang, X., and Jensen, D. J. (2005). Nucleation of recrystallization observed in situ in the bulk of a deformed metal. *Scripta Materialia*, 53(5) :553 – 557.

Lebensohn, R. A. (2001). N-site modeling of a 3D viscoplastic polycrystal using Fast Fourier Transform. *Acta Materialia*, 49(14) :2723 – 2737.

Lebensohn, R. A., Montagnat, M., Mansuy, P., Duval, P., Meyssonnier, J., and Philip, A. (2009). Modeling viscoplastic behavior and heterogeneous intracrystalline deformation of columnar ice polycrystals. *Acta Materialia*, 57(5) :1405 – 1415.

Lebensohn, R. A., Tomé, C. N., and Ponte-Castañeda, P. (2007). Self-consistent modelling of the mechanical behaviour of viscoplastic polycrystals incorporating intragranular field fluctuations. *Phil. Mag.*, 87(28) :4287–4322.

Lebyodkin, M. A., Brechet, Y., Estrin, Y., and Kubin, L. P. (1995). Statistics of the catastrophic slip events in the portevin–le châtelier effect. *Phys. Rev. Lett.*, 74(23) :4758–4761.

Lemieux-Dudon, B., Blayo, E., Petit, J.-R., Waelbroeck, C., Svensson, A., Ritz, C., Barnola, J.-M., Narcisi, B. M., and Parrenin, F. (2010). Consistent dating for Antarctic and Greenland ice cores. *Quaternary Science Reviews*, 29(1-2) :8 – 20. Climate of the Last Million Years : New Insights from EPICA and Other Records.

Liu, F. and Baker, I. (1995). Thermally induced dislocation loops in polycrystalline ice. *Phil. Mag. A*, 71 :1–14.

Liu, Y. and Ponte Castañeda, P. (2004). Second-order theory for the effective behavior and field fluctuations in viscoplastic polycrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 52(2) :467 – 495.

Louche, H., Bouabdallah, K., Vacher, P., Coudert, T., and Balland, P. (2008). Kinematic fields and acoustic emission observations associated with the portevin le châtelier effect on an al-mg alloy. *Experimental Mechanics*, 48 :741–751.

Louchet, F. (2004). Dislocations and plasticity in ice. *C. R. Physique*, 5 :687–698.

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.

Madec, R., Devincre, B., Kubin, L., Hoc, T., and Rodney, D. (2003). The role of collinear interaction in dislocation-induced hardening. *Science*, 301(5641) :1879–1882.

Mansuy, P. (2001). *Contribution à l'étude du comportement viscoplastique d'un multricristal de glace : hétérogénéités de la déformation et localisation, expèriences et modèles*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I.

Mansuy, P., Meyssonnier, J., and Philip, A. (2002). Localization of deformation in polycrystalline ice : experiments and numerical simulations with a simple grain model. *Computational Materials Science*, 25(1-2) :142–150.

Mansuy, P., Philip, A., and Meyssonnier, J. (2000). Identification of strain heterogeneities arising during deformation of ice. *Ann. Glaciol.*, 30 :121–126.

Martín, C., Gudmundsson, G. H., Pritchard, H. D., and Gagliardini, O. (2009). On the effects of anisotropic rheology on ice flow, internal structure, and the age-depth relationship at ice divides. *J. Geophys. Res.*, 114 :F04001.

Martínez-Esnaola, J. M., Montagnat, M., Duval, P., and Gil Sevillano, J. (2004). Geometrically necessary dislocations in a c-axis oriented cylindrical bar of basal-slipping hexagonal crystals deformed in torsion. *Scripta Materialia*, 50 :271–278.

McDonald, D. T., Humphreys, F. J., and Bate, P. S. (2005). Nucleation and texture development during dynamic recrystallization of copper. *Materials Science Forum*, 495-497 :1195–1200.

Miguel, M.-C., Vespignani, A., Zapperi, S., Weiss, J., and Grasso, J.-R. (2001). Intermittent dislocation flow in viscoplastic deformation. *Nature*, 410 :667–671.

Montagnat, M. (2001). *Contribution à l'étude du comportement viscoplastique des glaces des calottes polaires : modes de déformation et simulation deu développement des textures*. PhD thesis, Université Joseph Fourier-Grenoble 1.

Montagnat, M., Blackford, J. R., Piazolo, S., Arnaud, L., and Lebensohn, R. A. (2011). Measurements and full-field predictions of deformation heterogeneities in ice. *Earth and Planetary Science Letters*, 305(1-2) :153 – 160.

Montagnat, M., Buiron, D., Arnaud, L., Broquet, A., Schlitz, P., Jacob, R., and Kipfstuhl, S. (2012). Measurements and numerical simulation of fabric evolution along the Talos Dome ice core, Antarctica. *Earth and Planetary Science Letters*, 357-358(0) :168 – 178.

Montagnat, M., Durand, G., and Duval, P. (2009). Recrystallization processes in granular ice. *Supp. Issue Low Temperature Science*, 68 :81–90.

Montagnat, M. and Duval, P. (2000). Rate controlling processes in the creep of polar ice, influence of grain boundary migration associated with recrystallization. *Earth Planet. Sc. Lett.*, 183 :179–186.

Montagnat, M., Duval, P., Bastie, P., and Hamelin, B. (2003a). Strain gradient and geometrically necessary dislocations in defomed ice single crystals. *Scripta Materialia*, 49 :411–415.

Montagnat, M., Duval, P., Bastie, P., Hamelin, B., Brissaud, O., deAngelis, M., Petit, J.-R., and Lipenkov, V. Y. (2001). High crystalline quality of large single crystals of subglacial ice above lake vostok (antarctica) revealed by hard x-ray diffraction. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIA - Earth and Planetary Science*, 333(8) :419 – 425.

Montagnat, M., Duval, P., Bastie, P., Hamelin, B., and Lipenkov, V. Y. (2003b). Lattice distortion in ice crystals from the Vostok core (Antarctica) revealed by hard X-ray diffraction ; implication in the deformation of ice at low stresses. *Earth and Planetary Science Letters*, 214(1-2) :369 – 378.

Montagnat, M., Weiss, J., Chevy, J., Duval, P., Brunjail, H., Bastie, P., and Gil Sevillano, J. (2006). The heterogeneous nature of slip in ice single crystals deformed under torsion. *Philosophical Magazine*, 86(27) :4259–4270.

Montagnat, M., Weiss, J., Cinquin-Lapierre, B., Labory, P., Moreau, L., Damilano, F., and Lavigne., D. (2010). Waterfall ice : formation, structure and evolution. *Journal of Glaciology*, 56(196) :225–234.

Moulinec, H. and Suquet, P. (1994). A fast numerical methode for computing the linear and nonlinear mechanical properties of composites. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 318(IIb) :1417–1423.

Neuhauser, H. (1983). *Dislocations in solids*, chapitre Slip-line formation and collective dislocation motion, pages 320–427.

Nishikawa, O. and Takeshita, T. (1999). Dynamic analysis and two types of kink bands in quartz veins deformed under subgreenschist conditions. *Tectonophysics*, 301(1-2) :21 – 34.

Nix, W. D. and Gao, H. (1998). Indentation size effects in crystalline materials : A law for strain gradient plasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 46(3) :411 – 425.

Orowan, E. (1942). A type of plastic deformation new in metals. *Nature*, 149 :643–644.

Pan, B., Qian, K., Xie, H., and Asundi, A. (2009). Two-dimensional digital image correlation for in-plane displacement and strain measurements : a review. *Meas. Sci. Technol.*, 20.

Parrenin, F., Barnola, J.-M., Beer, J., Blunier, T., Castellano, E., Chappellaz, J., Dreyfus, G., Fischer, H., Fujita, S., Jouzel, J., Kawamura, K., Lemieux-Dudon, B., Loulergue, L., Masson-Delmotte, V., Narcisi, B., Petit, J.-R., Raisbeck, G., Raynaud, D., Ruth, U., Schwander, J., Severi, M., Spahni, R., Steffensen, J. P., Svensson, A., Udisti, R.,

Waelbroeck, C., and Wolff, E. (2007a). The EDC3 chronology for the EPICA Dome C ice core. *Climate of the Past Discussions*, 3 :575–606.

Parrenin, F., Dreyfus, G., Durand, G., Fujita, S., Gagliardini, O., Gillet, F., jouzel, J., Kawamura, K., Lhomme, N., Masson-Delmotte, V., Ritz, C., Schwander, J., Shoji, H., Uemura, R., Yoshida, N., Watanabe, O., and Wolff, E. (2007b). 1D ice flow modelling at EPICA dome C and dome Fuji, East Antarctica. *Clim. Past*, 3 :243–259.

Parrenin, F., Jouzel, J., Waelbroeck, C., Ritz, C., and Barnola, J. (2001). Dating the Vostok ice core by an inverse method. *J. Geophys. Res.*, 106(D23) :31837–31851.

Paterson, W. S. B. (1991). Why ice-age ice is sometimes soft. *Cold Regions Science and Technology*, 20(1) :75–98.

Pauling, L. (1935). The structure and entropy of ice and of other crystals with some randomness of atomic arrangement. *J. Amer. Chem. Soc.*, 57 :2680–2684.

Peternell, M., Russell-Head, D., and Wilson, C. (2011). A technique for recording polycrystalline structure and orientation during in situ deformation cycles of rock analogues using an automated fabric analyser. *Journal of Microscopy*, 242 :181–188.

Pettit, E. C., Thorsteinsson, T., Jacobson, P., and Waddington, E. D. (2007). The role of crystal fabric in flow near an ice divide. *J. Glaciol.*, 53(181) :277–288.

Piazolo, S., Montagnat, M., and Blackford, J. R. (2008). Sub-structure characterization of experimentally and naturally deformed ice using cryo-EBSD. *Journal of Microscopy*, 230(3) :509–519.

Plé, O. (1998). *Contribution à l'étude de l'endommagement de la glace columnaire S2 en compression uniaxiale.* PhD thesis, Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I.

Prior, D. J., Wheeler, J., Peruzzo, L., Spiess, R., and Storey, C. (2002). Some garnet microstructures : an illustration of the potential of orientation maps and misorientation analysis in microstructural studies. *Journal of Structural Geology*, 24(6-7) :999 – 1011. Micro structural Processes : A Special Issue in Honor of the Career Contributions of R.H. Vernon.

Puri, S., Acharya, A., and Rollett, A. (2011). Controlling plastic flow across grain boundaries in a continuum model. *Metall. Mat. Trans A*, 42A :669–675.

Richeton, T., , Dobron, P., Chmelik, F., Weiss, J., and Louchet, F. (2006). On the critical character of plasticity in metallic single crystals. *Mat. Sc. Eng. A*, 424 :190–195.

Richeton, T., Wang, G., and Fressengeas, C. (2011). Continuity constraints at interfaces and their consequences on the work hardening of metal-matrix composites. *J. Mech.Phys.Solids*, 59 :2023–2043.

Richeton, T., Weiss, J., and Louchet, F. (2005a). Breakdown of avalanche critical behaviour in polycrystalline plasticity. *Nature Materials*, 4 :465–469.

Richeton, T., Weiss, J., and Louchet, F. (2005b). Dislocation avalanches : role of temperature, grain size and strain hardening. *Acta Materiala*, 53 :4463–4471.

Ritz, C. (1988). Dating of the vostok ice core by flow modelling. *Antarctic Climate Research*, 3(16).

Robert, L., Nazaret, F., Cutard, T., and Orteu, J.-J. (2007). Use of 3-d digital image correlation to characterize the mechanical behavior of a fiber reinforced refractory castable. *Experimental Mechanics*, 47 :761–773. 10.1007/s11340-007-9062-8.

Russell-Head, D. S. and Wilson, C. J. L. (2001). Automated fabric analyser system for quartz and ice. In *Geological Society of Australia Abstracts*, volume 64, pages 159–159. Geological Society of Australia ; 1999.

Schulson, E. M. and Duval, P. (2009). *Creep and Fracture of Ice*. Cambridge University Press.

Schwerdtfeger, J., Nadgorny, E., Koutsos, V., Blackford, J. R., and Zaiser, M. (2010). Statistical heterogeneity of plastic deformation : An investigation based on surface profilometry. *Acta Materialia*, 58(14) :4859 – 4870.

Seddik, H., Greeve, R., Placidi, L., Hamann, I., and Gagliardini, O. (2008). Application of a continuum-mechanical model for the flow of anisotropic polar ice to the EDML core, Antarctica. *Journal of Glaciology*, 54(187) :631–642.

Shearwood, C. and Whitworth, R. W. (1991). The velocity of dislocations in ice. *Phil. Mag.*, A64 :289–302.

Shearwood, C. and Withworth, R. (1989). X-ray topographic observations of edge dislocation glide on non-basal planes in ice. *J.Glaciol.*, 35(120) :281–283.

Sotin, C., Tobie, G., and J., W. (2009). *Europa after Galileo*, chapter Tides and tidal heating on Europa, pages 85–118. The University of Arizona Press, Tucson, AZ.

Sprušil, B. and Hnilica, F. (1985). Fractal character of slip lines of cd single crystals. *Czechoslovak Journal of Physics*, 35 :897–900.

Stenni, B. and co authors, . (2011). Unified antarctic and greenland climate seesaw during the last deglaciation. *Science*, 4 :46–49.

Suquet, P., Moulinec, H., Castelnau, O., Montagnat, M., Lahellec, N., Grennerat, F., Duval, P., and Brenner, R. (2012). Multi-scale modeling of the mechanical behavior of polycrystalline ice under transient creep. *Procedia IUTAM*, 3 :76–90.

Sutton, M., Orteu, J., and Schreier, H. (2009). *Image Correlation for Shape, Motion and Deformation Measurements*. Springer (ISBN 978 0 387 78746 6).

Taupin, V., Richeton, T., Chevy, J., Fressengeas, C., Weiss, J., Louchet, F., and Miguel, M. (2008a). Rearrangement of dislocation structures in the aging of ice single crystals. *Acta Materialia*, 56(7) :1555 – 1563.

Taupin, V., Varadhan, S., Chevy, J., Fressengeas, C., Beaudoin, A. J., Montagnat, M., and Duval, P. (2007). Effects of size on the dynamics of dislocations in ice single crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 99(15) :155507.

Taupin, V., Varadhan, S., Fressengeas, C., and Beaudoin, A. J. (2008b). Directionality of yield point in strain-aged steels : The role of polar dislocations. *Acta Materialia*, 56 :3002.

Thorsteinsson, T. (2002). Fabric development with nearest-neighbor interaction and dynamic recrystallization. *J. Geophys. Res.*, 107(B1).

Thorsteinsson, T., Kipfstuhl, J., and Miller, H. (1997). Textures and fabrics in the GRIP ice core. *J. Geophys. Res.*, 102(C12) :26,583–26,600.

Tomé, C. (1999). Self-consistent polycrystal models : a directionnal compliance criterion to describe grain interactions. *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, 7 :723–738.

Vacher, P., Dumoulin, S., Morestin, F., and Mguil-Touchal, S. (1999). Bidimensional strain measurement using digital images. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 213(8) :811–817.

Verdier, M., Fivel, M., and Groma, I. (1998). Mesoscopic scale simulation of dislocation dynamics in fcc metals : principles and applications. *Modelling Simul. Mat. Sci. Eng.*, 6 :755–770.

Vives, E., Ortín, J., Mañosa, L., Ràfols, I., Pérez-Magrané, R., and Planes, A. (1994). Distributions of avalanches in martensitic transformations. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :1694–1697.

Vives, E., Ràfols, I., Mañosa, L., Ortin, J., and Planes, A. (1995). Statistics of avalanches in martensitic transformations. i. acoustic emission experiments. *Phys. Rev. B*, 52 :12644–12650.

Vives, E., Soto-Parra, D., Mañosa, L., Romero, R., and Planes, A. (2009). Driving-induced crossover in the avalanche criticality of martensitic transitions. *Phys. Rev. B*, 80 :180101.

Wang, Y., Kipfstuhl, S., and Azuma, N. (2003). Ice fabrics study in the upper 1500 m of the Dome C deep ice core, East Antarctica. *Ann. Glaciol.*, 37 :97 – 104.

Weikusat, I., Miyamoto, A., Faria, S. H., Kipfstuhl, S., Azuma, N., and Hondoh, T. (2011). Subgrain boundaries in Antarctic ice quantified by X-ray Laue diffraction. *Journal of Glaciology*, 57(57) :111–120.

Weiss, J. and Grasso, J.-R. (1997). Acoustic emission in single crystals of ice. *Journal of Physical Chemistry B*, 101(32) :6113–6117.

Weiss, J. and Miguel, M. C. (2004). Dislocation avalanche correlations. *Materials Science and Engineering A*, 387-389 :292 – 296. 13th International Conference on the Strength of Materials.

Weiss, J. and Montagnat, M. (2007). Long-range spatial correlations and scaling in dislocation and slip patterns. *Philosophical Magazine*, 87(8-9) :1161–1174.

Weiss, J., Montagnat, M., Cinquin-Lapierre, B., Labory, P., Moreau, L., Damilano, F., and Lavigne, D. (2011). Waterfall ice : mechanical stability of vertical structures. *Journal of Glaciology*, 57(203) :407–415.

Wilkinson, A. J. and Randman, D. (2010). Determination of elastic strain fields and geometrically necessary dislocation distributions near nanoindents using electron back scatter diffraction. *Philosophical Magazine*, 90(9) :1159–1177.

Wilson, C., Burg, J., and Mitchell, J. (1986). The origin of kinks in polycrystalline ice. *Tectonophysics*, 127 :27–48.

Wilson, C. and Zhang, Y. (1994). Comparison between experiment and computer modelling of plane strain simple shear ice deformation. *J. Glaciol.*, 40(134) :46–55.

Wroblewski, T. (2002). Self-organized criticality - a model for recrystallization ? *Z. Metallkd*, 93(12) :1228–1232.

Xu, L. and Evans, B. (2010). Strain heterogeneity in deformed carrara marble using a micro-scale strain mapping technique. *Journal of Geophysical Research*, 115(B04202).

Yang, D. S., Bornert, M., Gharbi, H., Valli, P., and Wang, L. L. (2010). Optimized optical setup for dic in rock mechanics. *EPJ Web of Conferences*, 6.

Zaiser, M., Madani, F., and Koutsos, V. (2004). Self-affine surface morphology of plastically deformed metals. *Physical Review Letters*, 93(1).