



HAL
open science

Contribution à l'étude de l'endommagement de la glace columnaire S2 en compression uniaxiale

Olivier Ple

► **To cite this version:**

Olivier Ple. Contribution à l'étude de l'endommagement de la glace columnaire S2 en compression uniaxiale. Glaciologie. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1998. Français. NNT : . tel-00716389

HAL Id: tel-00716389

<https://theses.hal.science/tel-00716389>

Submitted on 10 Jul 2012

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

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



**LABORATOIRE
DE GLACIOLOGIE
ET GEOPHYSIQUE
DE L'ENVIRONNEMENT**

Associé à l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I



**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ENDOMMAGEMENT DE LA
GLACE COLUMNNAIRE S2 EN COMPRESSION UNIAXIALE.**

Olivier PLE

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
(Arrêtés ministériels du 5 Juillet 1984 et 30 mars 1992)

Spécialité : Géophysique et Géomécanique

Date de la soutenance : 22 janvier 1998

Composition du jury :

M.	Jack LANIER	Président
M.	Dominique ROUBY	Rapporteur
M.	Jean-Pierre BOURNAZEL	Rapporteur
M.	Paul DUVAL	Examineur
M.	Jean-Robert GRASSO	Examineur
M.	Jacques MEYSSONNIER	Directeur de Thèse

Remerciements

Je remercie Jack Lanier d'avoir accepté la présidence de ce jury.

Je suis très reconnaissant à messieurs Dominique Rouby et Jean-Pierre Bournazel de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de bien vouloir en être les rapporteurs.

Je tiens également à remercier messieurs Paul Duval et Jean-Robert Grasso d'avoir accepté d'examiner cette thèse.

Je voudrais adresser mes sincères remerciements à Jacques Meyssonier qui a fait preuve de patience et de gentillesse en m'encadrant pendant toute la durée de cette thèse. Je voudrais aussi, adresser mes sincères remerciements à Paul Duval pour ses précieux conseils et pour m'avoir initié à la pétrographie des glaces.

Un grand merci à J.P. Balestrieri, O. Brissaud, J.F. Chemin, M. Creseveur, J.L. Gabarre, E. Lefebvre, M. Maitre, A. Manouvrier et C. Rado, pour m'avoir aimablement prêté leur matériel. Le travail expérimental effectué, n'a été possible que grâce à la collaboration efficace et étroite des équipes techniques et de l'équipe mécanique de la glace.

Le système d'analyse d'images qui a été utilisé dans ce travail a été conjointement financé par l'Université Joseph Fourier - Grenoble I (BQR 93) et le Centre National de la Recherche Scientifique (SPI) : que ces deux organismes en soient remerciés.

Merci à tous!

Résumé

Ce travail est centré sur l'étude de la nucléation de fissures dans la glace.

Une partie importante de l'étude a été consacrée à la mise au point d'une glace artificielle qui fournit un matériau bidimensionnel idéal pour un couplage d'études expérimentales et théoriques.

Notre démarche a consisté à conduire une série d'expériences de fluage sur ce type de matériau et sur le type de glace couramment utilisé par la communauté des glaciologues. Selon le niveau de contrainte (entre -1 et -0,5 MPa) le fluage de la glace était accompagné ou non par de l'endommagement.

La partie la plus originale de l'étude expérimentale réside dans l'analyse des images vidéo qui permettait l'enregistrement de l'apparition des fissures dans le tiers central des échantillons. Nous avons ainsi obtenu une base de données importante sur la taille des fissures, leur orientation et leur localisation et sur les déformations de la glace.

La confrontation des résultats expérimentaux et des analyses théoriques nous a permis de renforcer nos connaissances sur les mécanismes physiques qui sont à l'origine des processus de déformation et de germination de fissures dans la glace de lac.

Enfin, en utilisant le modèle de l'inclusion d'Eshelby, dans le cadre d'un comportement viscoplastique newtonien, nous discutons un critère de nucléation basé sur le facteur d'intensité de contrainte en mode I.

Abstract

This work is based on the study of the nucleation of microcracks in polycrystalline ice. A large part of it consisted in designing a process to grow artificial "model" columnar ice. This structure controlled ice is very close to a two-dimensional material and could be used to connect experimental studies and theoretical analysis. Brick shaped specimens of "model" and "regular" columnar ice have been tested under uniaxial compression (constant load between -1 and -0.5 MPa). The largest face of the specimen was filmed continuously to localise each nucleation site in relation with the local microstructure. By following this experimental procedure, we have obtained a set of data on the number of cracks, their length and orientation together with strain measurements. The comparison between experimental results and theoretical analyses allows a better understanding of the mechanical behaviour of columnar S2-ice which experiences microcracking. Finally, by using the Eshelby's inclusion model in the case of a Newtonian viscoplastic material, which describes the microstructural stress concentrations, we have developed a model of crack initiation based on the stress intensity factor in mode 1.

Tables des matières

Chapitre 1 : Introduction.	9
Chapitre 2 : Généralités sur la glace.	11
2.1 Introduction.	11
2.2 Physique de la glace.	11
2.2.1 Structure cristalline de la glace.	11
2.2.2 Les défauts dans la glace.	13
2.2.3 Les dislocations dans la glace.	13
2.3 Rhéologie de la glace.	15
2.3.1 Comportement du monocristal.	15
2.3.1.1 Comportement élastique.	15
2.3.1.2 Comportement viscoplastique.	16
2.3.2 Comportement du polycristal.	18
2.3.2.1 Comportement d'une glace polycristalline isotrope.	19
2.3.2.2 Comportement d'un polycristal de glace colonnaire.	20
2.4 Conclusions.	21
Chapitre 3 : Analyse bibliographique.	23
3.1 Introduction.	23
3.2 Généralités sur la nucléation et la croissance des fissures en compression.	24
3.2.1 Formation d'une fissure par restitution d'énergie élastique.	24
3.2.1.1 Théorie de Griffith.	24
3.2.1.2 Facteurs d'intensité de contraintes.	27
3.2.2 Formation d'une fissure par empilement de dislocations: déformation plastique.	31
3.2.2.1 Modèle de Zener.	31
3.2.2.2 Théorie de Stroh.	32
3.2.2.3 Théorie de Smith et Barnby.	34
3.2.3 Données expérimentales sur la glace.	37

3.3 Nucléation et croissance des fissures en compression.	38
3.3.1 Anisotropie élastique.	38
3.3.1.1 Théorie de Cole.	38
3.3.1.2 Approche de Wu et Sunder .	40
3.3.1.3 Concentration de contraintes aux points triples.	43
3.3.2 Glissement des joints de grains.	44
3.3.3 Mécanisme d'empilement des dislocations.	47
3.3.4 Données expérimentales sur la glace.	49
Chapitre 4 : Méthode expérimentale.	53
4.1 Introduction.	53
4.2 Principe du dispositif expérimental.	53
4.3 Fabrication des échantillons de glace colonnaire.	54
4.3.1 Etude préliminaire.	54
4.3.2 Préparation et croissance d'une glace colonnaire "modèle".	56
4.3.3 Usinage des échantillons de glace colonnaire "modèle".	64
4.4 Instrumentation et mise en place des échantillons de glace colonnaire.	65
4.4.1 Le capteur de force.	65
4.4.2 Les capteurs de déplacement.	65
4.4.3 Le capteur d'émission acoustique.	69
4.4.4 Mise en place de l'échantillon sur la presse.	69
4.5 L'acquisition et le traitement des données.	71
4.5.1 Acquisition des données des capteurs.	71
4.5.2 Utilisation de la vidéo comme outil de caractérisation.	74
4.5.3 Procédure d'essai et traitement des données.	76
4.6 Conclusions et perspectives.	78
Chapitre 5 : Résultats expérimentaux.	81
5.1 Introduction.	81
5.2 Résultats des essais de fluage de la phase 1 : <i>matériau non endommagé</i> .	81
5.2.1 Etude du fluage primaire.	81
5.2.2 Etude de la vitesse de déformation en fluage secondaire.	86
5.2.3 Etude de la déformation recouvrée.	92

5.2.4 Conclusions sur la phase 1 : <i>matériau non endommagé</i> .	97
5.3 Résultats des essais de fluage de la phase 2 : <i>matériau en cours d'endommagement</i> .	98
5.3.1 Endommagement en fluage primaire.	98
5.3.2 Etude du fluage secondaire et tertiaire.	100
5.3.3 Evolution de la fissuration au cours du temps.	106
5.3.4 Conclusions sur la phase 2 : <i>matériau en cours d'endommagement</i> .	110
5.4 Résultats des essais de fluage de la phase 3 : <i>matériau endommagé</i> .	111
5.4.1 Etude du fluage secondaire dans la direction principale.	111
5.4.2 Conclusions sur la phase 3 : <i>matériau endommagé</i> .	115
5.5 Analyse et discussion.	116
5.5.1 Conservation de l'énergie.	116
5.5.2 Modèle phénoménologique pour le comportement de glace endommagée.	118
5.5.2.1 Modèle de Duvva et Crow.	118
5.5.2.2 Développement du modèle dans une hypothèse bidimensionnelle.	120
5.5.2.3 Compression uniaxiale σ avec $n = 3$.	121
5.6 Conclusion générale.	124
Chapitre 6 : Analyse locale et statistique.	127
6.1 Introduction.	127
6.2 Paramètres structuraux : <i>analyse globale</i> .	129
6.2.1 Présentation des résultats.	129
6.2.2 Analyse des distributions.	136
6.3 Paramètres d'orientation : <i>analyse globale</i> .	141
6.3.1 Présentation des résultats.	141
6.3.2 Analyse des distributions.	146
6.4 Analyse de la germination des fissures : <i>étude détaillée</i> .	152
6.4.1 Apparition des fissures sur l'échantillon N°2.	152
6.4.2 Apparition des fissures sur l'échantillon N°6.	156
6.4.3 Apparition des fissures sur l'échantillon N°9.	161
6.4.4 Apparition des fissures sur l'échantillon N°18.	169
6.4.5 Apparition des fissures sur l'échantillon N°19.	169
6.5 Corrélation spatio-temporelle.	178
6.6 Conclusions préliminaires et discussion.	179
6.6.1 Introduction.	179

6.6.2 Vérification du critère de Stroh modifié par Smith et Barnby.	179
6.7 Analyse et modélisation.	181
6.7.1 Détermination des contraintes d'initiation : <i>modèle de l'inclusion</i> .	181
6.7.1.1 Détermination des contraintes dans l'inclusion.	181
6.7.1.2 Détermination du comportement effectif : <i>autocohérence</i> .	185
6.7.1.3 Détermination des contraintes dans la matrice.	189
6.7.2 Critère de nucléation.	195
6.8 Conclusion générale.	198
Chapitre 7 : Conclusions générales et perspectives.	199
Références bibliographiques.	203
Annexe EV.	211
Annexe PV.	225
Annexe EVI.	227

Chapitre 1

Introduction

Le développement économique des zones arctique et subarctique a entraîné la mise en route d'importants programmes de recherche sur les interactions glace-structure. Ces études ont montré l'importance de l'endommagement d'une glace dérivante lors de son impact avec une structure fixe (plate-forme de forage) ou mobile (navire brise-glace) (Jordaan et Singh, 1994). Actuellement, de nombreux laboratoires travaillent sur les problèmes d'Ingénierie polaire. Citons par exemple le C.R.R.E.L. (Cold Regions Research and Engineering Laboratory) de l'U.S. Army ou le N.R.C.C. (National Research Council of Canada) et des pays comme la Finlande, le Japon, la Chine, la Norvège et l'ex U.R.S.S. . En France, un programme sur l'interaction glace-structure (P.I.G.S.) a été lancé par le C.N.R.S. (Plé et al., 1995). Les études ont commencé au laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (L.G.G.E.) avec Kalifa (1988), qui a centré son travail sur l'endommagement de la glace isotrope (glace de glacier) en compression triaxiale. Kalifa a montré l'influence de la pression de confinement sur le mode de germination des fissures et sur la contrainte critique associée à l'apparition de la première fissure. Il a mis en évidence le déplacement de la transition ductile-fragile vers les vitesses de déformation élevées lorsque le confinement augmente et a montré que la déformation transitoire, qui précède l'obtention de la vitesse de fluage minimum, tient une part importante dans la déformation à la première fissure. C'est pourquoi, une thèse a été menée par Goubert (1993) sur le fluage transitoire de la glace isotrope, avec des cycles charge-décharge, en compression uniaxiale. Dans le polycristal de glace l'incompatibilité des déformations viscoplastiques entre les grains engendre un champ de contraintes internes, qui se développe pendant la phase de fluage primaire. Il y a alors écrouissage du matériau (écrouissage cinématique ou directionnel et écrouissage isotrope). Goubert (1993) a montré, qu'une partie importante de la déformation est recouverte après décharge totale du matériau suite à la relaxation des contraintes internes. Enfin, il a contribué au développement d'un modèle qui rend compte de la déformation recouverte en découplant écrouissage cinématique et écrouissage isotrope (Meyssonnier et Goubert, 1994). Ces deux auteurs ont montré l'importance du comportement rhéologique du matériau sur la formation des fissures.

En s'inspirant d'une étude de Gold (1972), notre démarche a consisté à conduire une série d'expériences de fluage en compression uniaxiale ($-1 < \sigma < -0,5$ MPa) sur différents types de

glace colonnaire (ou glace de lac) préparés en laboratoire. En particulier, nous avons mis au point un procédé original de croissance de glace colonnaire qui permet de contrôler la taille et l'orientation de chaque grain. L'utilisation de ce matériau facilite la détermination expérimentale des mécanismes d'endommagement et la compréhension des phénomènes physiques. Au cours des essais, l'évolution de la fissuration est enregistrée par une caméra vidéo ainsi que par des capteurs acoustiques. L'analyse des données expérimentales permet de déterminer l'évolution de la fissuration en relation avec l'orientation cristallographique de chaque grain fissuré et de son entourage. Ces expériences constituent une base de données originale pour l'établissement d'un modèle d'évolution de l'endommagement. Cette étude met en évidence l'intérêt de l'utilisation d'un matériau "modèle" à microstructure contrôlée. La confrontation entre observation expérimentale et modélisation nous a permis de comprendre plus précisément les mécanismes de germination de fissures. En effet, l'intérêt de cette approche expérimentale est de pouvoir tester séparément chaque hypothèse en utilisant un matériau de glace "modèle" spécialement élaboré à cet effet.

En résumé, cette étude contribue à améliorer nos connaissances sur le comportement du matériau glace colonnaire, qu'il soit endommagé ou non. Elle augmente notre base de données sur le comportement du matériau en fluage et sur l'évolution de l'endommagement en temps réel. Par une étude expérimentale originale et une analyse théorique systématique, cette thèse contribue à renforcer nos connaissances sur les mécanismes physiques qui sont à l'origine du processus de germination de fissures dans la glace de lac. Enfin, elle amorce l'étape suivante qui devra être la modélisation par éléments finis (2D et 3D) du comportement mécanique d'un assemblage de grains de glace colonnaire de géométries et d'orientations cristallographiques connues.

Afin de conserver au texte sa clarté, une grande partie des résultats est présentée en annexe. Les annexes des résultats expérimentaux sont notées EV et EVI en référence au chapitre 5 et 6. L'annexe personnelle est notée PV en référence au chapitre 5.

Chapitre 2

Généralités sur la glace

2.1 Introduction.

Dans ce chapitre, nous rappelons les principales caractéristiques physiques de la glace. Dans les conditions de température et de pression terrestre, la transformation d'eau en glace passe par un équilibre métastable à la température constante de 273 K. Cette glace est appelée glace Ih, elle n'est qu'une des neuf variétés allotropiques décrites dans le diagramme des phases et la seule présente sur Terre. Nous présentons ici quelques résultats essentiels sur les propriétés physico-chimiques et mécaniques de la glace Ih.

2.2 Physique de la glace.

2.2.1 Structure cristalline de la glace.

La glace Ih a une structure cristallographique hexagonale. Chaque atome d'oxygène est entouré par quatre autres atomes d'oxygène formant un tétraèdre régulier (fig. 2.1). L'agencement des tétraèdres forme une structure cristalline à symétrie hexagonale. Les atomes d'oxygène sont concentrés dans une série de plans parallèles appelés plans de base $\{0001\}$. La direction perpendiculaire à ces plans est l'axe de symétrie hexagonale du cristal que l'on définit comme étant l'axe c ou axe optique. La valeur du rapport c/a , qui dépend de la température, est proche de 1,629 entre 0°C et -100°C . Cette valeur est comparable à celle d'un empilement hexagonal compact ($c/a = 1,633$). Dans la glace, la molécule d'eau est conservée. Les travaux de Bernal et Fowler (1933) conduisent à un modèle statistique décrivant la position des protons. Ceux-ci sont disposés sur les liaisons oxygène-oxygène. Deux molécules d'eau voisines sont orientées de façon à ce qu'il y ait un seul proton entre deux atomes d'oxygène. Cependant, différents travaux de diffraction X ont montré que, contrairement aux atomes d'oxygène, les protons ont une structure totalement désordonnée (fig. 2.2).

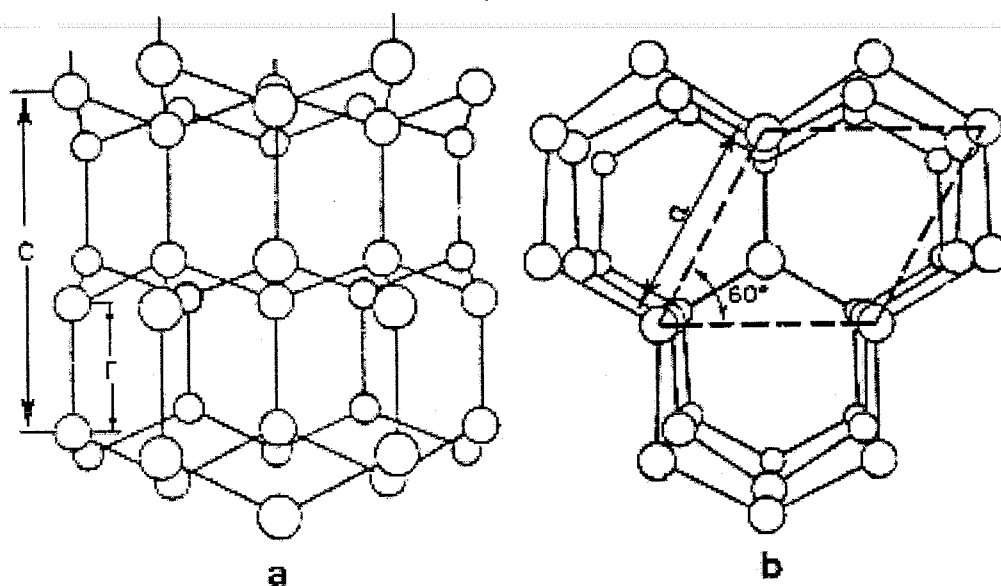


Figure 2.1

Position des atomes d'oxygène dans la glace Ih. (a) est une vue perpendiculaire à l'axe c. (b) est une vue le long de l'axe c (Michel, 1978).

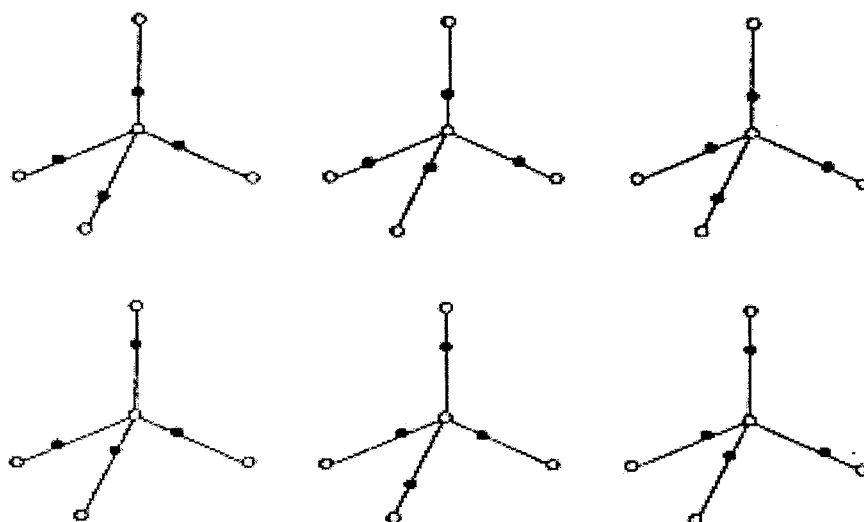


Figure 2.2

Six orientations possibles pour H_2O dans la glace Ih. Les cercles noirs représentent les atomes d'hydrogène et les cercles blancs les atomes d'oxygène.

2.2.2 Les défauts dans la glace.

Dans la glace, chaque atome d'oxygène occupe un noeud du réseau. Tout écart à cette règle constitue, comme dans les autres solides cristallins, un défaut de type lacune, interstitiel ou impureté substitutionnelle. Il existe cependant des défauts spécifiques à la glace qui font intervenir la position des protons dans le réseau, ce sont les défauts ioniques et les défauts rotationnels. Les premiers résultent de la formation d'ions H_3O^+ et OH^- , les seconds correspondent à un non-respect des règles de Bernal et Fowler. Si on envisage une rotation de $2\pi/3$ d'une molécule d'eau autour d'une de ces liaisons, il y a création d'un défaut de Bjerrum de type L (leer) ou D (doppelt) (fig. 2.3), c'est à dire respectivement d'une liaison O-O sans proton ou d'une liaison doublement occupée. Ces deux défauts peuvent ensuite se séparer et diffuser par rotations successives vers des molécules d'eau voisines.

2.2.3 Les dislocations dans la glace.

La tri périodicité de l'arrangement cristallin de la glace ne concerne, comme nous l'avons vu, que les atomes d'oxygène. Les dislocations représentent donc des perturbations linéaires de cet arrangement. La structure de la glace Ih correspond à deux mailles hexagonales compactes décalées l'une de l'autre dans la direction de l'axe c. On peut donc envisager les mêmes dislocations que dans des structures hexagonales compactes mais leur géométrie est plus complexe compte tenu du dédoublement des plans. Toutes ces dislocations sont caractérisées par leur vecteur de Burgers et l'énergie élastique associée à chacune d'entre elles. Le calcul de cette énergie est fait à partir des valeurs des constantes élastiques de la glace. Les valeurs de ces énergies montrent que les dislocations basales de type vis sont celles que l'on rencontre le plus souvent dans la glace. Celles-ci peuvent en outre se diviser en deux dislocations partielles (Hondoh et al., 1990). Cette dissociation correspond à une stabilisation énergétique. En effet, la distance séparant les deux dislocations partielles peut être calculée en égalant la force répulsive qui s'exerce entre elles à la force attractive résultant de l'énergie du défaut d'empilement. Elle est d'environ une centaine d'Angströms, c'est à dire d'une dimension trop faible pour être visible par topographie X. Ahmad et Whitworth (1988) ont observé, aux rayons X, la structure des dislocations dans un monocristal de glace au cours des premiers instants de sa déformation. Ils ont observé des dislocations vis qui glissent dans le plan de base et très occasionnellement, des dislocations basales de type coin. La vitesse de déplacement des dislocations dans le monocristal de glace est très faible comparée à celles observées pour les métaux. Dans le monocristal à 255 K soit un rapport $T/T_f = 0,93$ (T_f étant la température de

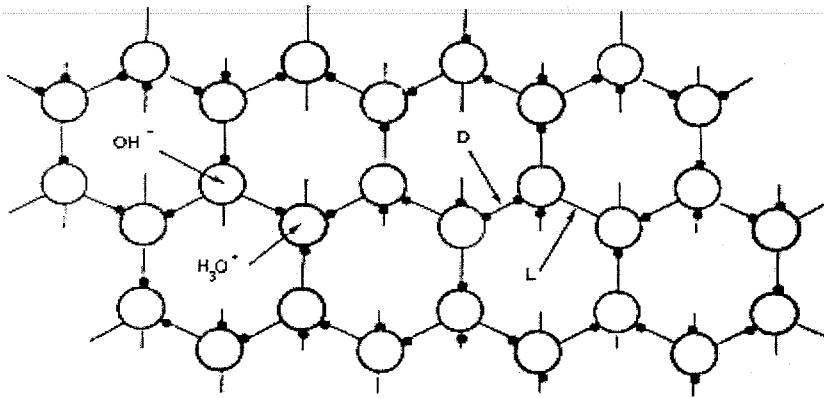


Figure 2.3

Défauts ioniques et défauts de Bjerrum (lead et doppel) dans la glace Ih.

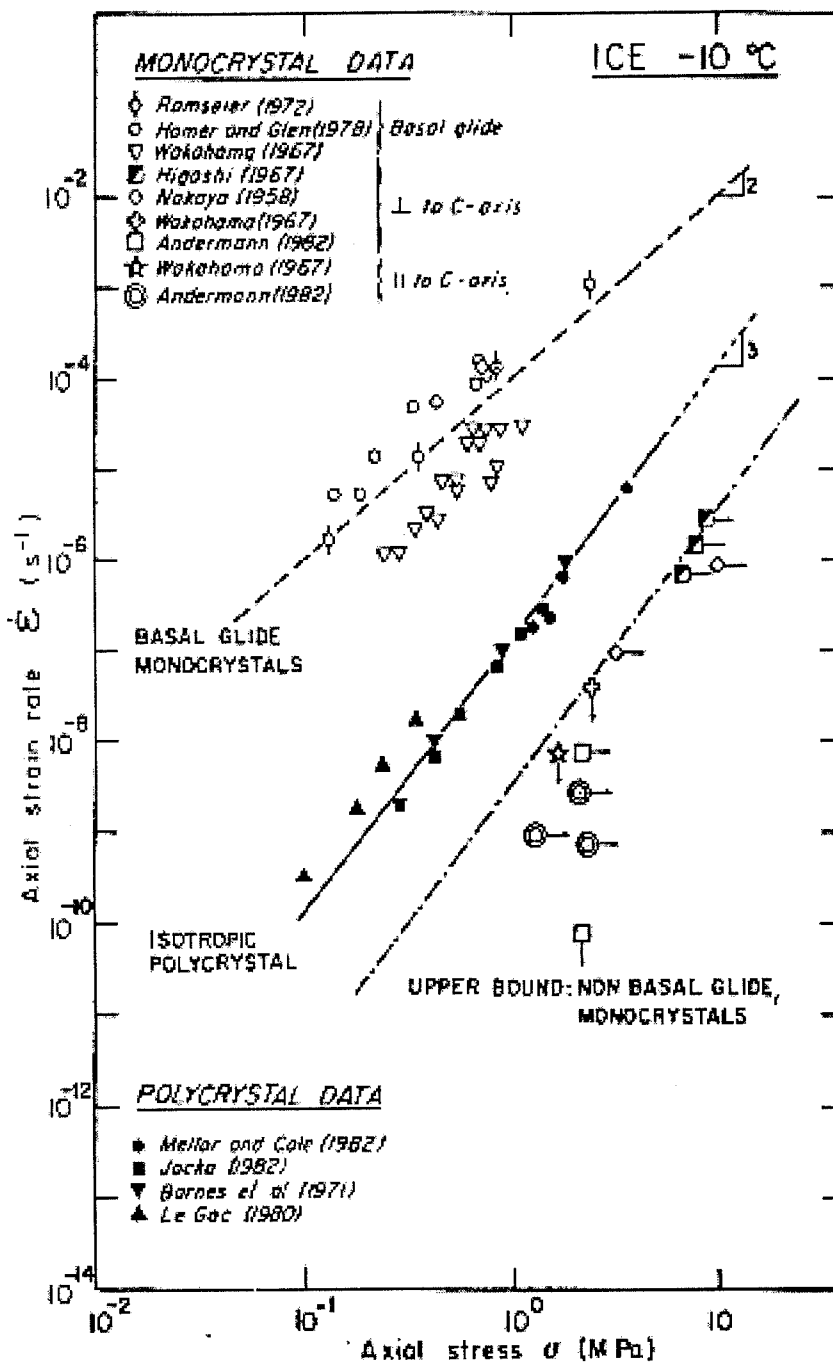


Figure 2.4

Comportement en régime stationnaire, à -10°C, du monocristal de glace et de la glace polycristalline isotrope d'après Duval et al., 1983.

fusion) et sous une contrainte de 0,1 MPa, la vitesse de déplacement est de 0,2 $\mu\text{m/s}$ alors que dans le cuivre à 293 K ($T/T_f = 0,21$) sous une contrainte de 0,25 MPa elle est de 8 m/s (Ashby et Jones, 1991). Selon Petrenko et Whitworth (1994) cette faible vitesse de déplacement pourrait être due au désordre protonique qui est un obstacle à l'avancée des dislocations (le facteur limitant étant la vitesse à laquelle les liaisons hydrogènes peuvent être réorientées de manière aléatoire).

Bien que l'on observe des dislocations non basales, les observations indiquent que le glissement ne concerne que les dislocations dont le vecteur de Burgers se trouve dans le plan de base.

De plus une caractéristique essentielle de la glace est que l'on observe une absence complète de glissement des dislocations vis sur les plans non basaux (Petrenko et Whitworth, 1994).

2.3 Rhéologie de la glace.

2.3.1 Comportement du monocristal.

Compte tenu de la symétrie hexagonale, le monocristal de glace peut être considéré comme orthotrope de révolution. L'axe de révolution de l'orthotropie est l'axe c ou axe optique, il est perpendiculaire aux plans de base du cristal.

2.3.1.1 Comportement élastique.

Le comportement élastique peut être décrit par la loi de Hooke dont la matrice de raideur comporte 5 coefficients indépendants. La relation entre tenseur des contraintes et tenseur des déformations s'écrit, dans le cas d'un matériau orthotrope de révolution sous la forme :

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} \end{Bmatrix} = \begin{vmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(C_{11}-C_{12}) \end{vmatrix}_{(x,y,z=c)} \begin{Bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{zz} \\ 2\epsilon_{yz} \\ 2\epsilon_{zx} \\ 2\epsilon_{xy} \end{Bmatrix} \quad (2.1)$$

Gammon et Sunder (1983) donnent les valeurs des coefficients de la matrice de raideur pour un monocristal de glace à -16°C , en GPa :

$$\left. \begin{aligned} C_{11} &= 13,93 \pm 0,04 \\ C_{12} &= 7,08 \pm 0,04 \\ C_{13} &= 5,76 \pm 0,02 \\ C_{33} &= 15,01 \pm 0,05 \\ C_{44} &= 3,01 \pm 0,01 \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

On remarque que l'anisotropie élastique du monocristal de glace Ih est faible, de l'ordre de 10 %. Cependant, elle reste suffisante pour induire des concentrations de contraintes au cours d'essais de compression.

2.3.1.2 Comportement viscoplastique.

Le comportement viscoplastique du monocristal Ih rendu possible par le glissement des dislocations, a été étudié par de nombreux auteurs (fig. 2.4). On observe surtout, au cours d'un essai de compression ou de traction, que le monocristal se déforme par glissement sur ses plans de base. Le comportement du monocristal cisailé parallèlement au plan de base est correctement décrit par une loi puissance reliant la vitesse de déformation à la contrainte de cisaillement selon l'expression :

$$\dot{\varepsilon} = A_0 \sigma^n \exp(-Q/RT) \quad (2.3)$$

La plupart des auteurs (Duval et al., 1983) rapportent un exposant des contraintes n de $2 \pm 0,2$ et une énergie d'activation Q de 63 kJ/mol. La valeur de l'exposant peut s'expliquer si l'on suppose qu'il y a variation linéaire du nombre de sources de dislocations et de la vitesse des dislocations avec la contrainte. On peut orienter le monocristal de façon à n'avoir aucune contrainte de cisaillement sur ces plans. Selon Duval (Duval et al., 1983) dans de telles conditions, la déformation non-basale nécessiterait une contrainte au moins soixante fois supérieure à celle correspondant au glissement basal pour la même vitesse de déformation. De même, les vitesses de déformation varient d'un facteur 1000 selon que le glissement a lieu ou non dans un plan de base (Duval et al., 1983). On constate donc une forte anisotropie plastique du monocristal de glace (fig. 2.4), qui se déforme par glissement basal dans la direction de cisaillement maximum (Glen, 1975).

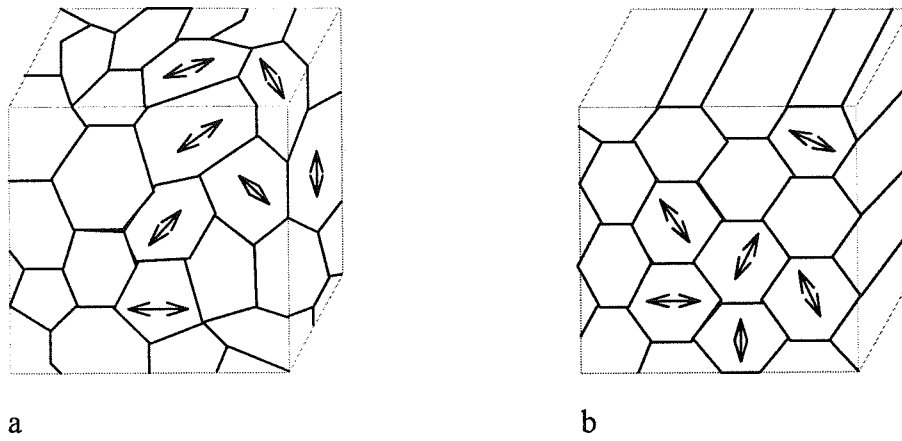


Figure 2.5

Schématisation d'un cube de glace équiaxe (a) et d'un cube de glace colonnaire (b). Les flèches représentent la direction des axes cristallographiques.

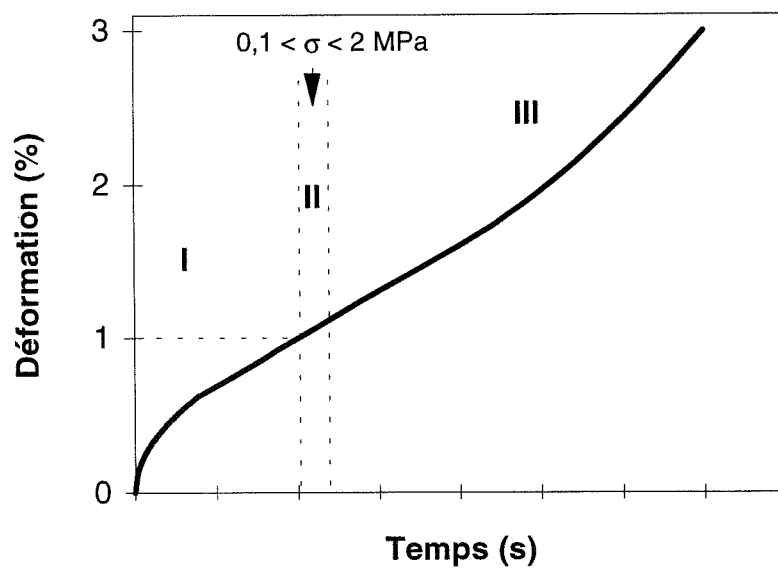


Figure 2.6

Courbe de fluage schématisée d'un polycristal de glace Ih, sans fissuration.

2.3.2 Comportement du polycristal.

Dans le polycristal de glace, les joints de grains constituent des obstacles au glissement des dislocations dans les plans de base. En conséquence celles-ci viennent se concentrer et s'empiler au niveau des joints de grains.

De plus le glissement basal fournit seulement deux degrés de liberté, à chaque grain, ce qui n'est pas suffisant pour accommoder une déformation quelconque.

Les fortes incompatibilités de déformations entre grains qui en résultent provoquent de fortes concentrations de contrainte aux joints de grains. Pour accommoder ces incompatibilités de déformation, d'autres mécanismes que le glissement basal sont nécessaires. Certains auteurs proposent la mise en activité des systèmes non-basaux (Wei et Dempsey, 1994) ou la possibilité de montée des dislocations hors plan de base (Duval et al., 1983) ou le glissement au joint de grain (Sinha, 1978), la validité de ces hypothèses restant à confirmer.

Selon le niveau de contrainte et/ou de vitesse de déformation, le polycristal peut accommoder une déformation imposée soit par recristallisation (polygonisation des grains conduisant à la formation de sous grains avec faible désorientation, ou recristallisation discontinue résultant en la création de nouveaux grains d'orientation cristallographique adaptée à la sollicitation imposée localement) soit par fissuration des grains défavorablement orientés pour la déformation.

On rencontre principalement deux types de glace dans les régions polaires : la glace de glacier et la glace de mer ou de lac. Ces deux sortes de glace sont couramment utilisées lors d'expériences de laboratoire (fig. 2.5).

La glace de glacier a une structure granulaire équiaxe. Elle provient de la transformation de cristaux de neige en glace. Les grains qui la composent étant orientés de façon aléatoire, son comportement macroscopique est isotrope.

La glace, de mer ou de lac, est constituée de cristaux allongés en forme de colonnes et est appelée glace colonnaire. Elle se forme sous l'effet d'un gradient thermique unidirectionnel. Le grand axe des colonnes est vertical, c'est à dire dans la direction de croissance. Dans la nature on rencontre fréquemment la glace S-2 (Michel et Ramseier, 1969) pour laquelle les axes c sont répartis aléatoirement dans des plans horizontaux. Cette glace a un comportement macroscopique orthotrope de révolution, d'axe de symétrie de révolution parallèle au grand axe des colonnes.

2.3.2.1 Comportement d'une glace polycristalline isotrope.

De nombreux auteurs ont réalisé, en laboratoire, des essais de fluage en compression et en traction sur de la glace polycristalline isotrope. Ils montrent que la courbe déformation-temps se décompose en trois parties (fig. 2.6).

- D'abord, un fluage primaire où la vitesse de déformation décroît avec le temps et la déformation (Jacka, 1984). Pendant cette phase, l'état des contraintes est relativement homogène aux tous premiers instants de la déformation. Après quelques instants, un champ de contraintes internes, dû à la forte anisotropie plastique des monocristaux, se met en place et fait décroître du même coup la vitesse de déformation.

- La phase de fluage secondaire qui correspond habituellement (métaux) à un régime stationnaire ou permanent, est dans le cas de la glace réduite à un passage de la vitesse de déformation par un minimum. Glen (1955) a mis en évidence, dans le cas d'un chargement uniaxial, l'existence d'une loi puissance entre la vitesse minimum et la contrainte appliquée de la forme :

$$\left. \begin{aligned} \dot{\epsilon} &= K(T) \sigma^n \\ K(T) &= K_0 \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

- Q est l'énergie d'activation,

- T représente la température (T < 265 K),

- n une constante,

- K₀ une constante.

Pour la glace isotrope, cette relation se vérifie assez bien expérimentalement et l'on montre que l'exposant des contraintes est de trois. Une généralisation multiaxiale (Norton-Hoff) a été vérifiée expérimentalement par Duval (1976) par des essais de fluage en torsion-compression.

- Enfin, un fluage tertiaire où il y a augmentation rapide de la vitesse de déformation. Cet accroissement s'explique par une migration rapide des joints de grains associée à une recristallisation dynamique. Ce processus d'accommodation est suffisant pour relaxer le champ de contraintes internes.

D'un point de vue mécanique, il y a dans le polycristal de glace isotrope un écrouissage dû à l'incompatibilité des déformations entre grains (cela se traduit par une diminution de la vitesse de déformation en fluage primaire). Il existe en fait, au sein du matériau, un écrouissage cinématique directionnel, qui dépend du sens de chargement et des empilements de dislocations, et un écrouissage isotrope qui résulte de l'interaction à

courte distance des différents empilements des dislocations. Compte tenu de la complexité des phénomènes physiques mis en jeu, il n'y a actuellement pas de modèle qui puisse reproduire avec exactitude le comportement en fluage d'un polycristal de glace isotrope en chargement uniaxial.

2.3.2.2 Comportement d'un polycristal de glace colonnaire.

Les orientations cristallographiques des grains de la glace colonnaire S-2 sont réparties de façon aléatoires dans le plan perpendiculaire à l'axe des colonnes. Il en résulte un plan macroscopiquement isotrope. Le polycristal de glace colonnaire S-2 a donc un comportement orthotrope de révolution comme le monocristal de glace. Cependant, l'axe de l'orthotropie est cette fois-ci le grand axe des colonnes. Si nous faisons un essai de fluage en compression uniaxiale sur des plaques épaisses de glace colonnaire S-2, avec une direction de chargement perpendiculaire aux axes des colonnes, nous pouvons faire l'hypothèse que le matériau est dans un état plan de déformations. En théorie seulement car dans la glace S-2 naturelle, les colonnes étant plus ou moins tronconiques, cette structure colonnaire reste tridimensionnelle. Malgré tout, son anisotropie est fortement marquée. Des essais de fluage, en compression uniaxiale (Gold, 1972; Sinha, 1982) montrent que cette glace a un comportement moins ductile et donc plus fragile qu'une glace granulaire isotrope. Comme la glace équiaxe, elle se déforme préférentiellement dans ses plans de base mais sa forte anisotropie induit des champs de contraintes internes localisés au niveau des plans de joints et à la jonction de plusieurs grains (point triple). En conséquence, la déformation des plans de joint est un facteur déterminant. Ces mécanismes moins aisés à mettre en oeuvre que le glissement basal provoquent des singularités de contraintes et aboutissent via un processus d'empilement de dislocations et de glissement non accommodé aux joints de grains à l'endommagement du matériau.

2.4 Conclusions.

La particularité des propriétés élastiques et plastiques du monocristal de glace confère au polycristal des caractéristiques mécaniques propres. Ainsi, les dislocations basales sont concentrées dans des bandes de glissement qui induisent des déformations intracristallines hétérogènes. L'anisotropie du comportement dynamique des dislocations provoque un champ de contraintes internes non-homogènes dont les conséquences gouvernent le comportement mécanique du polycristal. Ce processus, difficile à analyser dans le cas d'un corps viscoplastique comme la glace, conduit via le phénomène d'empilement des dislocations et la création d'un champ de contraintes internes très localisé, à la germination de fissures et donc à l'endommagement du matériau. Si l'étude de l'endommagement reste, pour la plupart des matériaux, délicate, elle est facilitée dans le cas de la glace par l'utilisation d'une glace colonnaire de structure particulière. De plus, compte tenu de la relative facilité de fabrication de la glace, il est possible de concevoir un matériau modèle spécialement élaboré pour cette étude et facilement modélisable par une analyse bidimensionnelle.

Chapitre 3

Analyse bibliographique

3.1 Introduction.

Les microfissures créées dans les matériaux, résultent de la rupture des liaisons interatomiques, soit par clivage, glissement ou cavitation. Le clivage provient d'une rupture des liaisons interatomiques dans une direction perpendiculaire au plan de rupture. Le glissement résulte d'une rupture des liaisons dans une direction parallèle au plan de rupture. La cavitation à haute température provient de la condensation de lacunes.

Pour tous les matériaux, la contrainte théorique, de rupture, qui est de l'ordre de grandeur du module de cisaillement, est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la résistance expérimentale, aussi bien en traction (clivage) qu'en cisaillement (glissement) (Ashby et Jones, 1991). Pour la glace polycristalline, si le module de cisaillement est compris entre 3,0 et 3,8 GPa (Gold, 1958), la contrainte de rupture en traction est de 1 MPa (Lee et Schulson, 1986), et en compression, il faut une contrainte de -2 MPa pour former une fissure dans une glace isotrope (Hawkes et Mellor, 1972). Dans la glace colonnaire naturelle, la contrainte à appliquer pour former une fissure, en compression uniaxiale, est d'environ -1 MPa (Gold, 1972).

De nombreux modèles ont été développés sur l'origine des concentrateurs de contraintes dans le matériau : l'anisotropie élastique, les incompatibilités ou non de glissement aux joints de grains, l'empilement des dislocations, ou encore la présence de défauts, tels que les bulles d'air, les microfissures invisibles à l'oeil nu ou les impuretés. Quel que soit le processus originel, la mécanique de la rupture a pour objet la détermination du champ des contraintes et du champ des déformations correspondant, et l'obtention des données expérimentales qui permettent de valider les modèles sur l'amorçage et la cinétique de propagation des fissures.

Le propos de ce chapitre sera de décrire les mécanismes de germination de fissures tels que les modèles les présentent, et d'analyser la propagation des fissures. Nous étudierons d'abord le cas d'un solide soumis à un état de traction uniaxiale (les premiers modèles ont été établis dans cette configuration), pour ensuite s'intéresser au cas d'un solide soumis à un état de compression uniaxiale.

3.2 Généralités sur la nucléation et la croissance des fissures en traction.

3.2.1 Formation d'une fissure par restitution d'énergie élastique.

3.2.1.1 Théorie de Griffith.

Les premières théories consacrées à la rupture concernaient des matériaux très fragiles tels que le verre. Vers 1920, Griffith fut le premier à proposer une théorie fondée sur la compétition entre l'énergie élastique restituée lors de l'avancée de la fissure et l'énergie dissipée sous forme de création de nouvelles surfaces. Il assimile la fissure à une cavité elliptique dont le grand axe est perpendiculaire à la direction de traction (fig. 3.1). Inglis (1913) calcule la contrainte en pointe de fissure, soit σ_{yf} :

$$\sigma_{yf} = \sigma \left(1 + 2\sqrt{\frac{a}{r}}\right) \quad (3.1)$$

- r est le rayon de courbure à l'extrémité de l'ellipse ($r = \frac{b^2}{a}$),
- σ la contrainte de traction appliquée à la plaque,
- $2b$ l'axe mineur de l'ellipse,
- $2a$ l'axe majeur de l'ellipse (longueur de la fissure).

En tête de fissure, lorsque r tend vers zéro, σ_{yf} devient singulière et tend vers l'infini.

Griffith (1924) propose un critère thermodynamique de propagation : la fissure prend une taille telle que l'énergie totale U_t du système [corps fissuré + charge] est minimisée. U_t comprend :

- le travail des forces externes (W_d),
- l'énergie élastique au voisinage de la fissure (U_e),
- l'énergie de surface de la fissure (U_s).

Le travail des forces externes est lié à l'augmentation du volume de la fissure, qui entraîne une réduction de la complaisance du matériau. L'énergie élastique est induite par le champ de contraintes du voisinage de la fissure.

D'après Griffith, U_t s'écrit :

$$U_t = -W_d + U_e + U_s = -U_e + U_s \quad (3.2)$$

On définit $U_m = -W_d + U_e$ comme l'énergie mécanique associée à la fissure. Le principe de Griffith s'écrit :

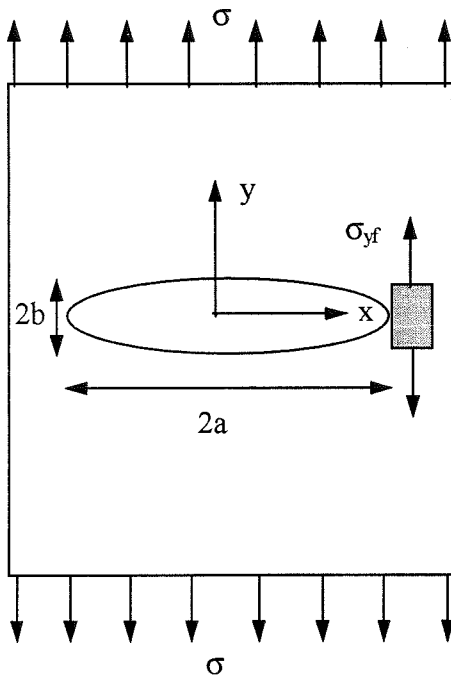


Figure 3.1

Fissure soumise à une contrainte de traction perpendiculaire à son grand axe.

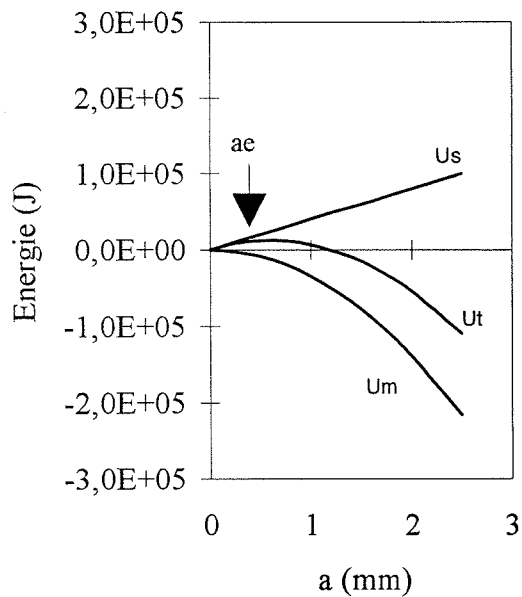


Figure 3.2

Energies associées à une fissure soumise à une contrainte de traction uniaxiale $\sigma = 1$ MPa. Les données pour la glace sont $E = 9,5$ GPa et $\gamma_s = 0,1$ ($J.m^{-1/2}$). La longueur d'équilibre de la fissure est $2a_e = 1,2$ (mm).

$$\frac{\partial U_t}{\partial a} < 0 \quad (3.3)$$

Il y a propagation si :

$$\frac{\partial U_s}{\partial a} < -\frac{\partial U_m}{\partial a} \quad (3.4)$$

Lawn et Wilshaw (1975) montrent que quel que soit le mode de chargement :

$$W_d = 2U_e \quad (3.5)$$

alors, $U_m = -U_e$. Lawn et Wilshaw (1975) définissent une force motrice de propagation G qui est la variation d'énergie élastique liée à la variation de la taille de la fissure :

$$G = -\frac{1}{2} \frac{\partial U_m}{\partial a} = \frac{1}{2} \frac{\partial U_e}{\partial a} \quad (3.6)$$

L'énergie dépensée pour créer une surface de longueur $2a$ est :

$$U_s = 4\gamma_s a \quad (3.7)$$

où γ_s est l'énergie de surface.

Jaeger et Cook (1984) calculent l'expression de U_e , en élasticité isotrope, à partir du champ de contraintes en pointe de fissure, en contraintes planes (a), et en déformations planes (b) :

$$\left. \begin{aligned} U_e &= \frac{a^2 \pi \sigma^2}{E} \quad (a) \\ U_e &= \frac{a^2 \pi \sigma^2 (1 - \nu^2)}{E} \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

Dans l'équation (3.8), E est le module de Young, et ν le coefficient de Poisson.

Le critère de Griffith peut se récrire sous la forme suivante :

$$G = 2\gamma_s \quad (3.9)$$

La figure (3.2) montre la variation de U_m , U_s et U_t avec la longueur de la fissure pour une contrainte externe fixée à $\sigma = 1\text{MPa}$, lorsque $a < a_e$, a_e désignant la valeur de a pour laquelle la dérivée de U_t par rapport à a est nulle, U_t croît avec la taille de la fissure. En revanche, si $a > a_e$, U_t diminue quand la taille de la fissure augmente. La fissure se propage et mène à la rupture de l'échantillon. La contrainte critique de propagation est obtenue en substituant les équations (3.6) et (3.7) dans (3.8) :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_p^T &= \sqrt{\frac{2\gamma_s E}{\pi a}} \quad (\text{contrainte plane}) \\ \sigma_p^T &= \sqrt{\frac{2\gamma_s E}{\pi(1 - \nu^2)}} \quad (\text{déformation plane}) \end{aligned} \right\} \quad (3.10)$$

Le modèle de Griffith présente l'avantage d'étudier la fissuration sous une forme énergétique, il est indépendant du type de concentrateur ou de l'état de contraintes imposé, et peut être utilisé quelque soit le mode d'ouverture. Pour relier l'énergie de la fissure aux champs de contraintes qui lui sont associés, il est nécessaire d'introduire la notion de facteur d'intensité de contrainte.

3.2.1.2 Facteurs d'intensité de contraintes.

Tout déplacement des lèvres de la fissure se réduit à la combinaison de trois modes principaux, notés 1, 2 et 3. (fig. 3.3).

- le mode 1 correspond à une ouverture en traction. Il s'apparente au déplacement produit par une dislocation rectiligne coin parallèle au front de la fissure et dont le vecteur de Burgers est dans la direction de traction.
- le mode 2 est engendré par un cisaillement dans le plan de la fissure. Il s'apparente au déplacement produit par une dislocation rectiligne coin parallèle au front de fissure et dont le vecteur de Burgers est parallèle à la direction de cisaillement.
- le mode 3 est produit par un cisaillement antiplan, situé dans le plan de la fissure. Il s'apparente au déplacement produit par une dislocation vis parallèle au front de la fissure et dont le vecteur de Burgers est parallèle à la direction de cisaillement.

La superposition des trois modes permet de décrire le cas général de la fissuration. Nous ne discuterons ici que des modes 1 et 2 qui sont les plus importants et les plus rencontrés dans l'étude de la glace colonnaire. Dans les conditions du test expérimental, nous supposons que les déformations sont planes et que les fissures s'ouvrent dans des plans perpendiculaires à la face avant de l'échantillon.

On note que tous les problèmes plans faisant intervenir une fissure de longueur $2a$ conduisent à des contraintes et des déformations infinies lorsque le rayon de courbure à sa tête tend vers zéro, ainsi la pointe de la fissure constitue une singularité. Irwin (1958) a calculé le champ de contraintes au voisinage de la tête de fissure en fonction des contraintes de sollicitation (fig. 3.4). Lorsque la fissure est soumise à une contrainte normale de traction σ (mode 1), le champ de contrainte s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{r\theta} \end{array} \right\} = \sigma \sqrt{\frac{a}{2r}} \left| \begin{array}{l} \cos(\theta/2)[1 + \sin^2(\theta/2)] \\ \cos^3(\theta/2) \\ -\sin(\theta/2)\cos^2(\theta/2) \end{array} \right| \quad (3.11)$$

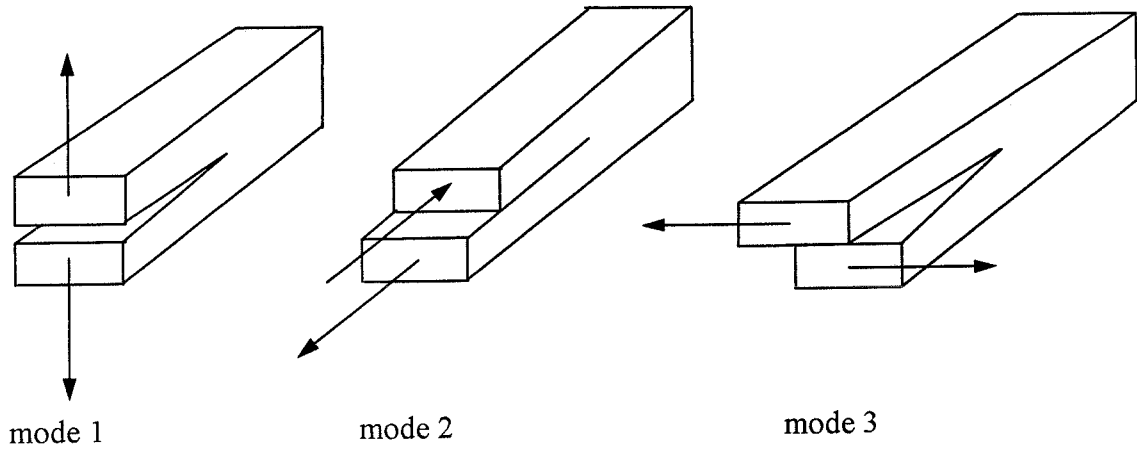


Figure 3.3

Les trois façons de solliciter une fissure sont le mode 1 (traction), le mode 2 (cisaillement) et le mode 3 (cisaillement antiplan).

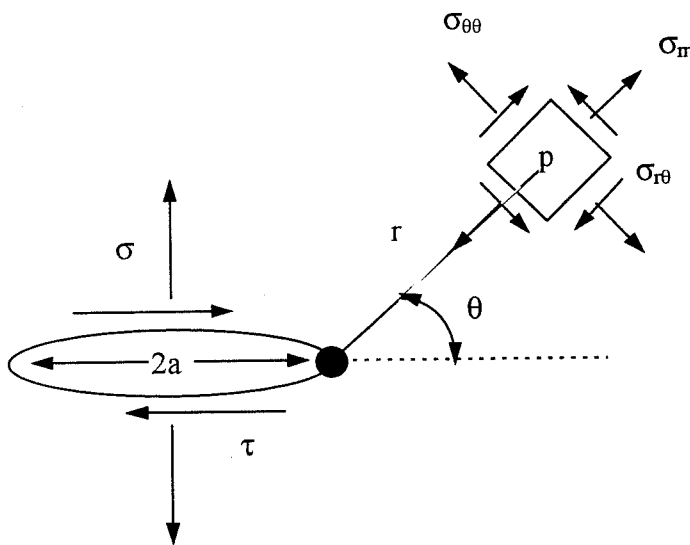


Figure 3.4

Champ de contrainte au voisinage d'une fissure allongée soumise à une contrainte normale σ ou de cisaillement τ .

L'équation (3.11) peut se synthétiser sous la forme suivante :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}^1(\theta) \quad \text{avec} \quad K_1 = \sigma\sqrt{\pi a} \quad (3.12)$$

où f_{ij}^1 est une fonction de θ indépendante de la contrainte appliquée et K_1 est fonction de la contrainte appliquée et de la géométrie de la fissure. K_1 permet de caractériser l'intensité des contraintes au voisinage de la tête de fissure.

Lorsque la fissure est soumise à une contrainte de cisaillement τ (mode 2), le champ de contrainte devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{r\theta} \end{array} \right\} = \tau \sqrt{\frac{a}{2r}} \left\{ \begin{array}{l} -\sin(\theta/2)[1 - 3\sin^2(\theta/2)] \\ \frac{3}{2} \sin\theta \cos(\theta/2) \\ -\cos(\theta/2)[1 - 3\sin^2(\theta/2)] \end{array} \right\} \quad (3.13)$$

De la même façon :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}^2(\theta) \quad \text{avec} \quad K_2 = \tau\sqrt{\pi a} \quad (3.14)$$

K_2 est le facteur d'intensité de contraintes en mode 2. Les fonctions f_{ij}^1 et f_{ij}^2 sont représentées sur la figure (3.5).

Ces calculs sont vérifiés si l'on fait deux hypothèses :

- $r \ll a$,
- le rayon de courbure en tête de fissure tend vers zéro.

La théorie de Griffith stipule qu'une fissure soumise à une traction uniaxiale se propage si la contrainte de traction en tête de fissure atteint une valeur critique σ_c .

Pour une propagation en mode 1, celle-ci correspond au facteur d'intensité de contrainte critique K_{1c} . D'après l'équation (3.10) on obtient :

$$\left. \begin{array}{l} K_{1c} = \sqrt{2E\gamma_s} \quad (\text{contrainte plane}) \\ K_{1c} = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{(1-\nu^2)}} \quad (\text{déformation plane}) \end{array} \right\} \quad (3.15)$$

La seule connaissance du facteur d'intensité de contrainte K_i qui est fonction à la fois du chargement et de la géométrie, permet de comparer les résultats obtenus sur des éprouvettes et le comportement de structures fissurées.

Il est intuitif de penser que le taux de restitution d'énergie G sera une grandeur très sensible à la singularité des contraintes. Le rapprochement du critère de Griffith, équation (3.9), et de l'équation (3.15) permet d'écrire les relations suivantes en mode 1 :

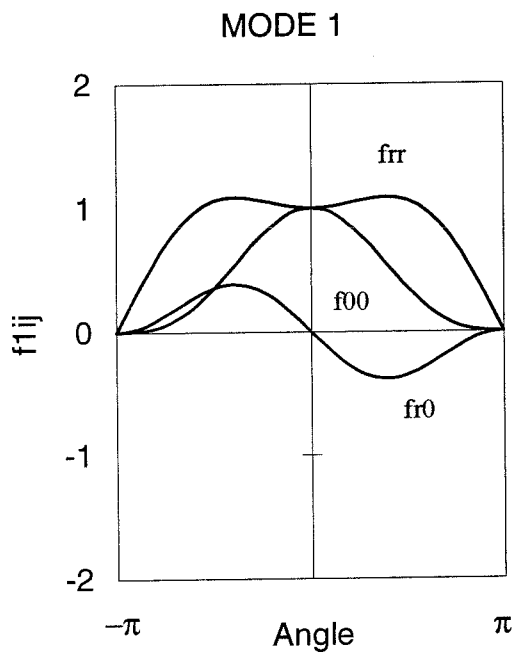
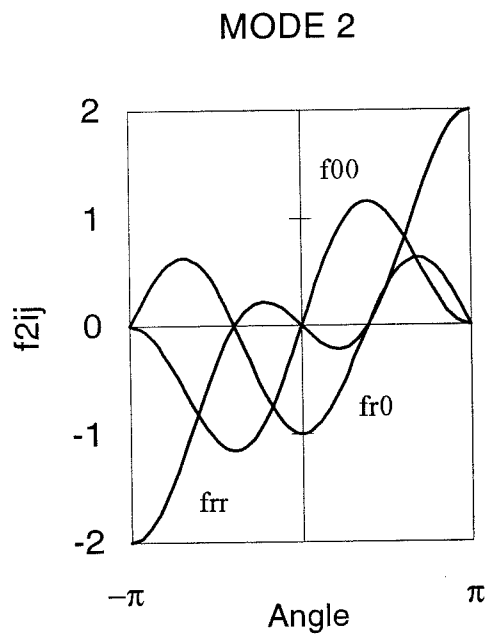


Figure 3.5

*3.5.1 :
Distribution angulaire des contraintes en
tête d'une fissure sollicitée en mode 1.*



*3.5.2 :
Distribution angulaire des contraintes en
tête de fissure sollicitée en mode 2.*

$$\left. \begin{aligned} G_{1c} &= \frac{K_{Ic}^2}{E} \quad (\text{contrainte plane}) \\ G_{1c} &= \frac{K_{Ic}^2(1-\nu^2)}{E} \quad (\text{déformation plane}) \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

D'une manière générale, Lawn et Wilshaw (1975) montrent que :

$$G = G_1 + G_2 \quad (3.17)$$

où G_1 est le taux de restitution d'énergie associé au mode 1 et G_2 celui associé au mode 2.

La relation établie entre G et K n'est valable que si la fissure se propage dans son propre plan (extension coplanaire). En modes mixtes, dans un cas général, l'extension ne se fait pas de façon coplanaire. Il faut alors supposer une avancée de fissure déversée d'un angle quelconque et écrire le travail des forces de cohésion de la fissure initiale dans le champ de déplacement de la fissure branchée.

La solution obtenue en élasticité n'est, évidemment, pas réaliste physiquement. On conçoit aisément que les contraintes en pointe de fissure vont être écrêtées par la plasticité qui va diminuer du même coup, la force motrice de propagation. La plasticité étant par définition irréversible, le taux de restitution d'énergie établi par Griffith n'a plus de signification aussi claire.

3.2.2 Formation d'une fissure par empilement de dislocations: déformation plastique.

Dans tous les solides, la résistance est limitée par la présence de défauts, notamment les dislocations. Lorsqu'elles se déplacent, le cristal se déforme. Dans le cas de la glace, toute contrainte non nulle produit un mouvement de dislocations; à chaque contrainte appliquée correspond un déplacement de ces défauts qui conduit à une déformation viscoplastique. Les dislocations constituent les vecteurs de la déformation. Dans ce paragraphe, nous étudions les modèles de germination d'une fissure à partir d'un empilement de dislocation.

3.2.2.1 Modèle de Zener.

Dans le monocristal de glace les dislocations se déplacent principalement par glissement sur les plans de base, sous l'action d'une cission. Le déplacement des dislocations produit la déformation plastique qui peut être empêchée, dans le polycristal, par un joint de grain ou un défaut. Il se crée alors un empilement de dislocations. A chaque dislocation est associé un champ de contraintes et de déformations élastiques qui conduit

à des interactions répulsives. L'empilement est maintenu en équilibre sous l'action conjuguée de ces contraintes et de la cission appliquée (Eshelby et al. , 1951).

Zener (1948) considère la dislocation coin comme le noyau d'une microfissure, qui forme un trou élémentaire (fig. 3.6). Si d est la longueur de l'empilement, et n le nombre de dislocations émises, il y a une relation entre d et n , sous l'action de la cission sur l'empilement, de la forme :

$$d = \frac{n\mu b}{\pi(1-\nu)\tau_e} \quad (3.18)$$

où b est le vecteur de fermeture (vecteur de Burgers), μ le module de cisaillement et τ_e la cission résolue sur l'empilement. Celle-ci est la différence entre la cission appliquée et la contrainte minimale nécessaire pour déplacer les dislocations. Si le cisaillement sur un empilement de dislocations est assez grand pour provoquer l'écoulement plastique, il existe, à la tête de l'empilement, une contrainte qui provoque la coalescence des deux premières dislocations. Il se crée alors une microfissure qui a la largeur de deux espaces interatomiques. La fusion de nouvelles dislocations permet la croissance de la microfissure. Pour Zener, le développement de la microfissure est le résultat de l'interaction des premières dislocations, sous l'action d'un champ de contraintes créé par le reste des dislocations. Cependant Sarfarazi et Ghosh (1987) soulignent que ces dernières n'interviennent pas directement dans le processus physique de formation de la fissure. Elles peuvent être remplacées par un autre type de concentrateur de contrainte. Lorsque la fissure a atteint une taille suffisante, l'action de la traction locale sur celle-ci devient importante et domine le processus de propagation. Parallèlement les dislocations pénètrent dans la fissure et font diminuer la contrainte locale en tête de l'empilement. La croissance est stoppée lorsque le cisaillement devient trop faible, à moins que la fissure n'ait atteint une taille suffisante pour que sa propagation soit inévitable.

3.2.2.2 Théorie de Stroh.

Stroh (1955, 1957) assimile l'empilement à une superdislocation de vecteur de Burgers nb , et considère le champ de contrainte au voisinage de sa tête. Il suppose que la fissure se forme en mode I, dans la direction où la contrainte de traction est maximale.

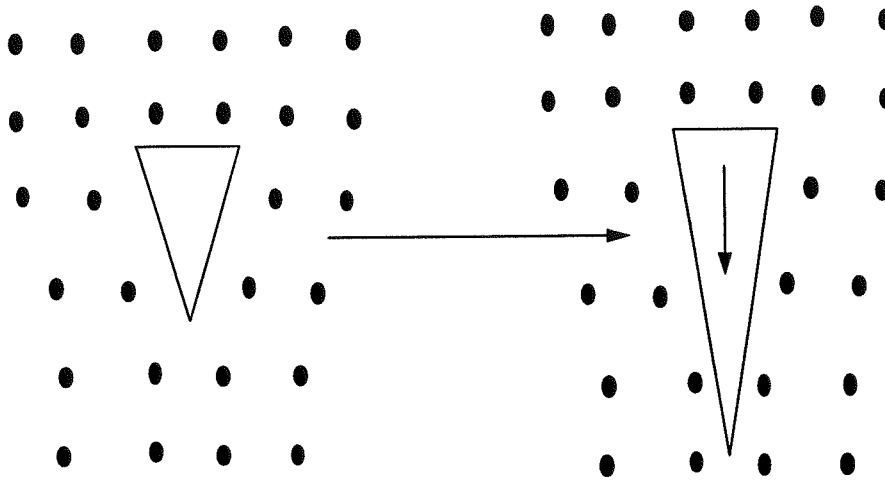


Figure 3.6

L'arrangement atomique autour d'une dislocation coin est tel qu'il reste un trou qui peut être considéré comme le noyau d'une fissure. Lorsque des dislocation coalescent, ce noyau s'agrandit (Sarfarazi et Ghosh, 1987).

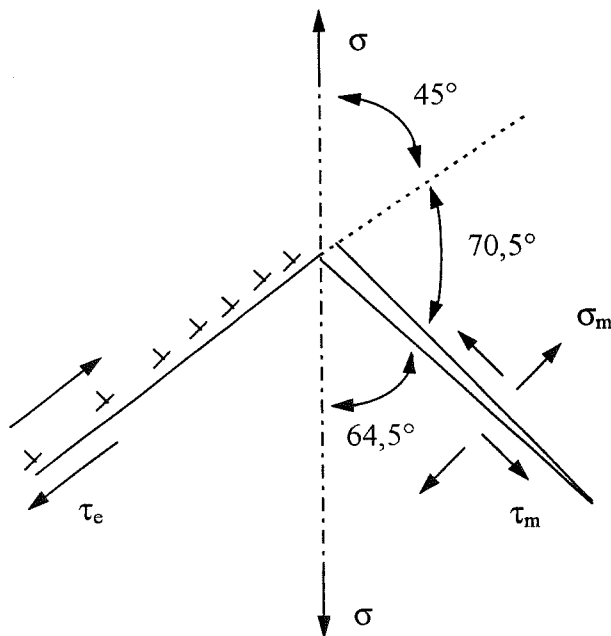


Figure 3.7

Nucléation d'une fissure selon le critère de Stroh dans un cristal soumis à une traction uniaxiale.

Cette direction est à $\theta = 70,5^\circ$ de l'empilement (fig. 3.7). Stroh suggère qu'il y a nucléation d'une fissure de longueur $\ell = d$ si le facteur d'intensité de contrainte sur le plan de la fissure atteint la valeur critique K_{Ic} . En utilisant l'équation (3.15) dans le cadre des déformations planes, il montre que le cisaillement critique sur l'empilement vaut :

$$\tau_c = \sqrt{\frac{8\gamma_s\mu}{\pi(1-\nu)d}} = \frac{8\gamma_s}{nb} \quad (3.19)$$

Cole (1986) suppose que la contrainte critique de traction uniaxiale dans le cristal suit une loi de Petch (1953). La contrainte critique de traction s'écrit :

$$\sigma_c = \sigma_0 + kd^{-1/2} \quad (3.20)$$

Ici k est fonction des propriétés mécaniques du matériau et σ_0 une constante qui dépend des propriétés du matériau, de la température, mais qui ne dépend pas de l'état des contraintes.

En utilisant les équations (3.19) et (3.20) on a alors une relation entre le cisaillement critique et la contrainte critique de traction.

3.2.2.3 Théorie de Smith et Barnby.

Pour tenir compte de l'influence des cisaillements locaux sur l'ouverture de la fissure, Smith et Barnby (1967) ont modifié le critère de Stroh en utilisant le modèle énergétique de Griffith. Ce critère s'écrit dans le cadre des déformations planes :

$$\left. \begin{aligned} K_1^2 + K_2^2 &= \frac{E}{(1-\nu^2)}(G_1 + G_2) \\ K_1^2 + K_2^2 &= \frac{\pi^2\gamma_s\mu}{(1-\nu)} \end{aligned} \right\} \quad (3.21)$$

Pour une fissure de longueur $2a$, on a :

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= \sigma_{\theta\theta}\sqrt{\pi a} \\ K_2 &= \sigma_{r\theta}\sqrt{\pi a} \end{aligned} \right\} \quad (3.22)$$

La fissure est soumise à une contrainte de cisaillement. En utilisant l'expression des contraintes donnée par (3.13) pour évaluer K_1 et K_2 dans (3.22), l'équation (3.21) devient :

$$\tau_c = \sqrt{\frac{\pi\gamma_s\mu}{4(1-\nu)a}} \frac{1}{\sqrt{F(\theta)}} \quad (3.23)$$

Les calculs montrent que la fonction $F(\theta)$ s'écrit :

$$F(\theta) = f_{\theta\theta}^2 + f_{r\theta}^2 = \frac{1}{4}(5 + 2\cos\theta - 3\cos^2\theta) \quad (3.24)$$

Le nombre des dislocations dans l'empilement est dans ce cas de la forme :

$$n = \frac{\pi^2 \gamma_s}{2\tau_c b} \frac{1}{F(\theta)} \quad (3.25)$$

La fonction $F(\theta)$ est maximale pour un angle de $70,5^\circ$ (Stroh, 1957), mais varie peu entre 0° et 90° . On observe ceci sur la figure (3.8) où l'on a tracé la variation de τ_c avec θ pour le critère de Stroh et le critère de Smith et Barnby.

Sarfarazi et Ghosh (1987) ont étudié la stabilité d'un noyau formé selon le critère de Stroh dans un état de traction uniaxiale (fig. 3.7). La fissure se trouve à $64,5^\circ$ de la direction de traction. Les termes énergétiques associés au système sont au nombre de quatre.

i) un terme d'énergie mécanique dans le champ de contrainte externe (fig. 3.7) :

$$U_m = \frac{-\pi(1-\nu)(\sigma_m^2 + \tau_m^2)\ell^2}{8\mu} \quad \text{ici } 2a = \ell \quad (3.26)$$

où σ_m représente la contrainte normale sur la fissure et τ_m la contrainte tangentielle.

ii) un travail des contraintes externes dû à l'augmentation du volume de la fissure (Bilby et Hewitt, 1962) :

$$W_d = -\frac{1}{2}\sigma_m nb\ell \sin\theta + \frac{1}{2}\tau_m nb\ell \cos\theta \quad (3.27)$$

iii) l'énergie de la superdislocation (Friedel, 1956) :

$$W_e = \frac{n^2 b^2 \mu}{4\pi(1-\nu)} \text{Log} \frac{4R}{\ell} \quad (3.28)$$

où R est le rayon de la zone d'influence de la superdislocation.

iiii) une énergie de surface de fissure :

$$U_s = 2\gamma_s \ell = 4\gamma_s a \quad (3.29)$$

L'énergie totale du système U_t représente la somme des quatre termes :

$$U_t = U_m + W_d + W_e + U_s \quad (3.30)$$

La fissure se propage si la dérivée de l'énergie totale par rapport à a est négative. Les positions d'équilibre de la fissure sont données sur la figure (3.9). Sarfarazi et Ghosh (1987) ont montré que lorsque le critère de nucléation de Stroh est satisfait, la dérivée par rapport à a est toujours négative. La fissure est alors instable et le critère de nucléation constitue le critère de rupture.

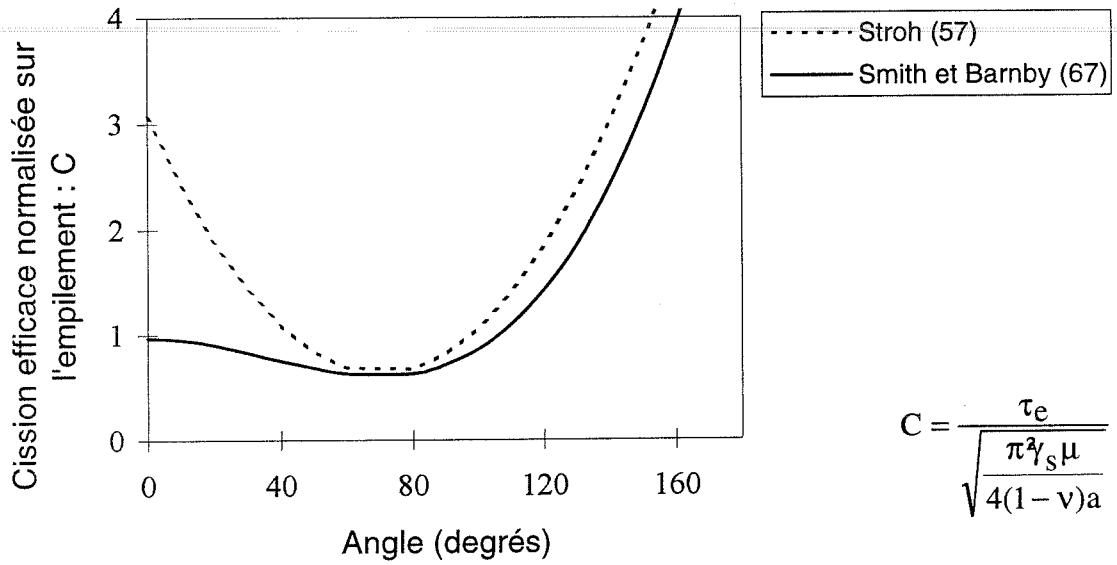


Figure 3.8

Nucléation d'une fissure à partir d'un empilement de dislocation. La cission efficace normalisée sur l'empilement, C est représentée en fonction de l'angle séparant la direction de l'empilement de celle de la fissure. La direction la plus favorable correspond à la valeur minimum de τ_e .

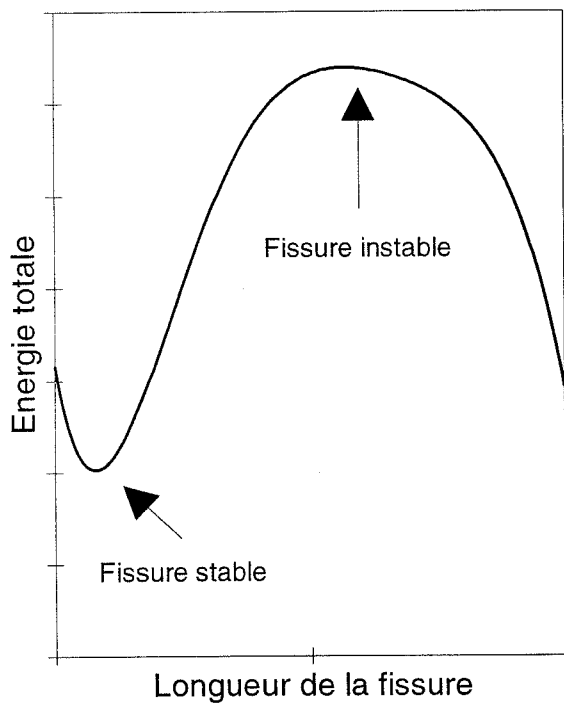


Figure 3.9

Croissance hétérogène d'une fissure, d'après Sarfarazi et Ghosh (1987).

3.2.3 Données expérimentales sur la glace.

Il existe assez peu de résultats expérimentaux sur des essais de traction uniaxiale qui sont difficiles à mettre en oeuvre. Citons cependant Lee et Schulson (1986) qui étudient l'influence de la taille des grains sur le comportement de la glace polycristalline lors d'essais de traction uniaxiale à vitesse de déformation imposée. Les vitesses de déformation sont comprises entre 10^{-7} et 10^{-3} s^{-1} . Ils montrent que, lorsque la taille des grains n'est pas homogène, la première fissure apparaît dans une zone où la taille des grains est supérieure à une taille critique, et l'échantillon se rompt par propagation de celle-ci. Dans le cas contraire de nombreuses fissures d'une taille comparable à la taille des grains se forment avant la rupture. Il y a alors ruine de l'échantillon si l'une quelconque des fissures atteint par propagation stable la taille critique correspondante. Schulson (1990) reprend les idées de Cole (1987) et suppose que les empilements de dislocations sont à l'origine de la nucléation des fissures. La déformation plastique est localisée en tête de la fissure. Elle diminue les contraintes dans cette zone mais provoque une striction locale. Cette hypothèse est soutenue par Cocks et Ashby (1983). La contrainte critique de nucléation est donnée par le critère de Stroh (1957) et suit une loi de Petch. La contrainte critique de propagation est proportionnelle à $\langle d_g \rangle^{-1/2}$, $\langle d_g \rangle$ étant la taille moyenne des grains. Lorsque $\langle d_g \rangle$ est inférieur à une taille critique, la contrainte critique de propagation est supérieure à la contrainte critique de nucléation. La propagation des fissures est alors stable et la glace polycristalline isotrope a un comportement ductile. Dans le cas contraire, les fissures nucléées sont instables et le comportement de la glace est dit fragile. Cette interprétation est en accord avec les résultats expérimentaux de Cole (1987) mais contredit le calcul énergétique fait par Sarfarazi et Ghosh (1987). En effet, ces auteurs repoussent l'hypothèse d'une zone plastique en tête de fissure. Ils estiment que la zone plastique est trop localisée et n'a que peu d'influence sur la propagation de la fissure. Sarfarazi et Ghosh proposent, par contre, que les joints de grains jouent un rôle déterminant. En effet, parce que les joints de grains sont des barrières à l'empilement des dislocations, le champ de contraintes augmente à la frontière de deux grains et peut s'étendre dans des grains adjacents. Ceux-ci n'ayant pas la même orientation, le champ de contraintes active de nouveaux systèmes de glissement et localement, il peut diminuer d'intensité.

D'une façon générale les modèles théoriques proposent que la fissure se propage d'abord dans la direction où le critère de Stroh est satisfait. Cependant les résultats expérimentaux de Lee et Schulson (1986) montrent clairement que la majorité des fissures reste perpendiculaire à la direction de traction. Si les champs locaux des contraintes et des déformations restent à l'origine de la germination des fissures, quel que soit le processus envisagé, il semble que dans

le cas précis de la germination des fissures en traction ils ne soient pas assez intenses pour contrôler la direction de propagation des fissures.

3.3 Nucléation et croissance des fissures en compression.

Pour avoir germination de fissures sous l'effet d'une compression uniaxiale, il faut qu'il y ait localement des concentrations de contraintes qui donnent naissance à des zones de traction. Trois possibilités sont envisageables pour générer des concentrations de contraintes :

- i) l'anisotropie élastique des grains,
- ii) le glissement des joints de grains,
- iii) un mécanisme d'empilement des dislocations.

3.3.1 Anisotropie élastique.

Dans une situation de fluage, sous contrainte constante, le mécanisme élastique suppose la germination immédiate des fissures (pas de temps caractéristique associé). Même si les résultats expérimentaux contredisent ce postulat, l'étude du cas élastique reste cependant intéressant dans une optique de compréhension.

3.3.1.1 Théorie de Cole.

L'étude de Cole (1988) se rapporte à l'étude de deux grains juxtaposés ayant des orientations cristallographiques différentes et soumis à une contrainte uniaxiale de compression σ (fig. 3.10). Si E_a et E_b sont les valeurs du module de Young des grains a et b dans la direction de compression σ , leurs déformations sont données par :

$$\sigma = E_a \varepsilon_a = E_b \varepsilon_b \quad (3.31)$$

L'énergie élastique par unité de volume est de la forme :

$$U_a = \frac{1}{2} \varepsilon_a^2 E_a \quad \text{et} \quad U_b = \frac{1}{2} \varepsilon_b^2 E_b \quad (3.32)$$

L'énergie de déformation étant le produit de la densité de déformation par le volume du grain, la différence d'énergie de déformation entre les grains a et b, s'écrit :

$$\Delta U_m = (U_a S_a - U_b S_b) e \quad (3.33)$$

où, S_a , S_b , et e sont définis sur la figure (3.10).

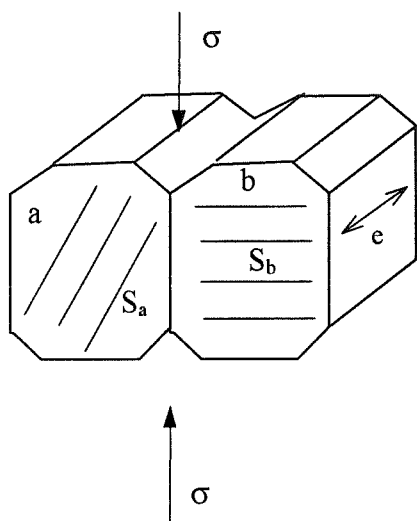


Figure 3.10

Deux grains juxtaposés, d'orientation cristallographique différentes (a et b), de surface S_a et S_b , soumis à une contrainte uniaxiale de compression, l'épaisseur des grains est notée: e (Cole 1988).

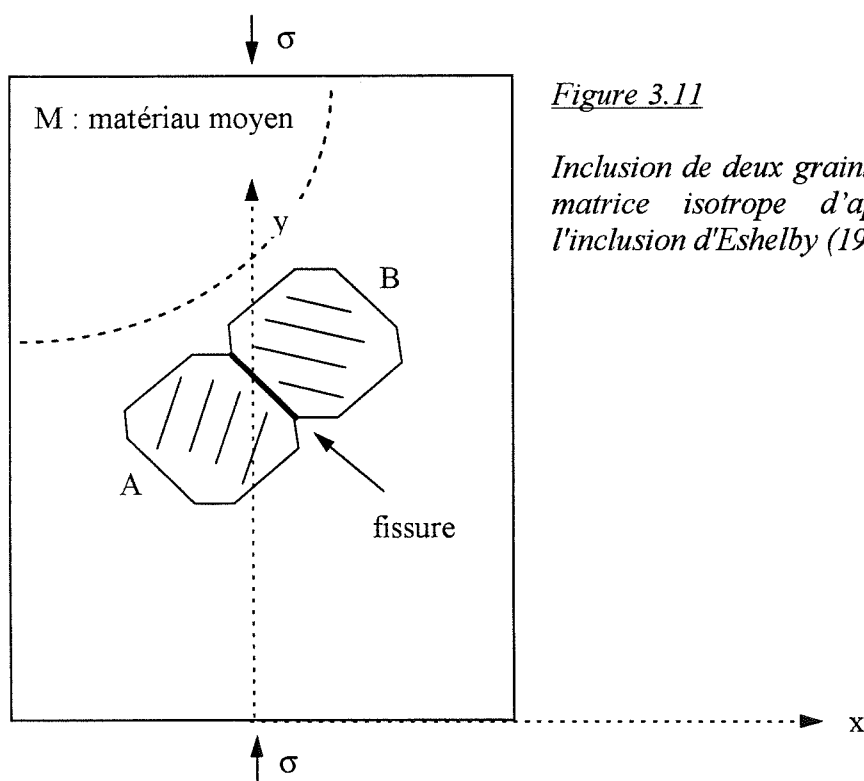


Figure 3.11

Inclusion de deux grains anisotropes dans une matrice isotrope d'après le modèle de l'inclusion d'Eshelby (1957).

Il y a germination d'une fissure de longueur ℓ en compression si la différence d'énergie mécanique entre grains est égale à l'énergie de surface de la fissure, soit :

$$\Delta U_m = U_s = 2\ell \gamma_s e \quad (3.34)$$

Il y a alors deux possibilités : soit la fissure est intragranulaire et l'énergie de surface spécifique est celle du grain ($\gamma_s = \gamma_{sg}$), soit la fissure est intergranulaire et l'énergie de surface spécifique est celle du joint ($\gamma_s = \gamma_{sj}$). Dans les deux cas il y a nucléation de fissure pour une valeur déterminée de la contrainte, et U_s s'écrit pour une fissure de longueur ℓ :

$$U_s = 2\ell \gamma_s e = \frac{\sigma^2}{2} \left(\frac{S_a}{E_a} - \frac{S_b}{E_b} \right) e \quad (3.35)$$

Les valeurs du module d'Young sont des fonctions directes de l'orientation cristallographique de chaque grain par rapport à la direction de compression. Toutefois cette approche ne prévoit pas la germination de fissures sous compression hydrostatique ($\Delta U_m = 0$) puisque l'approche décrite est unidirectionnelle.

3.3.1.2 Approche de Wu et Sunder.

Wu et Sunder (1992a, 1992b) ont analysé le champ de contraintes microstructurales au voisinage de deux grains en utilisant la méthode de l'inclusion d'Eshelby (1957). Ils isolent les deux grains juxtaposés avec une facette fissurée, comme le montre la figure (3.11). Les deux grains sont inclus dans un matériau isotrope moyen considéré comme homogène. Le problème de l'inclusion peut se présenter sous deux formes différentes: l'inclusion et la matrice sont constituées soit du même matériau, soit de matériaux différents. Ici les deux grains ont un comportement anisotrope dans une matrice moyenne isotrope. Dans cette analyse, la méthode consiste à isoler un grain g (g prend les valeurs a et b). La déformation anisotrope du grain isolé, dans le repère global, s'écrit sous la forme :

$$\varepsilon^g = S^g \sigma \quad (3.36)$$

où σ est la contrainte à l'infini.

Pour le matériau moyen, la déformation s'exprime par la connaissance de la matrice isotrope de complaisance (dans le repère global) S^M selon :

$$\varepsilon^M = S^M \sigma \quad (3.37)$$

Les grains isolés sont déformés artificiellement pour suivre la déformation de la matrice M par l'application de tractions sur la surface de chaque grain. Par conséquent il existe des contraintes microstructurales sur les deux grains (a et b) qui sont de la forme :

$$\sigma_0^g = C^g (\varepsilon^M - \varepsilon^g) = (C^g S^M - I) \sigma \quad (3.38)$$

où I est la matrice identité et C^g est la matrice de raideur du grain g .

Les auteurs posent l'hypothèse que, pour une fissure intergranulaire située entre deux grains, le champ de contraintes microstructural moyen sur le joint est de la forme :

$$\sigma_o = \frac{1}{2}(\sigma_o^a + \sigma_o^b) = \frac{1}{2}[(C^a + C^b)S^M - 2I]\sigma \quad (3.39)$$

La contrainte effective sur le joint s'écrit :

$$\sigma_{ej} = \sigma_o + \sigma \quad (3.40)$$

La contrainte la plus importante ici, sera la contrainte normale σ_{nn} (fig. 3.12). Les matrices de raideur des grains sont, en général, données dans les axes d'orthotropie des grains, la relation qui relie les repères locaux au repère global prenant la forme :

$$C = Q C^g Q^T \quad (3.41)$$

où C est la matrice de raideur exprimée dans les axes d'orthotropie des grains a et b , et Q est la matrice de passage (fonction de α ou de β) entre le repère lié au grain et le repère global.

La contrainte normale de traction sur le joint d'orientation φ est :

$$\sigma_{nn} = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2} + \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2} \cos 2\varphi + \sigma_{xy} \sin 2\varphi \quad (3.42)$$

La contrainte sur le joint, dans le repère global, donnée en fonction des caractéristiques des grains et de la matrice en utilisant (4.39), (4.40) et (4.41) s'écrit :

$$\sigma_{ej} = \begin{Bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{Bmatrix} = \frac{1}{2} [Q_\alpha^T C^a Q_\alpha + Q_\beta^T C^b Q_\beta] S^M \sigma \quad (3.43)$$

où C^a et C^b sont exprimée dans les repères locaux respectifs des grains.

Il y a fissuration si l'énergie de déformation du joint, calculable par la connaissance de σ_{ej} , dépasse l'énergie de surface spécifique du joint, donnée au paragraphe précédent. Bien sûr cette approche est également simplificatrice car elle introduit un matériau moyen. De plus elle ne prend pas en compte la taille et la forme de la fissure créée. Cependant elle donne des informations intéressantes sur le champ de contraintes local en fonction de l'orientation cristallographique des grains et de l'orientation φ du joint.

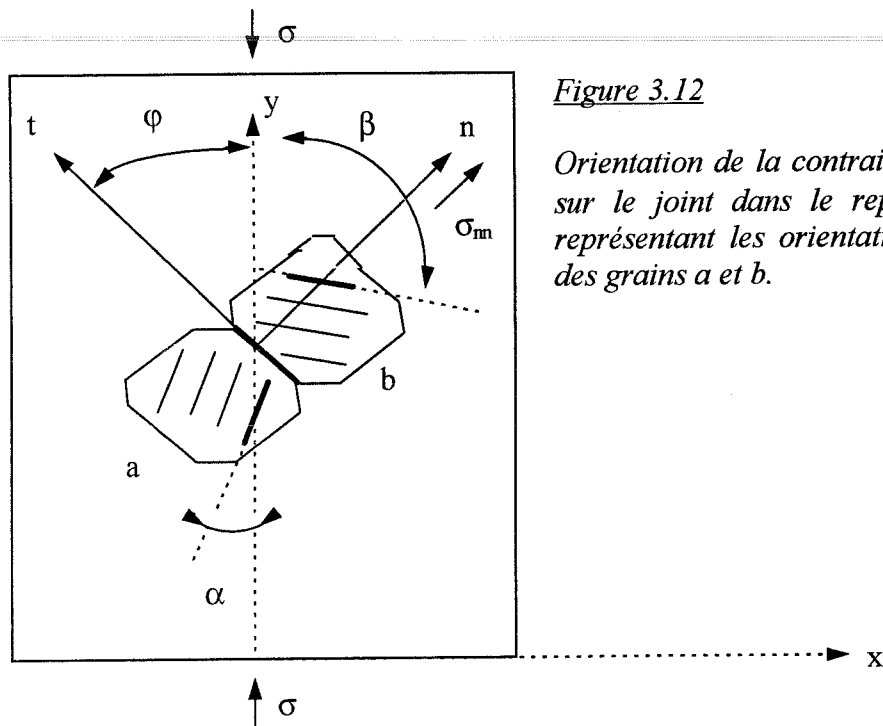


Figure 3.12

Orientation de la contrainte normale de traction sur le joint dans le repère principal, α et β représentant les orientations cristallographiques des grains a et b.

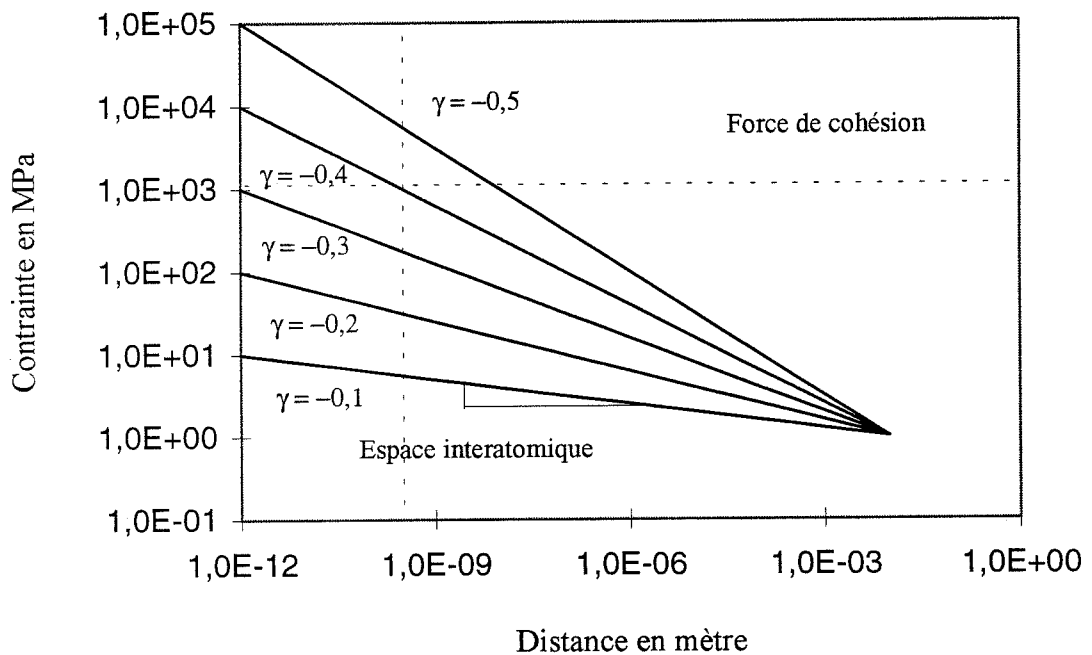


Figure 3.13

Distribution des contraintes pour différentes valeurs de la singularité de contrainte, exprimée dans un graphique bilogarithmique d'après Picu et Gupta (1995).

3.3.1.3 Concentration de contraintes aux points triples.

L'idée du développement d'un champ de contraintes singulier à la jonction de trois grains anisotropes a été discutée par beaucoup d'auteurs, tels que Sinha (1982), Cole (1988), Ghahremani et al. (1990) ou Liu et al. (1993). Récemment Picu et Gupta (1995) ont repris cette idée, et considèrent que les trois grains, qui forment le point triple, ont des orientations cristallographiques aléatoires et que leurs joints possèdent une orientation quelconque. Avec ces considérations le champ de contraintes devient singulier quand trois grains (ou plus), ayant des orientations cristallographiques aléatoires, se rencontrent. La nature de la singularité dépend de la géométrie du point triple, du degré d'anisotropie et des orientations relatives de chaque grain. Sous une contrainte uniaxiale de compression, la contrainte locale au voisinage du point triple peut être représentée, en coordonnées polaires centrées sur le point triple, par l'équation suivante :

$$\sigma_{ij} = k r^\gamma \overline{F_{ij}}(\theta) \quad (3.44)$$

où l'exposant γ représente la singularité de contrainte et $\overline{F_{ij}}(\theta)$ est une fonction qui définit la variation angulaire de contrainte (fig. 4.15). Pour des considérations dimensionnelles le facteur k doit être de la forme :

$$k = \sigma_d \langle d \rangle^{-\gamma} \quad (3.45)$$

où $\langle d \rangle$ représente la taille moyenne du grain et σ_d est une contrainte unitaire d'échelle directement calculable par une analyse numérique du problème à traiter. L'énergie mécanique de création d'une fissure de longueur $2a$ soumise à un champ singulier de contrainte, est exprimée sous la forme :

$$U_m = \frac{(1-\nu^2)a}{E} \left\{ 4 \sigma_d^2 \left(\frac{2a}{d} \right)^{2\gamma} \left[\overline{\sigma_{\theta\theta}^{-2}}(\bar{\theta}) + \overline{\sigma_{r\theta}^{-2}}(\bar{\theta}) \right] \frac{\Gamma_{(\gamma+3/2)}^2}{\Gamma_{(\gamma+2)}^2} \right\} \quad (3.46)$$

Dans cette relation $\bar{\theta}$ définit la position de la fissure, E représente le module de Young du matériau, ν le coefficient de Poisson et Γ la fonction Eulérienne de deuxième espèce. Il y a nucléation si l'énergie mécanique de création de fissure est plus grande que l'énergie spécifique du joint γ_{sj} . Frost et Gupta (1993) montrent que la nucléation à la jonction de trois grains dépend fortement de la valeur de la singularité de contrainte.

Ils estiment que si la singularité est inférieure en valeur absolue à 0,3, les mécanismes de concentration de contraintes dues à l'élasticité anisotrope sont négligeables (fig. 3.13).

3.3.2 Glissement des joints de grains.

L'idée d'une relation de cause à effet entre des mécanismes de glissement aux joints de grains et la fissuration d'un polycristal a été énoncée depuis longtemps. Zener (1948) décrit avec précision comment le glissement aux joints de grains peut, par frottement, contribuer à la création d'un champ singulier de contrainte, générateur de fissuration. Weiss et Schulson (1995) montrent qu'il est possible de former des fissures dans un polycristal macroscopiquement isotrope, soumis à une compression hydrostatique, en prenant en compte un glissement intergranulaire. Les résultats expérimentaux confirment la théorie. D'ailleurs les champs de contraintes singuliers, générés par un glissement au joint de grains, peuvent rapidement dépasser la contrainte hydrostatique lorsque l'on se rapproche des points triples. Le joint de grains glissant est assimilé à une fissure qui s'ouvre en mode 2 (fig. 3.14). La contrainte de cisaillement effective agissant sur le grain est définie en fonction de la contrainte extérieure σ par l'expression :

$$\tau_{ej} = \begin{cases} \sigma_{nt} - \mu \sigma_{nn} & \text{si } |\sigma_{nt}| > |\sigma_{nn}| \\ 0 & \text{si } |\sigma_{nt}| < |\sigma_{nn}| \end{cases} \quad (3.47)$$

où σ_{nn} et σ_{nt} sont les composantes normales et tangentielles du vecteur contrainte agissant sur le joint.

Dans les conditions de la figure (3.14), les composantes σ_{nt} et σ_{nn} sont données par :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{nt} &= \sigma \sin \varphi \cos \varphi \\ \sigma_{nn} &= \sigma \cos^2 \varphi \end{aligned} \right\} \quad (3.48)$$

Schulson (1990) estime la valeur du coefficient de frottement glace/glace entre 0,3 et 0,6.

Le champ de contraintes qui se développe en pointe du joint glissant (au point P sur la figure 3.14) a la même forme que celui donné par l'équation (3.13) où τ prend la valeur τ_{ej} et a représente la demi longueur du joint glissant.

Il existe un cas intéressant où le champ de contraintes se développe dans le joint voisin (2 ou 3 sur la figure 3.14). Les résultats du calcul restent les mêmes mais la fissure se propage sur un joint de grain, c'est une fissure intergranulaire. Picu et Gupta (1995) considèrent le cas particulier de trois grains inclus dans une matrice isotrope (fig. 3.15) et soumis à une compression uniaxiale. La contrainte de cisaillement est calculée sur le joint AB (τ_{AB}). La figure (3.16), montre la variation du rapport τ_{AB}/σ en fonction de différentes orientations des joints de grains définies par l'angle θ . Les auteurs montrent que le rapport τ_{AB}/σ est maximal

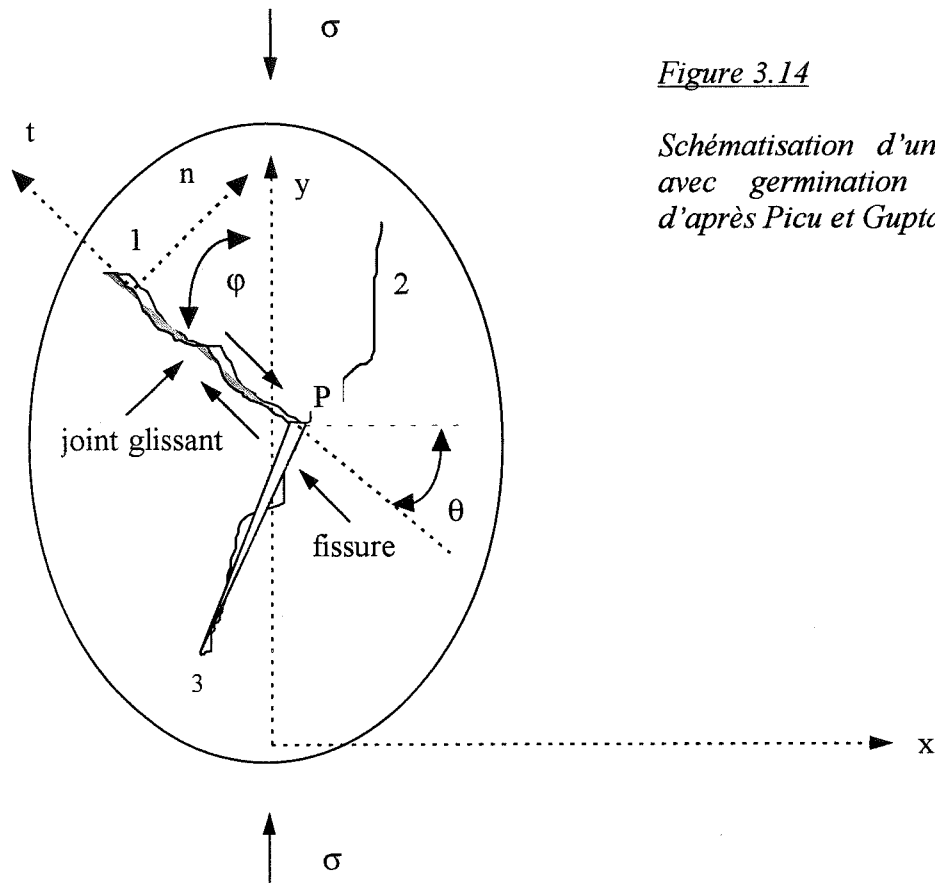


Figure 3.14

Schématisation d'un joint glissant (1) avec germination d'une fissure (3) d'après Picu et Gupta (1995).

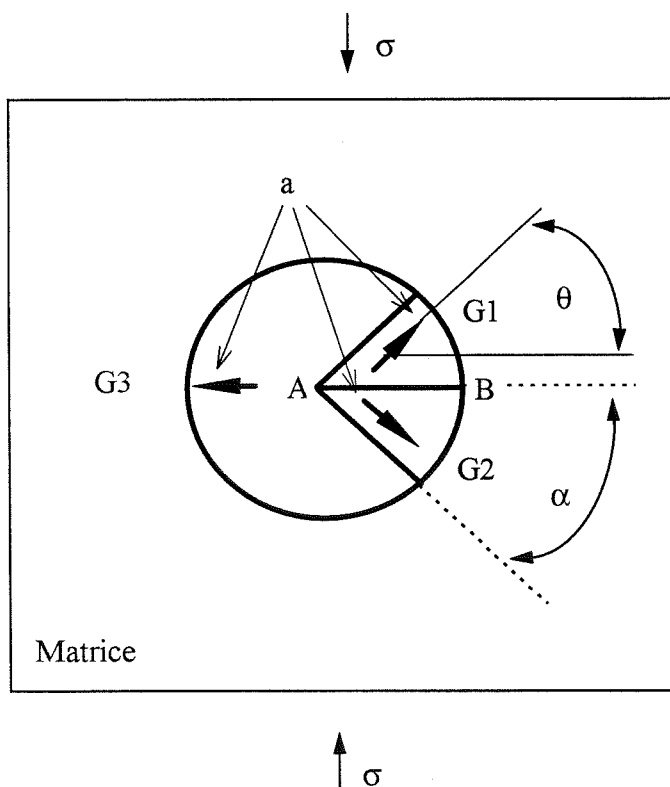


Figure 3.15

Inclusion de trois grains anisotropes dans une matrice isotrope, les flèches a donnent l'orientation des plans de base des grains, d'après Picu et Gupta (1995).

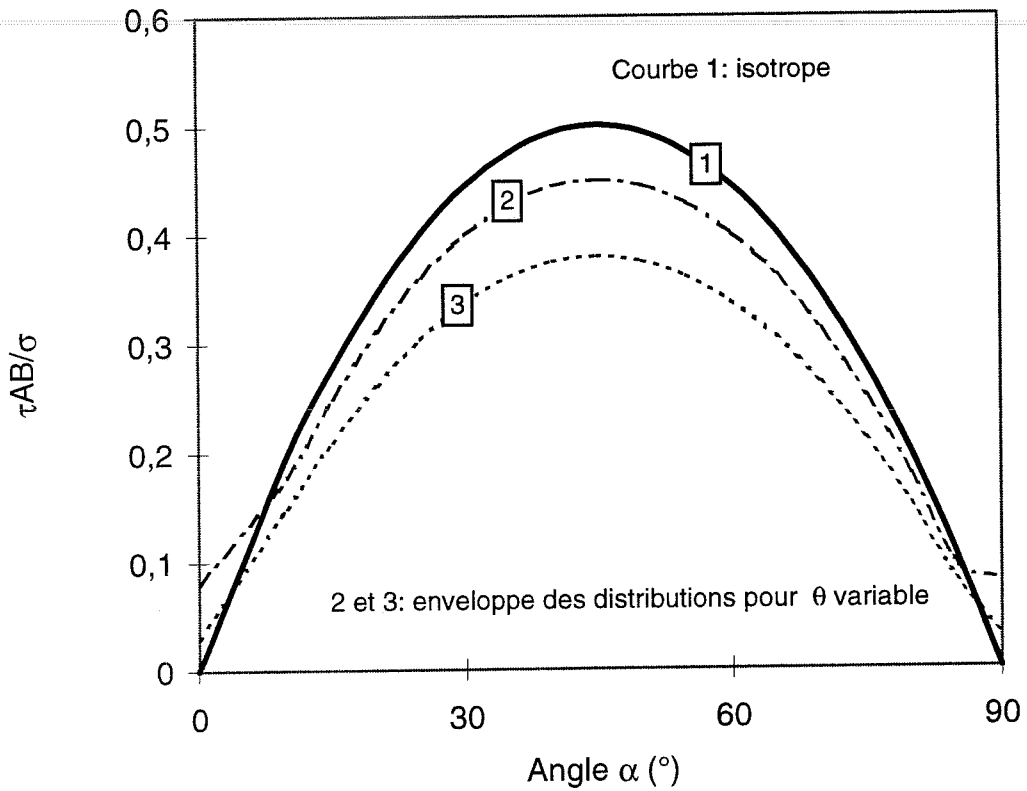


Figure 3.16

Relation contrainte de cisaillement normalisée et orientation des joints de grains pour une inclusion isotrope et une inclusion anisotrope, d'après Picu et Gupta (1995).

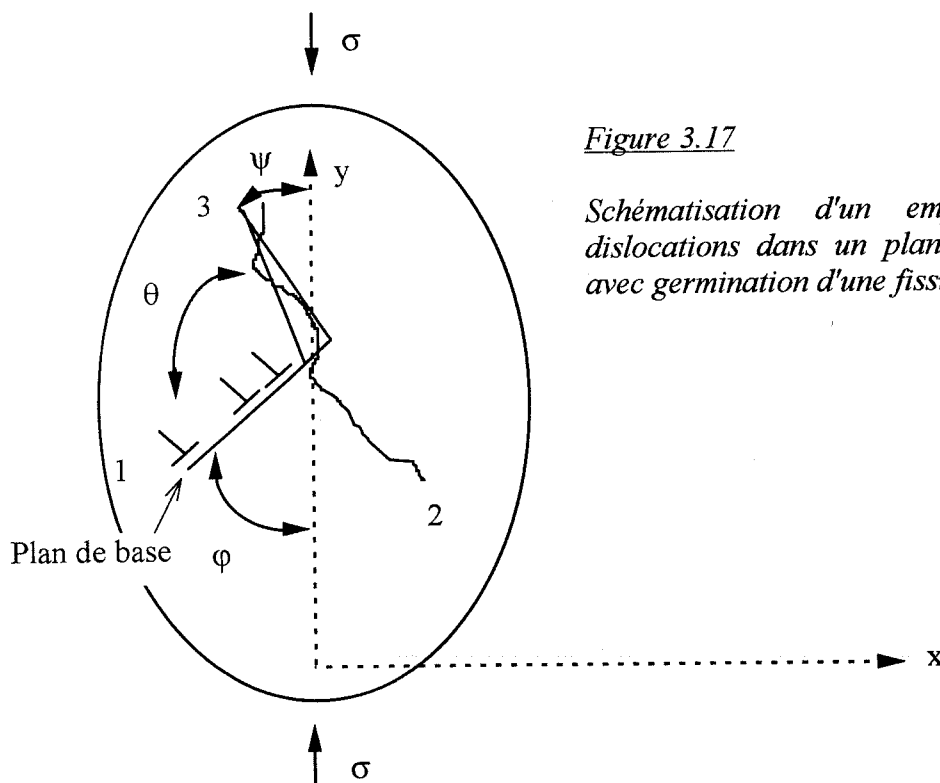


Figure 3.17

Schématisation d'un empilement de dislocations dans un plan de base (1) avec germination d'une fissure (3).

pour $\alpha = 45^\circ$ aussi bien pour le cas anisotrope (θ variable) que pour le cas isotrope (courbe 1). Dans ce cas Picu et Gupta (1995) retrouvent le critère de Stroh (1957) lorsque les plans de joint sont orientés à 70° du joint glissant AB.

3.3.3 Mécanisme d'empilement des dislocations.

Dans le monocristal les dislocations se déplacent en glissant sur un plan de base sous l'action d'un cisaillement critique. Dans le polycristal le glissement est empêché par un joint de grain ou un défaut. Il se crée alors un empilement de dislocations. A chaque empilement est associé un champ de contrainte qui conduit, s'il devient critique, à la germination d'une fissure. On considère la situation suivante (fig. 3.17): un cisaillement critique sur l'empilement qui donne naissance à une fissure intergranulaire. Le cisaillement effectif sur le plan de base, τ_{ea} , est engendré par la contrainte à l'infini σ . Il peut se mettre sous la forme suivante:

$$\tau_{ea} = \sigma \sin \varphi \cos \varphi - \tau_f \quad (3.49)$$

où τ_f , force de Peierls-Nabarro, représente la résistance du réseau cristallin au déplacement des dislocations (Weertman et Weertman, 1970). L'expression de τ_f selon le type de la dislocation est donnée par :

$$\left. \begin{aligned} \tau_f &= \frac{2\mu}{(1-\nu)} \exp\left[\frac{-2\pi}{(1-\nu)} \frac{a}{b}\right] \quad (\text{dislocation coin}) \\ \tau_f &= 2\mu \exp\left[-2\pi \frac{a}{b}\right] \quad (\text{dislocation vis}) \end{aligned} \right\} \quad (3.50)$$

où a et b sont donnés par Hobbs (1974) qui indique que le rapport a/b est d'environ 1,63 et que le coefficient de Poisson vaut 0,22; Sinha (1978) prend un coefficient de Poisson de 0,33. Dans ces conditions les applications numériques de τ_f donnent :

$$\left. \begin{aligned} \tau_f &= 2.10^{-3} \text{ MPa} \quad (\text{dislocation coin}) \\ \tau_f &= 0,2 \text{ MPa} \quad (\text{dislocation vis}) \end{aligned} \right\} \quad (3.51)$$

Ces valeurs théoriques sont importantes dans le cas des dislocations vis qui sont majoritaires dans la glace et concentrées dans les plans de base. Pour notre part nous pensons que ces valeurs sont discutables car les résultats expérimentaux contredisent ces données. Une contrainte à l'infini non nulle et inférieure à 0,2 MPa engendre toujours une déformation viscoplastique sur un échantillon de glace.

L'accumulation des dislocations va créer une singularité de contrainte à la pointe de l'empilement qui sera à l'origine de la germination de la fissure. Dans une première approche on peut considérer que l'état de contrainte à l'infini σ a peu d'influence sur les contraintes locales

appliquées au joint. Ceci semble assez réaliste car des études expérimentales montrent que, dans la majorité des cas, les fissures sont plus ou moins parallèles à l'axe de compression ($\psi = 0$). Dans ces conditions, on peut utiliser le critère de Smith et Barnby (1967) qui s'écrit:

$$\left. \begin{aligned} \tau_c &= \sqrt{\frac{\pi \gamma_s \mu}{2(1-\nu)d}} \frac{1}{\sqrt{F(\theta)}} = \frac{K}{\sqrt{d}} \frac{1}{\sqrt{F(\theta)}} \\ K &= \sqrt{\frac{\pi \gamma_s \mu}{2(1-\nu)}} \\ F(\theta) &= \frac{1}{4}(5 + 2 \cos \theta - 3 \cos^2 \theta) \end{aligned} \right\} \quad (3.52)$$

La valeur de d (longueur de l'empilement) est à rapprocher de la taille moyenne des grains. $F(\theta)$ reste maximale pour un angle de $70,5^\circ$. En rapprochant les équations (3.49) et (3.52), le critère de germination s'écrit:

$$\left. \begin{aligned} \sigma \cos \varphi \sin \varphi - \tau_f &\geq K \frac{1}{\sqrt{d}} \frac{1}{\sqrt{F(\theta)}} \\ \text{soit } D &= (\sigma \cos \varphi \sin \varphi - \tau_f) \sqrt{d} \sqrt{F(\theta)} \geq K \end{aligned} \right\} \quad (3.53)$$

Plus D est grand devant K , plus il devient facile de donner naissance à une fissure.

Wu et Niu (1994) reprennent l'idée de l'empilement de dislocations comme initiateur de la fissuration. Ils s'intéressent à la jonction de trois grains anisotropes, et posent l'hypothèse que les empilements de dislocations sont au niveau des joints. Cette théorie est confirmée par les résultats expérimentaux de Hondoh et Higashi (1983) qui observent par topographie X des montées de dislocations au niveau des joints. Wu et Niu (1994) reprennent la théorie de la rupture fragile de Griffith (1924) et les relations établies par Lawn et Wilshaw (1975). Ils calculent la force motrice de propagation d'une fissure de longueur $2a$, en déformation plane comme la dérivée de l'énergie mécanique associée à la fissure. Cette relation s'écrit:

$$\frac{\partial U_m}{\partial a} = 2\gamma_s - \frac{(1-\nu^2)}{E} (K_1^2 + K_2^2) \quad (3.54)$$

En utilisant la théorie de Stroh (1955), ils assimilent l'empilement à une superdislocation le long des joints. L'énergie de la superdislocation de vecteur de Burgers nb sur un joint s'écrit:

$$W_e = \frac{\mu}{4\pi(1-\nu)} (nb)^2 \text{Ln} \frac{2R}{a} \quad (3.55)$$

où R est de l'ordre de la taille des grains.

L'empilement est créé par la cission appliquée sur le joint. La relation entre le nombre de dislocations émises et la cission appliquée s'écrit d'après Zener (1948):

$$\tau_e = \frac{nb\mu}{\pi(1-\nu)d} \quad \text{avec ici } d = 2a \quad (3.56)$$

En rapprochant les équations (3.55) et (3.56), l'énergie de la superdislocation s'écrit:

$$W_e = \frac{\mu}{4\pi(1-\nu)} (nb)^2 \text{Ln} \frac{4R\pi(1-\nu)\tau_e}{nb\mu} \quad (3.57)$$

Pour tenir compte de l'influence des grains voisins, ils calculent la moyenne de la cission efficace appliquée sur les trois joints qui entourent un point triple. Le critère de nucléation d'une fissure par propagation du précurseur qui constitue l'empilement de dislocations s'écrit simplement:

$$\Delta W = W_e - U_m > 0 \quad (3.58)$$

Deux cas sont alors envisagés (fig. 3.18) : un cas où la fissure est stable, et un cas où la fissure est instable et peut évoluer géométriquement si les contraintes augmentent.

3.3.4 Données expérimentales sur la glace.

Les premières études systématiques sur la mécanique de la glace ont débuté pendant la deuxième guerre mondiale (Gold, 1993). Gold (1967, 1970, 1972) a effectué des essais de fluage sur de la glace colonnaire en compression uniaxiale, la direction de compression étant perpendiculaire aux colonnes. Les essais ont été réalisés en chambre froide dont la température variait de -5° à -35°C . La contrainte uniaxiale de compression s'élevait jusqu'à -2 MPa. Gold a mesuré le temps et la déformation aux premières fissures, et observé leur site de formation. Il a montré l'existence de deux types de fissures: l'un, intragranulaire et l'autre, intergranulaire. Pour le premier il a supposé que les empilements de dislocation, dépendant de la déformation, étaient à l'origine du phénomène. Pour le second il a suggéré que les processus générateurs de fissuration étaient indépendants de la déformation. Gold a montré que les fissures intergranulaires s'initiaient aux joints de grains et que leur proportion augmentait avec la contrainte appliquée. Derrière ces observations l'idée d'une relation taille des grains/fissure voyait le jour. Cole (1986) a repris cette idée et étudié l'effet de la taille des grains sur la fissuration dans la glace polycristalline isotrope. Dans une chambre froide à température constante (-5°C), il a réalisé des essais de fluage en compression uniaxiale. Par des observations de lames minces en lumière polarisée, il a mesuré le diamètre moyen des grains qui variait entre 1,5 mm et 6 mm. La contrainte appliquée à l'échantillon était d'environ -2 MPa ce qui implique des vitesses de déformations d'environ 1.10^{-4} s^{-1} . Cole (1986) a suivi l'activité de fissuration sur ses expériences par des mesures d'émission acoustique. La déformation aux premières fissures était comprise entre 0 et $1,15.10^{-3}$. La taille des fissures était comparable à la taille moyenne des grains et elles se formaient aussi bien dans les grains que dans les joints. Par des observations systématiques de lames minces, il a montré que lorsque la glace contient

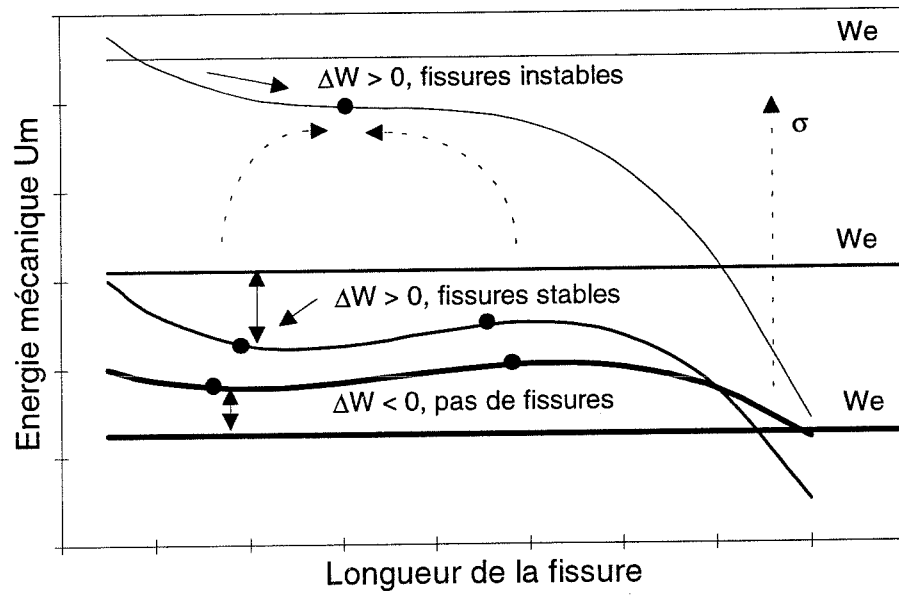


Figure 3.18

Schématisation de l'énergie de création des fissures d'après Wu et Niu (1994).

moins de 0,5 fissure par grain, celles-ci sont indépendantes. Par contre au-delà de cette limite les fissures coalescent. Cole a mesuré l'orientation moyenne des fissures par rapport à la direction de compression, il en déduit une valeur de $23 \pm 17,5^\circ$. Il montre que l'influence de la taille des grains sur la contrainte critique de germination de fissures est cohérente avec le modèle d'empilement de dislocation proposé par Smith et Barnby (1967). Ce résultat est confirmé par Cooksley (1984) qui a mesuré l'orientation des fissures lors d'essais de fluage en compression uniaxiale avec le même type de glace (diamètre moyen des grains de 3 mm). Elle trouve également une distribution normale autour de l'axe de compression avec une déviation standard de 23° . Récemment Gold (1996) a repris ses essais en compression uniaxiale sur de la glace colonnaire. Il observe que le nombre de fissures intergranulaires augmente avec la vitesse de déformation et diminue avec la température. Pour des vitesses de déformation supérieures à $7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, le nombre de fissures intergranulaires augmente lorsque la taille moyenne du grain diminue. Il montre que la répartition de la taille des fissures suit une loi lognormale, quel que soit le type de fissures (inter ou intra). Il montre enfin que la moyenne logarithmique de la taille des fissures et le rapport relatif des fissures intergranulaires sur les fissures intragranulaires suivent une loi normale pour un chargement donné.

Toutes les études précédentes prennent en compte un critère de nucléation basé sur le modèle de Stroh, même si celui-ci est adapté au cas de la compression (Kalifa, 1988), ce qui implique que la déformation basale soit un facteur déterminant. Cependant, celle-ci n'est possible que si les grains sont bien orientés pour la déformation, c'est à dire si les plans de base se trouvent à 45° de la direction de compression (cission maximale). Il est par conséquent facile d'imaginer que les champs locaux (contraintes et déformations) revêtent une importance capitale. C'est pourquoi il nous a semblé nécessaire d'étudier l'orientation des grains par rapport à la direction de compression, par rapport à l'orientation des grains voisins et également par rapport à l'orientation des joints, afin de voir l'influence de la prise en compte d'un champ de contraintes locales hétérogènes sur un critère de nucléation.

Chapitre 4

Méthode expérimentale

4.1 Introduction.

Nous allons dans ce chapitre faire une description précise de la procédure expérimentale adoptée.

Dans une première étude du matériau glace colonnaire (Plé, 1992) nous avons rencontré quelques problèmes.

- D'abord des problèmes liés au matériau: en effet, pendant les premières expériences réalisées sur la glace de lac nous avons remarqué que la glace colonnaire fabriqué avec une germination de neige avait :

- des colonnes plus ou moins coniques,
 - des tailles de grain trop hétérogènes,
 - des axes optiques plus ou moins perpendiculaires aux grands axes des colonnes.
- Ensuite des problèmes liés à la procédure d'essai (mise en charge) et à sa réalisation (usinage), et à l'instrumentation (mise en place des capteurs) des échantillons de glace colonnaire S-2 testés.
- Enfin il restait une inconnue quant à l'acquisition et au traitement des données recueillies durant l'essai.

Il semblait délicat alors de poursuivre les expériences précédentes surtout si nous voulions faire une étude expérimentale de la fissuration dans de bonnes conditions en vue d'une modélisation. Le travail expérimental s'est alors décomposé en plusieurs phases. Un travail et une étude préparatoire qui ont consisté à fabriquer une glace artificielle "modèle", un travail conceptuel permettant la réalisation des échantillons et leur mise en place, leur instrumentation sur la presse, et enfin une procédure permettant l'acquisition et le traitement des données. En amont nous avons été obligé de repenser le système de chargement de la presse pour réaliser une expérience de fluage en compression.

4.2 Principe du dispositif expérimental.

Un échantillon parallélépipédique est mis en place entre les plateaux d'une presse Jacotet (située dans une chambre froide régulée à $-10^{\circ}\text{C} \pm 0,5$), presse dont on utilise simplement le bâti pour sa rigidité. On impose à l'échantillon un incrément de contrainte uniaxiale par l'intermédiaire d'un système multiplicateur de pression à contrepoids (fig. 4.1). La pression créée dans le vérin B par les contrepoids est transmise au vérin A par l'intermédiaire d'un réseau hydraulique. Le rapport multiplicatif théorique est égal au rapport des surfaces des pistons (rapport = 20,7). Un chargement test, sur un échantillon cylindrique en acier inoxydable (éprouvette peu déformable au regard des contraintes appliquées), montre une assez bonne corrélation entre les valeurs théoriques et les résultats expérimentaux obtenus par l'intermédiaire d'un capteur de force (fig. 4.2). Le réseau hydraulique est rempli d'une huile B.P. aéro, utilisée dans l'aviation, qui garde une viscosité constante entre -2°C et -20°C . Les joints des vérins sont réglables pour limiter le frottement au minimum en permettant un débit de fuite qui peut être contrôlé. Des joints frottant entraîneraient une diminution de charge (pression) au cours de la déformation de l'échantillon. Cette solution mécanique a été préférée à une solution électronique avec asservissement, car cette dernière risquait d'imposer des incréments de contrainte trop brusques à l'échantillon, précipitant ainsi son endommagement.

4.3 Fabrication des échantillons de glace colonnaire.

4.3.1 Etude préliminaire.

La glace colonnaire artificielle S-2 est fabriquée en laboratoire à partir d'un germe de neige ou de glace. Elle pousse par congélation d'eau, à partir du germe, sous un gradient thermique unidirectionnel. Il en résulte une structure de grains colonnaires, où le grand axe des colonnes est parallèle à la direction de croissance. Comme la glace croît moins vite dans la direction de l'axe cristallographique c que dans une direction perpendiculaire, les grains bien orientés se développent plus vite que les autres. Ce procédé favorise le grossissement des cristaux qui ont leurs axes cristallographiques horizontaux, aux dépens des autres qui tendent à disparaître. La structure finale consiste en des grains en forme de cônes imbriqués, à axes c approximativement coplanaires (variation entre 5 et 30°) et de dimensions hétérogènes. Weeks et Ackley (1986) ont montré que le diamètre moyen des grains augmente linéairement

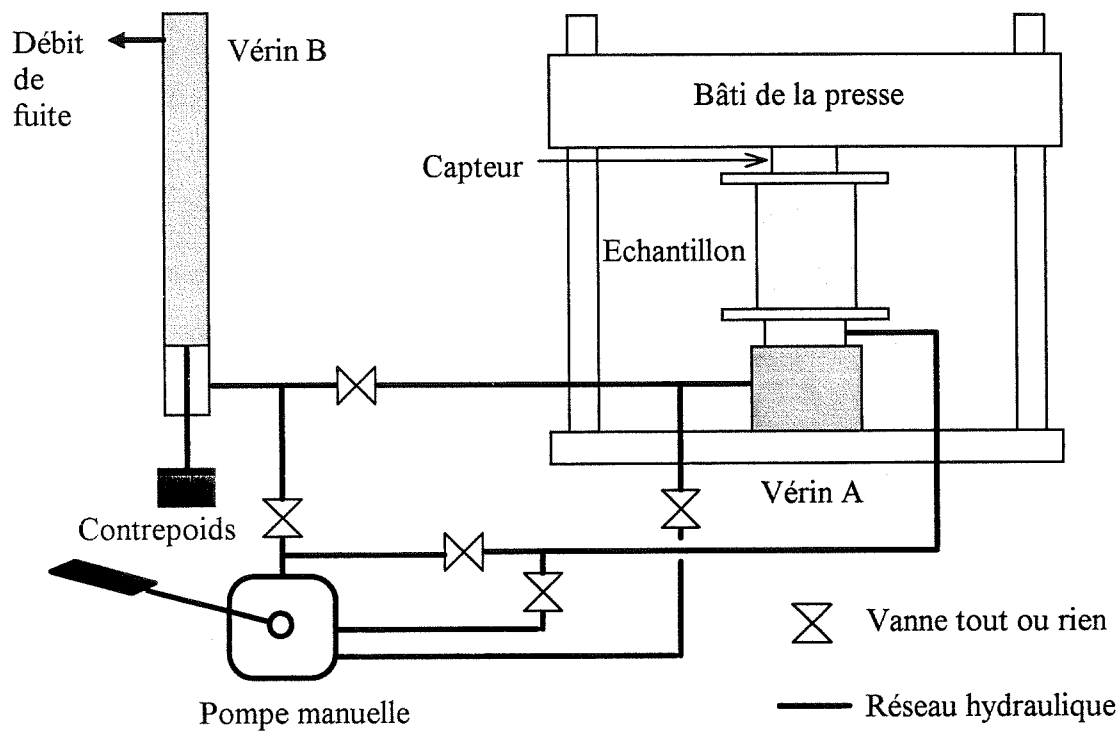


Figure 4.1

Schéma du système d'application de l'effort de compression, installé sur la presse Jacotet.

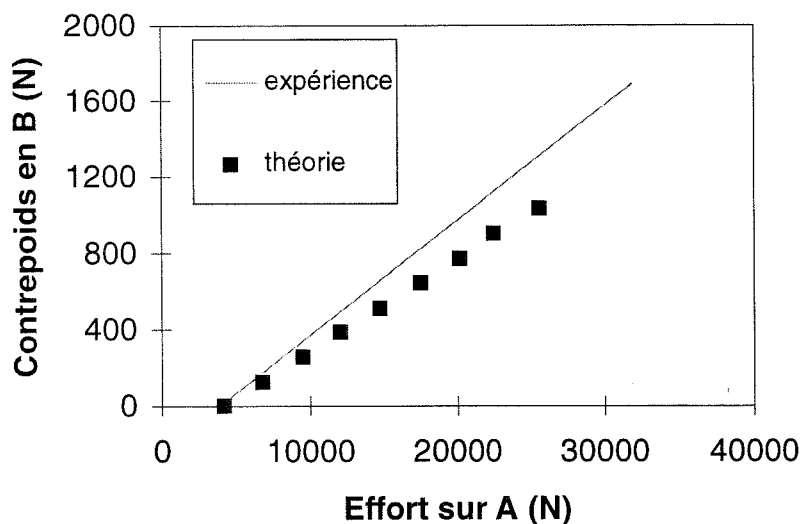


Figure 4.2

Etalonnage du système de mise en pression (compression d'un cylindre d'acier). Comparaison des valeurs théoriques et des résultats expérimentaux.

avec la profondeur h (en mm). La relation mise en évidence par ces auteurs sur de la glace de mer est de la forme :

$$\langle d \rangle = \langle d_o \rangle + 0,033h \quad (4.1)$$

Ici $\langle d_o \rangle$ est la moyenne des grains à la surface, c'est à dire au niveau du germe. Nous avons fait une étude similaire au laboratoire sur de la glace colonnaire d'eau chimiquement pure, fabriquée selon une méthode traditionnelle (Gold, 1972; Gold et al., 1992; Nixon et Wasif, 1992; Sinha, 1978; Smith et Schulson, 1993). Les résultats de cette étude confirment que le diamètre moyen des grains augmente linéairement avec la profondeur. La relation trouvée, pour une épaisseur h comprise entre 0 et 100 mm, est de la forme :

$$\langle d \rangle = \langle d_o \rangle + 0,047h \quad (4.2)$$

Nous observons que 80 à 90 % des grains initiaux disparaissent après $h = 100$ mm. Ces résultats sont en accord avec ceux de Weeks et Ackley. Comme la mesure de la moyenne des grains est faite en considérant ceux qui grossissent mais aussi ceux qui disparaissent, nous ne pouvons pas avoir une idée assez précise de la conicité des cristaux. Pour estimer l'évolution de la conicité des grains, nous avons mesuré, sur des lames minces, le diamètre moyen $\langle d_g \rangle$ des grains qui grossissent au cours du temps. La relation trouvée est de la forme :

$$\langle d_g \rangle = \langle d_o \rangle + 0,06h \quad h > 35 \text{ mm} \quad (4.3)$$

En fait, l'évolution de la conicité des grains est très marquée pour les grains de petits diamètres, et une relation plus représentative s'écrit sous la forme :

$$\left\langle \frac{\partial d_g}{\partial h} \right\rangle = \frac{2,3}{h} \quad (h \text{ en mm}) \quad (4.4)$$

4.3.2 Préparation et croissance d'une glace colonnaire "modèle".

Pour remédier aux défauts de la glace colonnaire naturelle, nous avons mis au point un procédé permettant de fabriquer une glace colonnaire "modèle" qui a des grains cylindriques et des axes cristallographiques orientés (Plé et Meyssonier, 1997). La croissance de la glace colonnaire est initiée ici par un germe de glace totalement fabriqué. Pour réaliser ce germe nous utilisons des monocristaux fabriqués à partir d'eau chimiquement pure, dont nous déterminons l'orientation de l'axe c . Nous découpons dans ces monocristaux des grains hexagonaux dont l'axe optique (c) est perpendiculaire à l'axe de symétrie hexagonale. Les diamètres moyens des grains peuvent varier entre 5 et 60 mm. Ensuite nous collons ces grains sur le fond métallique d'un moule (à l'eau chimiquement pure), en contrôlant entre Polaroids les orientations cristallographiques (à $\pm 5^\circ$) des grains juxtaposés. Les axes de symétrie

hexagonale (axes c) sont parallèles au fond métallique. Le germe ainsi obtenu est usiné à la fraiseuse afin d'éliminer l'eau de collage parasite et d'obtenir un germe polycristallin d'une épaisseur de 1 cm. Toutes ces opérations sont réalisées dans une chambre froide dont la température est réglée à $-15\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 0,5$.

Pour réaliser notre bloc de glace, le moule avec son germe est préalablement placé dans une chambre froide réglée à $0^{\circ}\text{C} \pm 0,5$ pendant 6 heures. Cette durée est nécessaire à l'établissement du régime permanent en température du germe (0°C). Suite à cette opération, le moule est rempli d'eau à 0°C , puis est placé sur une table réfrigérante réglée en température. Ceci permet le contrôle du flux de chaleur à l'interface eau-glace au cours de la croissance du bloc. De cette façon la croissance du polycristal se fait de bas en haut, et les bulles d'air contenues dans l'eau sont chassées par un agitateur mécanique avec variateur de vitesse.

L'énergie totale de solidification est minimale lorsque l'arrangement cristallin est optimum, c'est-à-dire lorsque les grains de glace ont une géométrie hexagonale et que les joints de grains font un angle de 120° (Ashby et Jones, 1991). Par conséquent, en utilisant notre germe constitué de grains hexagonaux, l'énergie de création des joints de grains n'influence pas le processus de sélection cristallographique naturel qui prend place au cours de la croissance de la glace. La poussée de la glace colonnaire est alors dominée par les transferts thermiques à l'interface eau-glace. Selon Hobbs (1974) et Fletcher (1970) la conductivité thermique du monocristal de glace est 5 % plus grande dans la direction de l'axe c que dans un plan perpendiculaire. Tous les axes c du germe de glace étant perpendiculaires ($\pm 5^{\circ}$) à la direction de croissance, le gradient thermique à l'interface peut donc être considéré comme indépendant de la position, et par conséquent la conductivité thermique dans la direction de croissance peut être considérée comme homogène dans le polycristal. Le facteur prépondérant qui va contrôler la sélection naturelle est la vitesse de croissance. Pour qu'il y ait grossissement d'un grain, il faut qu'il y ait accrochage d'atomes. En conséquence il faut qu'il y ait, simultanément, des sites d'accrochage et une adsorption. Pour croître dans une direction parallèle à l'axe c, le monocristal a besoin d'accrocher un groupe de quatre molécules d'eau alors qu'il n'a besoin d'accrocher qu'un groupe de deux dans une direction perpendiculaire (Hobbs, 1974). Pour une température donnée d'interface, la vitesse de croissance du monocristal est des dizaines de fois plus élevée dans la direction des plans de base que dans la direction des axes c (Hobbs, 1974). Selon Hobbs (1974) la sélection naturelle entre deux grains adjacents (à vitesse de croissance comprise entre 10^{-6} et 10^{-5} m/s) est une fonction de l'orientation relative de l'axe cristallographique du joint de grains et de l'interface, et résulte de l'équilibre des forces de tension superficielle au niveau du joint. Nous avons remarqué que lorsque la température de congélation (à la base du bloc de glace) était constante au cours du temps, le mécanisme de

sélection naturelle opérerait. Dans ces conditions le flux thermique, qui permet de geler une épaisseur dh de glace par unité de temps, ne cesse de diminuer au fur et à mesure que le bloc de glace grossit (fig. 4.3). De la même façon la vitesse de croissance ne cesse de diminuer au cours du temps (fig. 4.4). En effet son expression est de la forme :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dh(t)}{dt} &= \frac{\alpha}{2\sqrt{t}} \\ \text{avec } \alpha &= \frac{B\lambda}{\rho L\sqrt{a}} \exp\left(\frac{-\alpha^2}{4a}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

où :

- t est le temps en seconde,

- ρ est la masse volumique en kg/m^3 ,

- B une constante $= \frac{-T^0}{\int_0^v e^{-\lambda^2} \partial\lambda}$ avec $v = \frac{h}{2\sqrt{at}}$

- L représente la chaleur latente de fusion en kJ/kg ,

- a est le coefficient de diffusivité de la glace qui sera pris constant dans la plage de température utilisée,

- λ représente la conductivité thermique de la glace,

- α représente la solution de la fonction d'erreur de Gauss $\text{erf}(\alpha)$.

En conséquence le mécanisme de sélection devient actif, et le grain le "mieux" orienté grossit aux dépens des autres, même si le germe est, au départ, bien orienté. Le processus de sélection peut être ralenti si nous gardons le joint de grain en déséquilibre. En pratique nous rendons le flux thermique constant à l'interface eau-glace en contrôlant la température (T^0) de la table réfrigérante, qui peut varier entre 0 et -42°C , afin d'augmenter l'énergie de congélation au cours du temps, c'est à dire d'augmenter le flux du transfert thermique. Pour résoudre analytiquement cette difficulté, nous nous plaçons dans un repère lié à l'interface en mouvement et posons :

$$y = x - h(t) \quad (4.6)$$

où x est pris dans la direction des grands axes des colonnes.

Dans ce nouveau repère l'équation de la diffusion généralisée s'écrit :

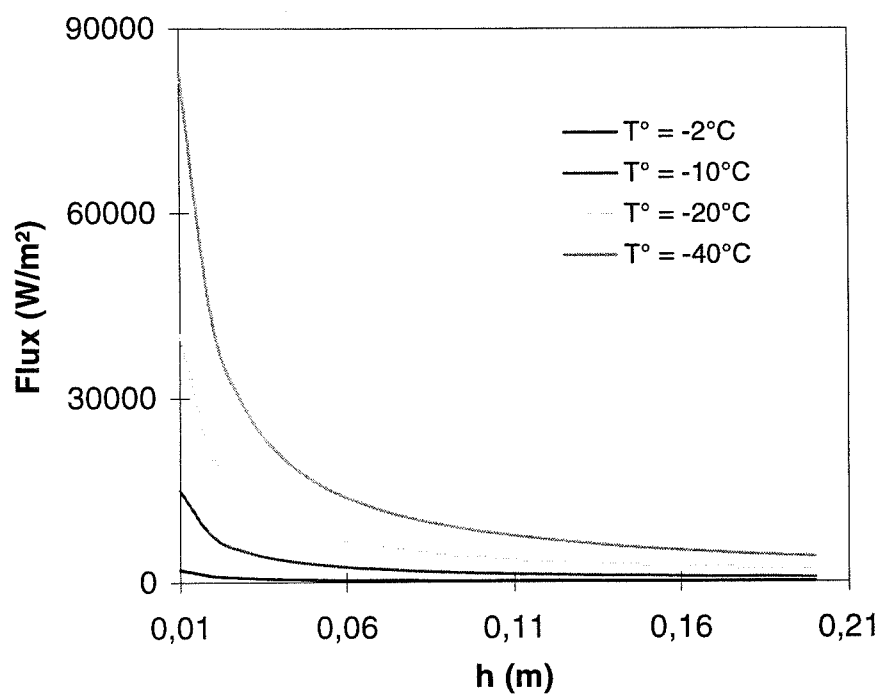


Figure 4.3

Evolution du flux à l'interface eau-glace pour différentes températures (T°) de congélation (table réfrigérante).

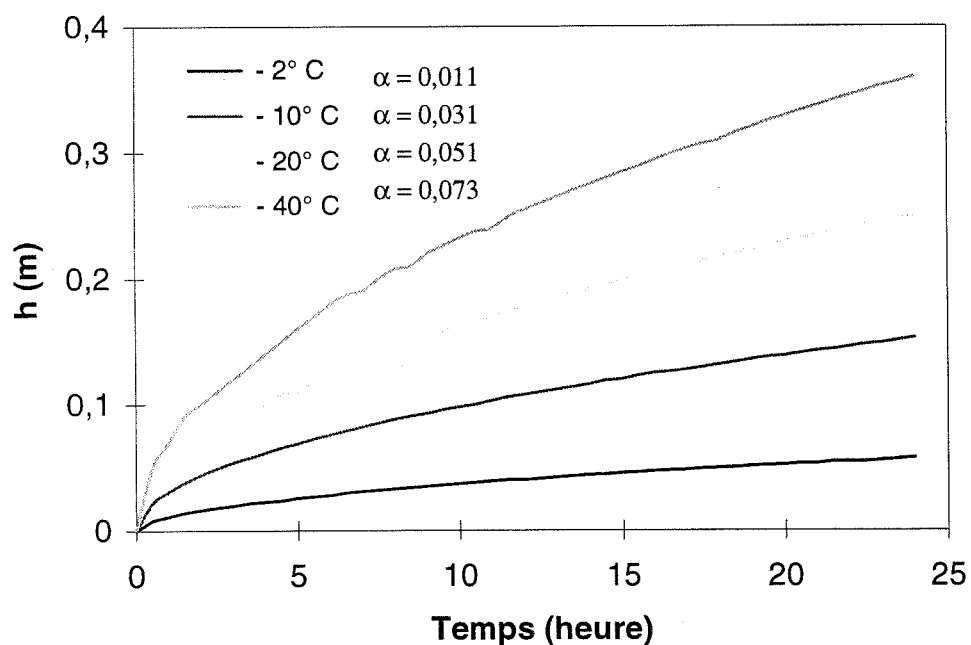


Figure 4.4

Evolution de l'épaisseur de glace en fonction du temps pour différentes températures de congélation (T°).

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} &= \frac{\rho c}{\lambda} \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{dh}{dt} \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{1}{a} \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{dh}{dt} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ x &= y + h(t) \\ h(t) &\text{ dans le sens des } y \text{ négatifs} \\ T &\text{ en } ^\circ\text{C} \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

On cherche une solution telle que dans ce repère $T(y,t)$ soit indépendant du temps et $\frac{dh}{dt}$ soit une constante égale à D . Dans ces conditions $T(y,t)$ s'écrit :

$$T(y,t) = \frac{Ea}{D} \exp\left(\frac{-Dy}{a}\right) + F \quad (4.8)$$

où E et F sont deux constantes.

Les conditions aux limites du problème imposent :

$$\left. \begin{aligned} T(-h,t) &= T^\circ \\ T(0,t) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

La solution du problème en $T(x,t)$ est obtenue comme :

$$\left. \begin{aligned} T(x,t) &= \frac{Ea}{D} \left[\exp\left(\frac{-D(x-h(t))}{a}\right) - 1 \right] \\ T_o &= \frac{Ea}{D} \left[\exp\left(\frac{-Dh(t)}{a}\right) - 1 \right] \\ h(t) &= Dt + G \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

où G est une constante indépendante du temps égale à l'épaisseur du germe.

La figure (4.5) donne l'évolution de la température de congélation (température de la table réfrigérante) en fonction du temps. La figure (4.6) donne l'évolution de l'épaisseur de glace en fonction du temps sous un flux thermique en $x = h(t)$ constant. La régulation de la table réfrigérante ($0 < T^\circ < -42^\circ\text{C}$) ne nous permet pas de suivre avec exactitude la solution analytique retenue. Pour pallier ce défaut nous approchons au plus juste et manuellement, par action sur un régulateur, la courbe d'évolution de température par des paliers successifs (fig. 4.7).

Avec cette technique il devient possible d'obtenir un bloc de glace colonnaire de 17 cm d'épaisseur avec des colonnes parfaitement cylindriques et des tailles de grains très homogènes. Pour illustrer notre démonstration, nous présentons, à titre comparatif, deux lames minces de glace colonnaire photographiées entre Polaroids. La première représente une structure de glace colonnaire fabriquée en laboratoire par une technique traditionnelle (Gold, 1972; Gold et al., 1992; Nixon et Wasif, 1992; Sinha, 1978; Smith et Schulson, 1993) (fig. 4.8).

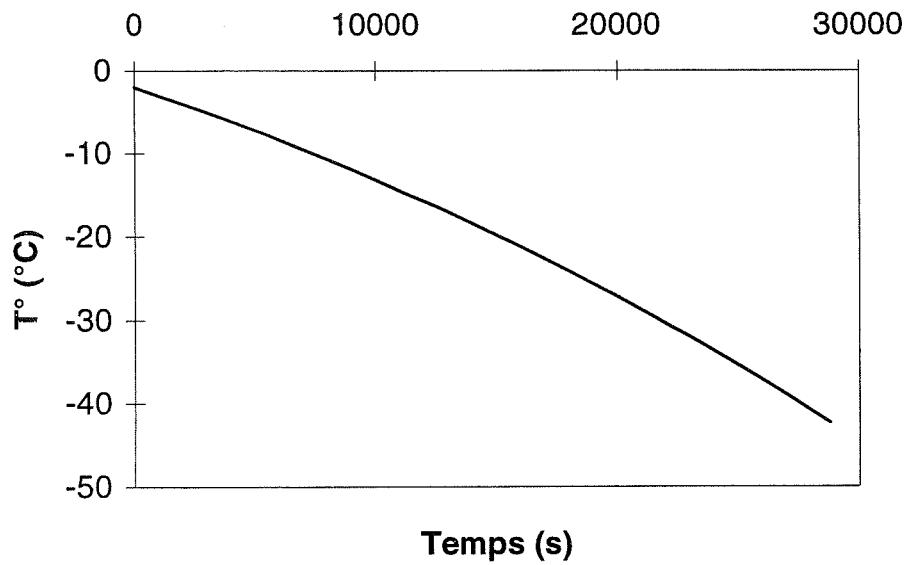


Figure 4.5

Evolution de la température de congélation en fonction du temps, avec un flux constant à l'interface .

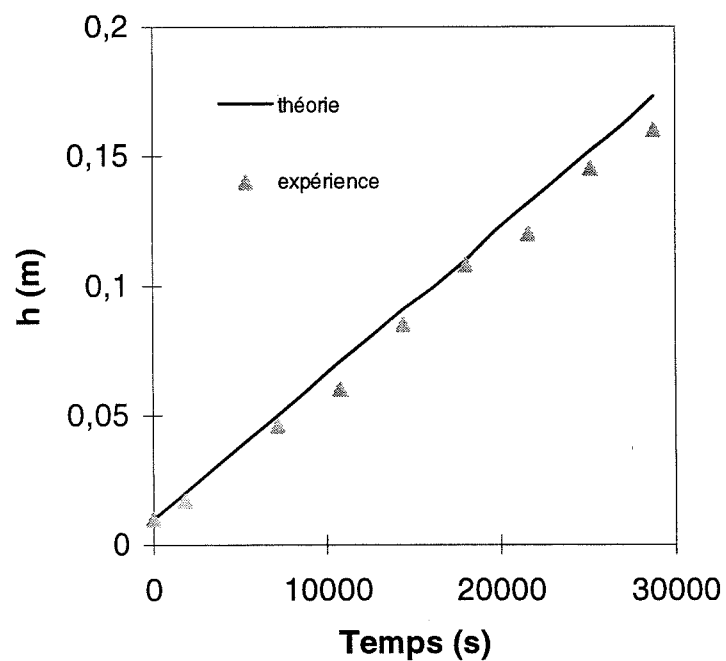


Figure 4.6

Evolution de l'épaisseur de glace en fonction du temps. Comparaison des valeurs théoriques et des résultats expérimentaux.

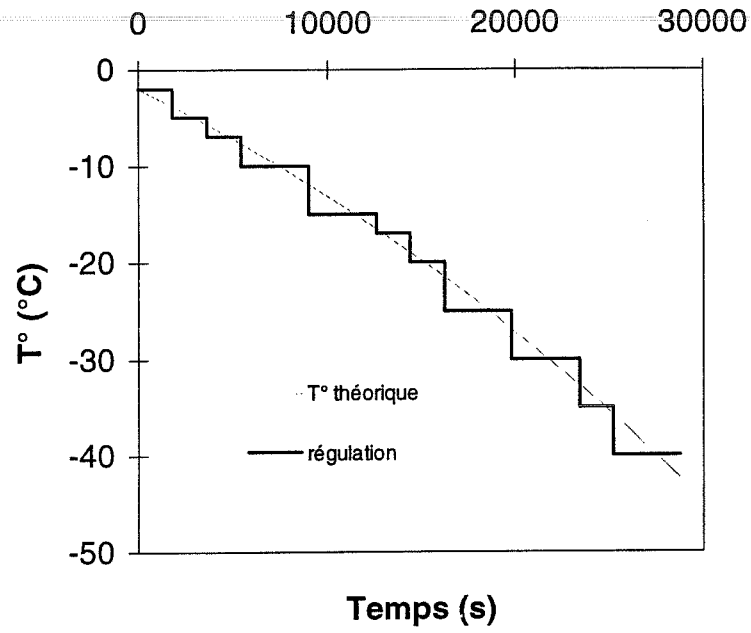


Figure 4.7

Régulation de la table réfrigérante, à travers T° , au cours du temps.

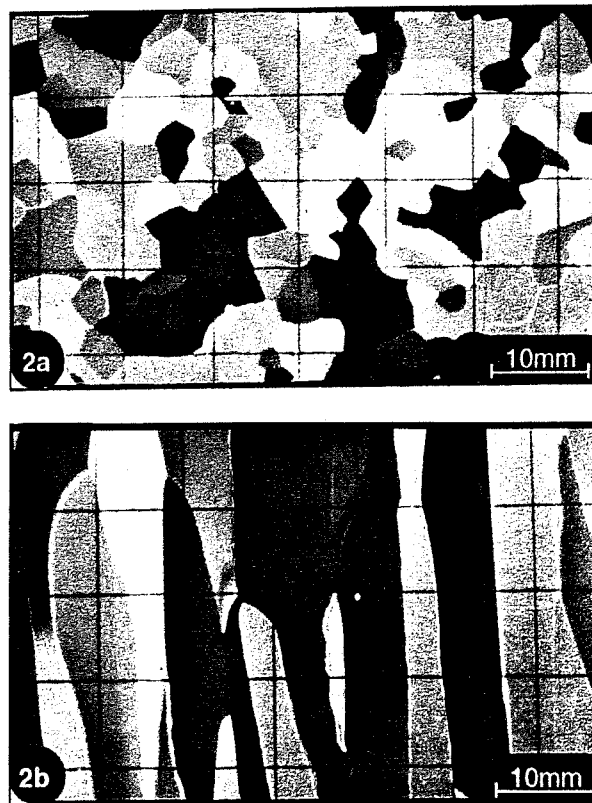


Figure 4.8

Photographie d'une lame mince de glace colonnaire naturelle, (a) perpendiculairement aux colonnes et (b) dans la direction des colonnes.

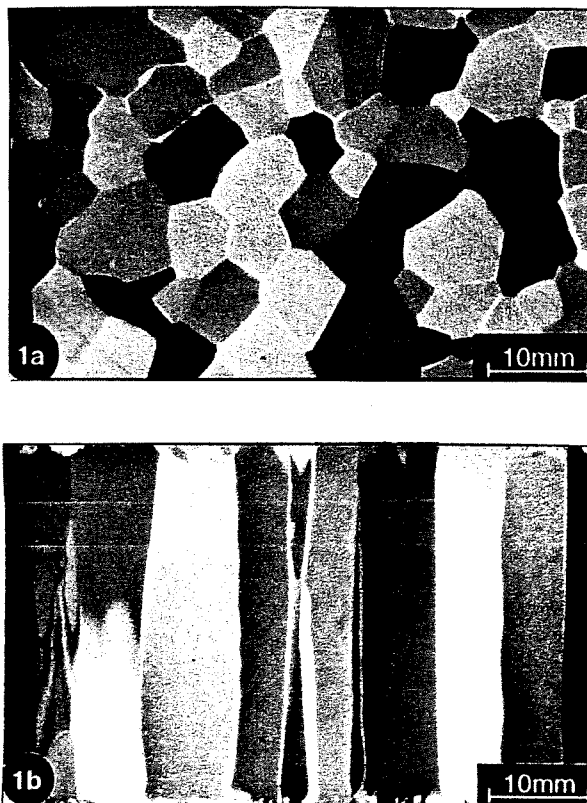


Figure 4.9

Photographie d'une lame mince de glace columnaire "modèle", (a) perpendiculairement aux colonnes et (b) dans la direction des colonnes.

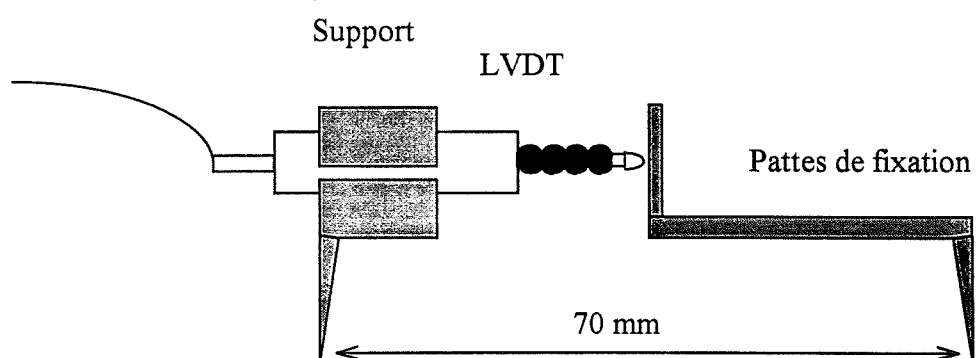


Figure 4.10

Capteur de déplacement (LVDT) avec son support et ses pattes de fixation.

La deuxième représente une structure de glace colonnaire "modèle" obtenue par la méthode présentée (fig. 4.9). Ces lames minces de glace nous ont permis de contrôler la taille et l'orientation cristallographique des grains (cf. Chapitre 6). La glace "modèle" ne contient pas de bulles d'air visibles à l'oeil nu et la masse volumique moyenne de ce type de glace est de $916 \pm 3 \text{ kg/m}^3$, valeurs comparables à celles obtenues par d'autres auteurs (Gold, 1972; Gold et al., 1992; Nixon et Wasif, 1992; Sinha, 1978; Smith et Schulson, 1993) sur de la glace colonnaire traditionnelle. L'énorme avantage de cette nouvelle technique de fabrication est qu'elle permet d'obtenir des échantillons homogènes et reproductibles.

4.3.3 Usinage des échantillons de glace colonnaire "modèle".

L'usinage des échantillons est effectué dans une chambre froide régulée à $-10 \pm 0.5^\circ\text{C}$. Cette chambre froide servira par la suite de chambre d'expérience. A partir du bloc de glace colonnaire ($30 \times 30 \times 20 \text{ cm}$) nous réalisons deux échantillons parallélépipédiques. Ces échantillons sont, dans un premier temps, découpés à la scie égoïne pour obtenir un bloc de taille réduite qui puisse se positionner facilement dans les mors d'un banc de fraisage. La taille définitive des échantillons est de 260 mm de hauteur, 130 mm de largeur et 70 mm d'épaisseur. Pour éviter les risques de flambement, nous adoptons les dimensions précédentes pour que l'échantillon ait un élancement inférieur à 15 (en référence aux éprouvettes cylindriques normalisées de béton $160 \times 320 \text{ mm}$). Une fois en place dans les mors, le bloc est usiné à l'aide d'une fraise de grand diamètre (fabriquée par les techniciens du laboratoire) et une fraise combinée d'épaulement. La fraise de grand diamètre permet l'usinage, par passes successives, des grandes faces et des deux cotés du prisme en deux retournements. La fraise combinée d'épaulement permet l'usinage des chants en une seule opération et sans démontage de la pièce. L'usinage du bloc de glace doit se faire avec beaucoup de précautions pour respecter les tolérances géométriques de forme et d'orientation. A titre indicatif, nous mesurons les tolérances dimensionnelles, sur nos échantillons, à l'aide d'un micromètre. Les longueur, hauteur et largeur restent dans le vingtième de millimètre. Un calcul, réalisé par éléments finis (Malecot, 1994) a montré qu'un écart d'usinage d'environ un dixième de millimètre sur les longueurs peut entraîner une hétérogénéité de contraintes de 10 % entre deux faces opposées de l'échantillon. Les tolérances géométriques ont été, elles aussi, mesurées sur tous les échantillons à l'aide d'un comparateur. Nous avons contrôlé le parallélisme et la perpendicularité des faces du prisme. Pour la perpendicularité, nous obtenons une tolérance réduite de 0,1 mm/m. Pour le parallélisme, la face contrôlée reste comprise entre deux plans

parallèles à la face opposée qui est choisie comme référence, distants de 0,05 mm. L'échantillon, dont on rappelle les dimensions définitives (260 × 130 × 70 mm), a les colonnes de glace dans le sens de l'épaisseur, sa plus grande surface (260 × 130 mm) étant perpendiculaire à celles-ci. Avant les essais les blocs usinés sont protégés par un film plastique et stockés en chambre froide dans des sacs plastiques hermétiques pendant 24 heures. Cette opération permet un recuit et limite considérablement la sublimation de la glace qui modifierait les dimensions du prisme.

4.4 Instrumentation et mise en place des échantillons de glace colonnaire.

4.4.1 Le capteur de force.

La force appliquée sur l'échantillon est enregistrée à partir du signal délivré par un capteur de force placé au-dessus du plateau supérieur de la presse et centré sur l'axe de celle-ci (fig. 4.1). Le capteur de force est une rondelle de charge permettant la mesure d'efforts de traction et de compression. Le corps d'épreuve du capteur, réalisé en acier inoxydable, est un ensemble de deux poutres dont les déformations sont traduites électriquement par des jauges de déformations montées en pont de Wheatstone. Nous appliquons à l'échantillon, par l'intermédiaire du vérin A, un effort compris entre 0 et 40000 N (fig. 4.2). Le signal de sortie du capteur est compris entre 0 et 10 volts, et il est compensé pour un environnement en température variant entre -30°C et +60°C.

4.4.2 Les capteurs de déplacement.

L'échantillon est instrumenté par des capteurs de type LVDT (Linear Variable Differential Transducer). Ce sont des transformateurs dont le rapport de couplage entre les bobinages primaires et secondaires est une fonction linéaire du déplacement d'un élément ferromagnétique. On mesure la variation de tension secondaire et le signal de sortie, conditionné, varie entre 0 et 10 volts. L'étalonnage de tous les capteurs de déplacement a été effectué dans les conditions de température (-10°C) de la chambre froide. Le capteur est réalisé en acier inoxydable et il est muni, à son extrémité, d'un soufflet en Viton inerte et immunisé contre les agressions d'agents acides. Le soufflet en Viton garde les mêmes caractéristiques élastiques entre -20°C et +80°C. La course du capteur est de ± 0,5 mm. Les capteurs de déplacement sont fixés sur l'échantillon de glace par l'intermédiaire de pattes amovibles en dural (fig. 4.10). Les pattes des supports de capteur sont légèrement chauffées et s'enfoncent

dans la glace en la faisant fondre très localement. La cohésion de l'ensemble est assurée par le regel de l'eau autour des pattes refroidies. Les pattes des supports ont une épaisseur de 1,3 mm et nous observons, sur des lames minces, que la perturbation provoquée par l'implantation et le regel est limitée à une zone d'épaisseur inférieure à 2 mm. L'erreur sur les mesures de déformation due à la fixation des capteurs est estimée, au maximum, à 6 % ($2 \times 2 \text{ mm} / 70 \text{ mm}$). L'écartement des pattes des supports étant voisin de 70 mm, le nombre de grains compris entre les pattes des LVDT est suffisant si le diamètre des cristaux reste inférieur à 7 mm (10 grains entre les pattes). Cependant le nombre de grains devient insuffisant si notre échantillon est composé de cristaux de diamètre supérieur à 7 mm. Dans ce cas la mesure de la déformation n'est plus représentative et il faut augmenter l'écartement des pattes du support de capteur. Pour obtenir une mesure de déformation représentative de l'état des déformations de l'échantillon dans les trois directions principales, nous positionnons les capteurs dans le tiers central de l'échantillon et nous évitons ainsi de mesurer l'effet "tonneau". Pour éviter un défaut d'axialité du support, qui engendrerait une mauvaise mesure, nous avons réalisé un système de mise en place des capteurs réglable (fig. 4.11). Avec ce dispositif, le défaut angulaire d'axialité par rapport à l'axe de compression de la presse reste inférieur à 4° (ce qui n'introduit qu'un facteur correctif de $\cos 4^\circ = 0,997$). Pour mesurer la déformation dans le sens de l'épaisseur des colonnes de glace de l'échantillon, mesure importante qui nous permet de montrer les différences de comportement entre une glace colonnaire traditionnelle et une glace colonnaire "modèle" (cf. Chapitre 5), nous avons adapté les capteurs LVDT à deux supports fixés sur le plateau inférieur de la presse (fig. 4.12).

Notre technique de mesure des déformations est peu utilisée par les autres expérimentateurs seul Sinha (1978) préconise une mesure de déformation par des capteurs directement montés sur l'échantillon) et nécessite une attention toute particulière. Pour les autres auteurs (Le Gac, 1980; Cole, 1979; Jacka et Lile, 1984), la mesure de la déformation se fait entre les plateaux de la presse et intègre du même coup des mesures de déformation parasites provenant de la presse elle-même, et celles non-homogènes qui se produisent en tête d'échantillon.

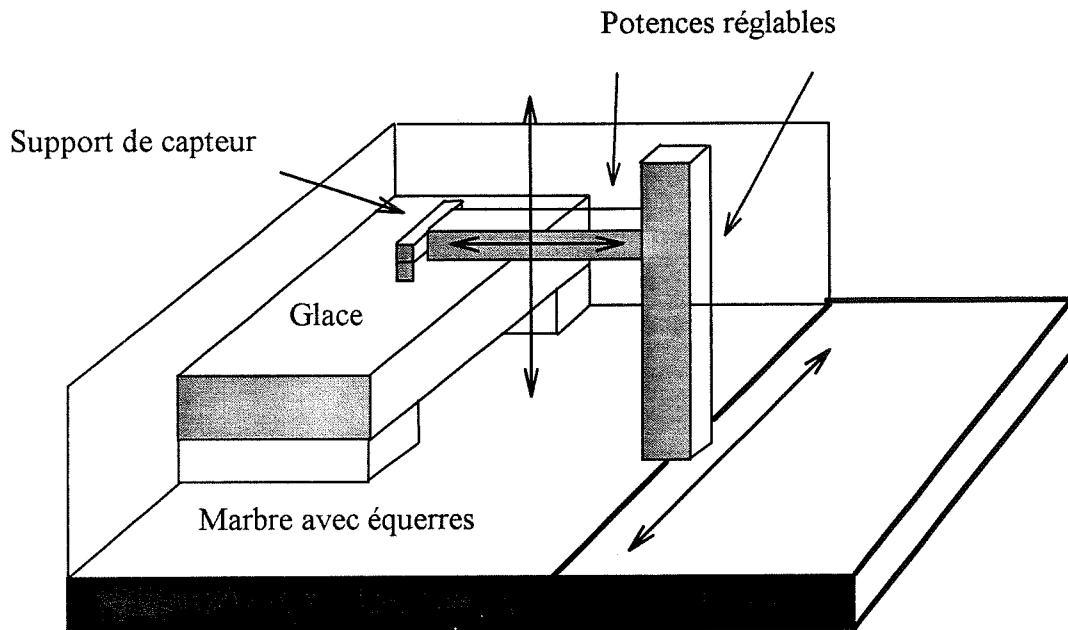


Figure 4.11

Système de mise en place des supports de capteur sur un prisme de glace. Les doubles flèches indiquent les sens de déplacement.

Barrette en Plexiglas

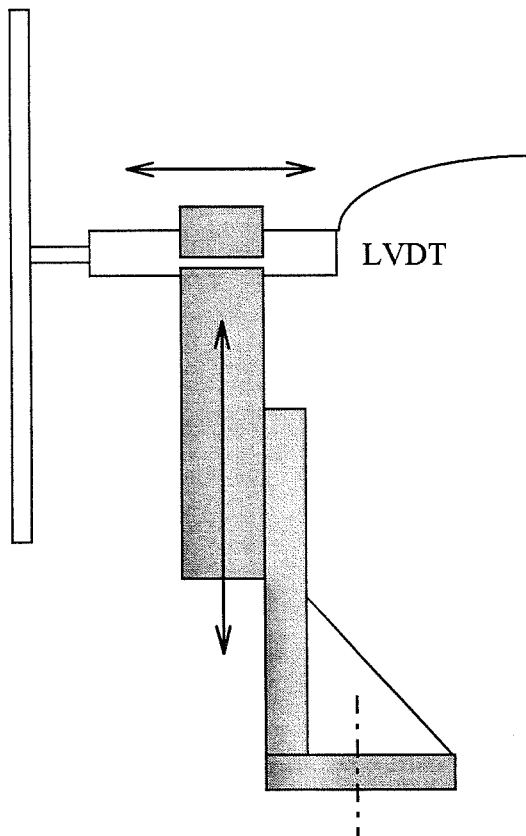


Figure 4.12

Système de fixation des LVDT dans le cas où l'on veut mesurer la déformation dans la direction des colonnes. Un support, avec son capteur, est installé de chaque côté du prisme de glace. Les supports sont fixés au plateau inférieur de la presse. Les doubles flèches indiquent les sens de déplacement.

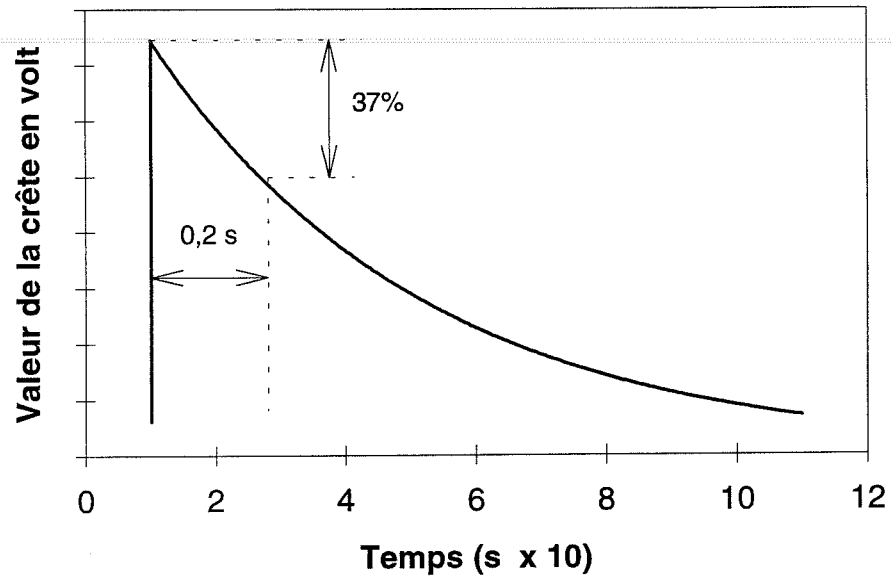


Figure 4.13

Affaiblissement du signal de crête en sortie de l'amplificateur acoustique.

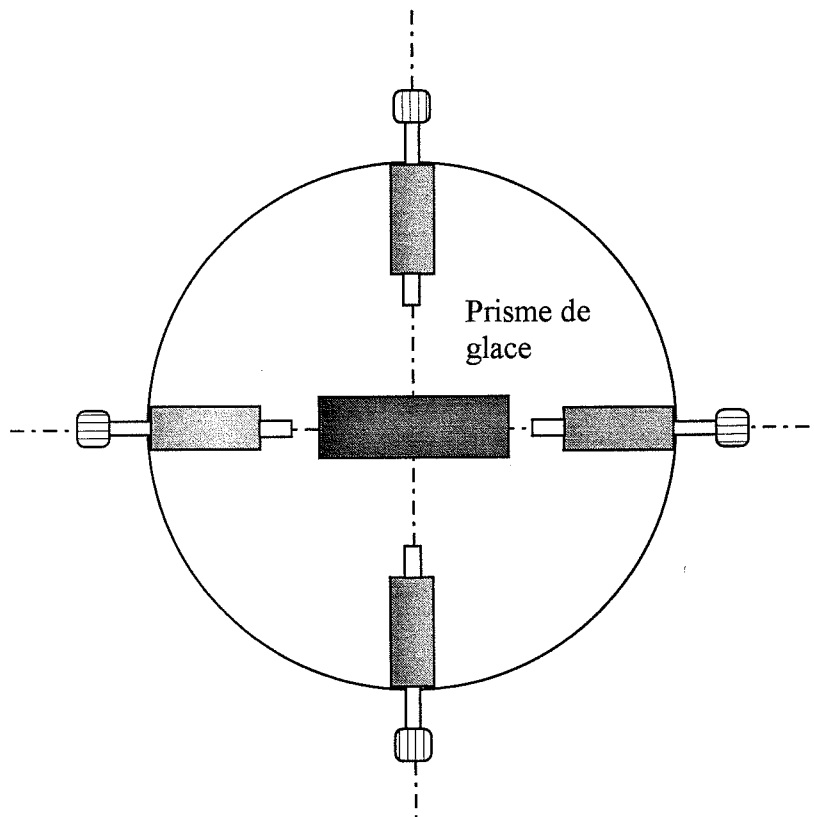


Figure 4.14

Dispositif de centrage de l'échantillon. Les quatre vis micrométriques sont fixées sur le plateau inférieur de la presse.

4.4.3 Le capteur d'émission acoustique.

Nous enregistrons les émissions acoustiques qui proviennent de la microfissuration de l'échantillon de glace au cours du temps. Le capteur acoustique est un capteur piézo-électrique auto-générateur à sensibilité élevée. Il est muni d'un préamplificateur ayant un gain de 40 dB. La bande de fréquence utilisée varie entre 50 Hz et 2 MHz et l'amplification finale est de 50 dB. L'amplificateur est muni d'un système de détection de crête dont le signal est une exponentielle décroissante (fig. 4.13). Pour une fréquence d'échantillonnage de 0,2 seconde, dans le cas le plus défavorable on détectera un signal 0,2 seconde après l'occurrence d'une fissure. Dans ce cas le signal de sortie, dont la limite de détection est de 0,1 volt, est atténué de 37 %. Cette valeur correspond à une hauteur de crête supérieure à 0,27 volt. Pour toutes les valeurs de sortie supérieures à 0,27 volt et qui correspondent à la valeur maximale du bruit de fond (qui sera pris dans toute notre étude à 0,2 volt) on est sûr de pouvoir détecter des pics acoustiques. Il restera à identifier les pics acoustiques qui proviennent de la fissuration du matériau. Le capteur acoustique est collé à l'échantillon avec de la graisse à vide et maintenu en place par l'intermédiaire d'un élastique. Il est situé sur la grande surface du prisme et en dehors du tiers central de celui-ci.

4.4.4 Mise en place de l'échantillon sur la presse.

Les éprouvettes de glace sont parallélépipédiques et le centrage du prisme, par rapport à la direction de compression, demande l'utilisation d'un dispositif particulier. Nous avons muni le plateau inférieur de la presse de quatre vis micrométriques qui permettent un centrage de l'échantillon au centième de millimètre (fig. 4.14). Le centrage de l'échantillon est très important dans le cas d'un essai de compression uniaxiale. En effet 1 mm d'excentrement dans la plus petite direction de l'échantillon (70 mm), peut entraîner une erreur de 11 % sur la contrainte exercée sur la surface de contact glace-plateau de la presse (Goubert, 1993). Après centrage, l'échantillon est collé au plateau inférieur de la presse par deux gouttes d'eau. Suite à cette opération on desserre les micromètres pour éviter de perturber les mesures et permettre une éventuelle déformation du prisme dans le plan horizontal. L'échantillon, avec son équipement de capteurs (fig. 4.15), est prêt pour un essai de compression uniaxiale. La mise en charge se fait de manière progressive par l'intermédiaire d'une vanne pointeau installée sur le réseau hydraulique. Le vérin A (fig. 4.1) vient par son action plaquer l'échantillon sur le plateau supérieur de la presse. Le plateau supérieur est relié à l'axe de la presse par un dispositif de centrage à bille.

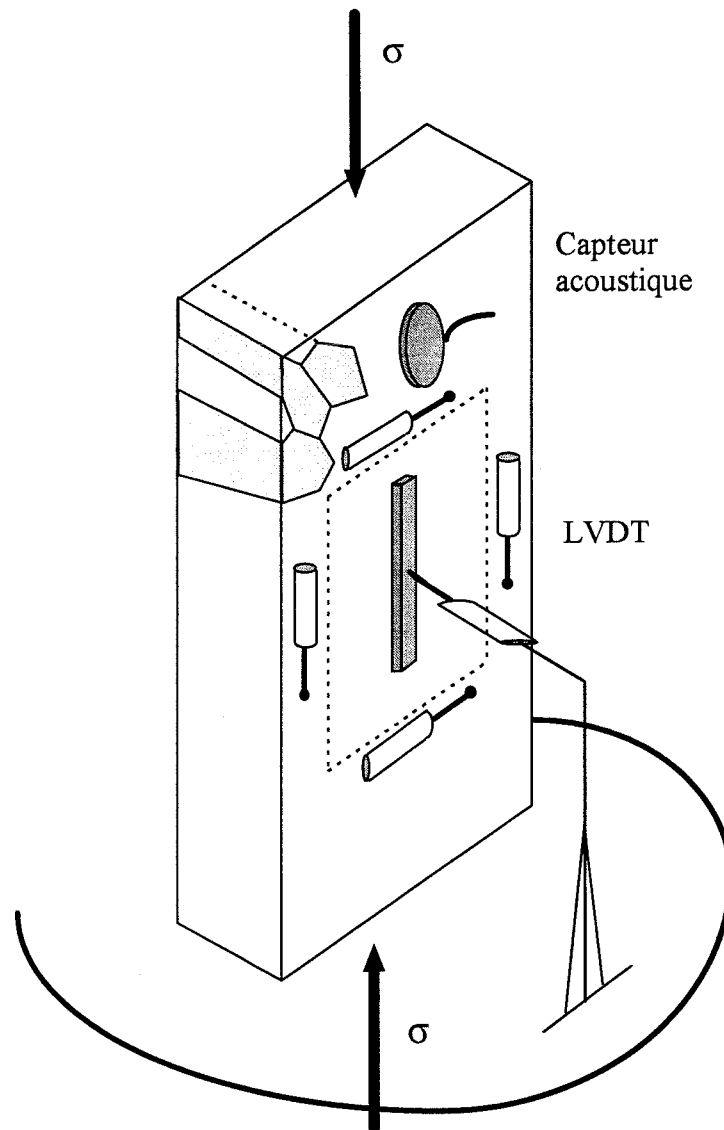


Figure 4.15

Position des capteurs sur le prisme. On utilise en général, deux capteurs pour mesurer la déformation longitudinale dans le plan et au minimum un capteur pour mesurer la déformation transversale dans le plan. On utilise deux capteurs pour mesurer la déformation dans la direction des colonnes.

Ce plateau est articulé et vient en contact avec la face supérieure de l'échantillon, épousant ainsi un éventuel défaut de parallélisme. Les plateaux utilisés, en acier inoxydable, ont une épaisseur de 2,5 cm ce qui leur assure une excellente rigidité. Les plateaux et le dispositif de chargement progressif permettent une mise en charge sans endommagement et assurent une bonne répartition de la contrainte à l'interface plateau-échantillon.

4.5 L'acquisition et le traitement des données.

4.5.1 Acquisition des données des capteurs.

Les capteurs de déplacement et le capteur acoustique, montés sur l'échantillon de glace, transmettent leurs signaux à un ensemble PC + carte d'acquisition qui enregistre les données en temps réel, permet un affichage en direct des résultats et un stockage des données. La carte d'acquisition est une carte PCI du type 20306T-1, avec 16 entrées et 8 sorties, de la marque Intelligent Instrument. C'est une carte 12 bits (± 1 bit) dont le signal de sortie varie entre 0 et 10 volt, sa résolution est donc de :

$$\frac{10}{2^{12}} = 2,4 \text{ mV} \quad (4.11)$$

Les signaux des différents capteurs sont visualisés par le logiciel Visual Designer, qui permet l'acquisition et l'analyse des données mais aussi le contrôle des programmes d'acquisition. La structure de base du logiciel permet de hiérarchiser les étapes du traitement de l'information par des commandes de bloc (fig. 4.16). Les signaux en volts, transmis par les capteurs de déplacement, correspondent à un déplacement effectif entre les pattes des supports des capteurs. La déformation est calculée par :

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{L} = \frac{(V - \text{Offset}) \cdot \text{Coeff}}{L} \quad (4.12)$$

Dans ce calcul Δl représente le déplacement du capteur, V représente la mesure de la position du capteur, et Offset la mise à zéro du capteur exprimés en volt. Coeff est le coefficient d'étalonnage du capteur exprimé en mm/volt, et L représente l'écartement des pattes des supports de capteur en mm. De la même façon, la force appliquée sur le prisme de glace est enregistrée à partir du signal délivré par le capteur piézométrique. La contrainte est calculée par :

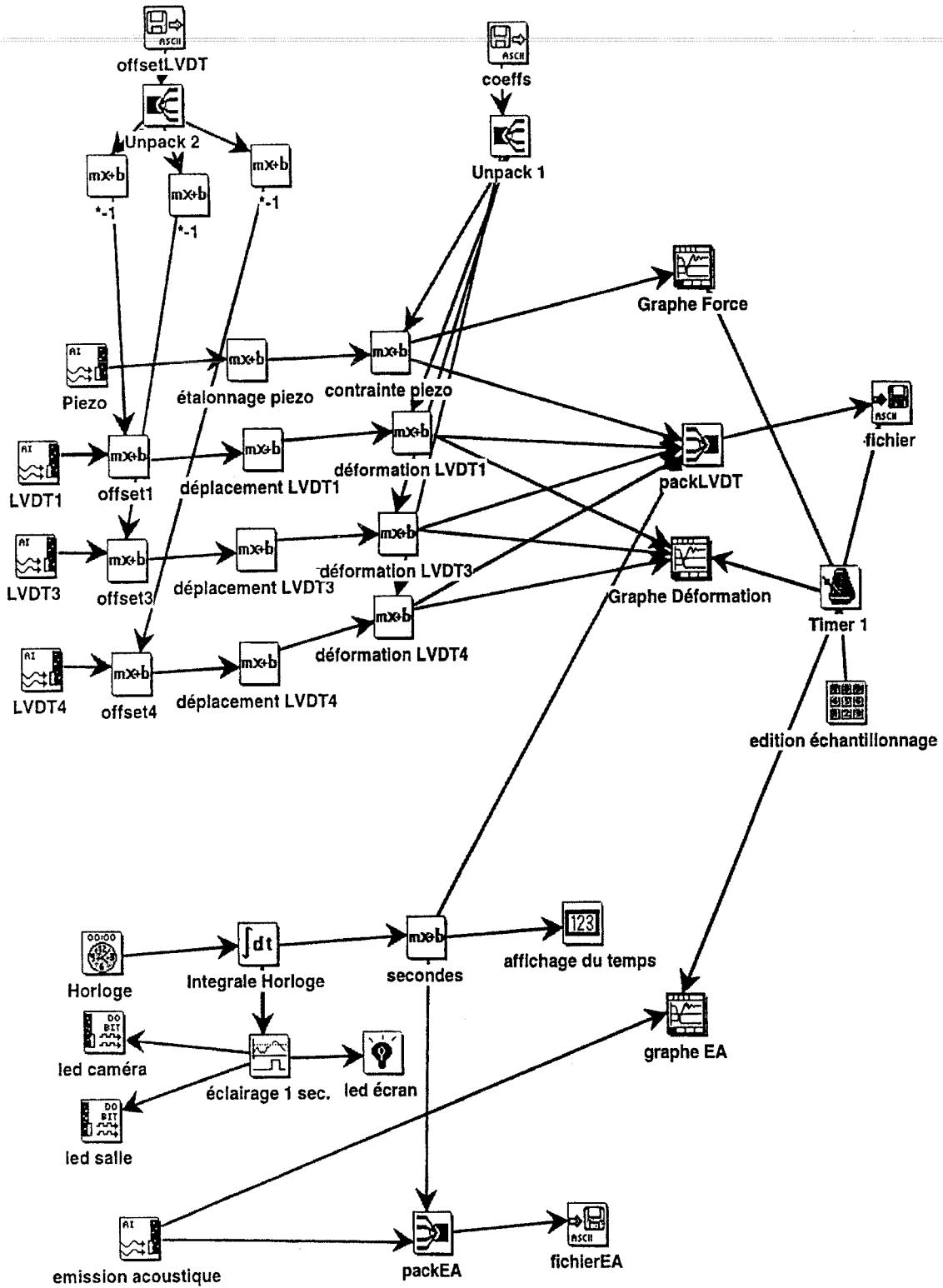


Figure 4.16

Structure hiérarchique du traitement de l'information par le logiciel Visual Designer.

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{(V - \text{Offset}) \cdot \text{Coeff}}{S} \quad (4.13)$$

où F représente la force appliquée et S la section du prisme de glace (130 × 70 mm).

Les émissions acoustiques, provenant de la microfissuration de l'échantillon de glace, sont enregistrées à partir du signal délivré par l'amplificateur acoustique. Le signal de sortie, en volt, est donné par :

$$V = V_{\text{crete}} \exp^{-5 \pm 0,05 \Delta t} \quad (4.14)$$

Nous pouvons estimer les erreurs de mesures commises sur la déformation, la contrainte, le signal acoustique.

Pour la déformation, la course du capteur étant de 1 mm ($\pm 0,5$ mm), la déformation moyenne enregistrée de 1 % et l'erreur de mesure sur l'écartement des pattes estimée à 0,1 mm, l'erreur relative est de la forme :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} &= \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta L}{L} \\ \Delta l &= \frac{1 * 2,4}{10} = 0,24 \mu\text{m} \\ l &= 70 * 1\% = 700 \mu\text{m} \\ \frac{\Delta L}{L} &= \frac{0,1}{70} \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

L'erreur relative sur la déformation mesurée est de l'ordre de 0,17 %.

Pour la contrainte, la force appliquée variant de zéro à 40000 newtons, la force moyenne appliquée étant de 9100 (ce qui correspond pour la surface considérée à une contrainte de 1 MPa) et l'erreur de mesure sur une dimension du prisme de 0,01 mm, l'erreur relative est de la forme :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} &= \frac{\Delta F}{F} + \frac{\Delta S}{S} \\ \Delta F &= \frac{40000 * 2,4}{10} = 9,6 \text{N} \\ F &= 9100 \text{N} \\ \frac{\Delta S}{S} &= \frac{0,01}{130} + \frac{0,01}{70} \end{aligned} \right\} \quad (4.16)$$

L'erreur relative sur la contrainte mesurée est de l'ordre de 0,13 %.

Pour le signal acoustique, la valeur crête variant de 0 à 10 volts et la fréquence d'échantillonnage prise à 200 ms (Δt dans un cas défavorable), l'erreur relative du signal reçu se met sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta V}{V} &= \frac{\Delta V_{\text{crete}}}{V_{\text{crete}}} + \frac{\Delta(\exp^{-5 \pm 0,05 \Delta t})}{\exp^{-5 \pm 0,05 \Delta t}} \\ \frac{\Delta(\exp^{-5 \pm 0,05 \Delta t})}{\exp^{-5 \pm 0,05 \Delta t}} &= 2\% \\ \Delta V_{\text{crete}} &= \frac{10 * 2,4}{10} = 2,4 \text{ mV} \\ V &= 10 \text{ V} \end{aligned} \right\} \quad (4.17)$$

L'erreur relative sur le signal acoustique mesuré est d'environ 2 %.

Ces calculs montrent que le dispositif de mesure est d'une très bonne précision. Malgré tout, si le dispositif de mesure reste fiable, il faut porter une attention toute particulière à la procédure expérimentale pour obtenir des résultats exploitables.

4.5.2 Utilisation de la vidéo comme outil de caractérisation (fig. 4.17).

Pour caractériser l'évolution de la fissuration dans le temps nous filmons en continu la face de l'échantillon perpendiculaire aux colonnes à l'aide d'une caméra vidéo. La caméra permet de visualiser, dans le tiers central de l'échantillon, une fenêtre de 8 cm de hauteur par 10 cm de largeur donnant en moyenne une image de plus d'une centaine de grains. La trace des fissures, sur la face perpendiculaire aux colonnes, est rendue visible par un système d'éclairage indirect. Une fente, faisant la hauteur et la largeur de l'échantillon (270 mm × 70 mm), est éclairée par une lumière blanche. Cette fente est située dans l'axe de l'échantillon et perpendiculairement à l'axe de la caméra. Lorsqu'une fissure apparaît dans le tiers central de l'échantillon, la lumière est diffractée et il apparaît sur l'image vidéo une tache blanche, correspondant à la trace de la fissure sur la face du prisme de glace. La caméra est monochrome du type Cohu 4910. Les images obtenues sont enregistrées en temps réel avec un magnétoscope Panasonic professionnel du type AG-7355 muni d'une interface RS-232C. Les têtes de lecture du magnétoscope sont des têtes amorphes qui permettent un arrêt sur image très fin (25 images par seconde à ± 1 image). Pour augmenter la qualité de l'image nous utilisons des cassettes S-HVS. Avant chaque essai on filme en lumière polarisée 18 images du tiers central de l'échantillon en place en inclinant le plan de polarisation de 0 à 170° (une image tous les 10°). Les images, enregistrées sur bandes, sont ensuite analysées par le logiciel de traitement d'image Optimas. Le logiciel permet d'obtenir une définition de 512 par 768 pixels, c'est à dire 4915,2 pixels par cm² pour la fenêtre filmée.

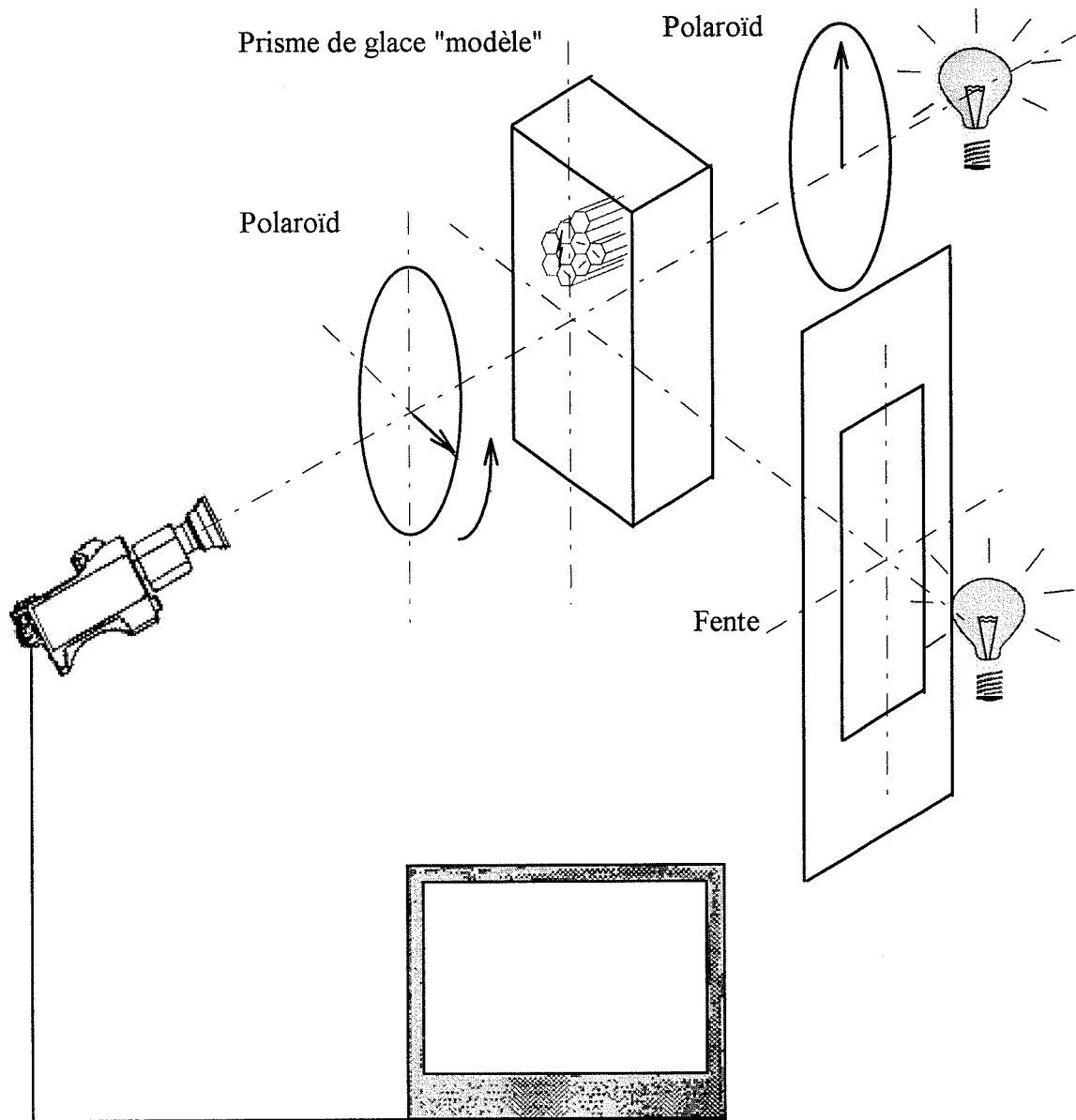


Figure 4.17

Dispositif de visualisation des fissures au cours du temps.

Il permet aussi d'analyser 255 teintes de gris, allant de zéro pour le noir à 255 pour le blanc.

Nous avons réalisé avec les commandes du logiciel Optimas des sous programmes qui permettent une analyse rapide des images des bandes vidéo (fig. 4.18). Un premier programme recherche sur la bande magnétique les 18 images du tiers central de l'échantillon filmées avant l'essai et les digitalise. Un filtre, qui fait ressortir le contraste, est appliqué à chaque image. Les 18 images filtrées sont superposées et on en extrait le maximum, c'est à dire le contraste le plus fort. Suite à cette opération les joints de grains sont automatiquement dessinés à l'aide d'une squelettisation qui ne crée que des grains à frontière convexe. Nous obtenons avec ce premier programme la microstructure du tiers central de l'échantillon. Un deuxième programme permet de déterminer la surface moyenne des grains, le périmètre moyen des grains et donc le diamètre moyen des grains (se reporter au Chapitre 6), et le nombre de grains. Ce programme permet de déterminer par la même occasion, le nombre de points triples, le nombre et la longueur des joints de grains et l'orientation des joints par rapport à la direction de compression. L'orientation cristallographique de chaque grain est déterminée par l'analyse d'une lame mince de glace, découpée parallèlement à la face filmée, au moyen d'une platine universelle. Ces informations sont incorporées à un troisième programme qui superpose l'orientation cristallographique de chaque grain au contour de ceux-ci. L'exploitation des programmes deux et trois permet de déterminer la forme et l'orientation de chaque grain. Ce résultat est superposé aux images en lumière naturelle indirecte du matériau prises au cours de son endommagement. On peut ainsi localiser précisément les sites de germination de fissures en relation avec la microstructure de l'échantillon (Plé et al., 1996). Gold (1972) avait effectué une expérience similaire sur de la glace naturelle (qui présente une structure irrégulière) en observant la fissuration à l'oeil nu.

4.5.3 Procédure d'essai et traitement des données.

Pour analyser correctement le comportement de la glace "modèle" en compression uniaxiale, nous réalisons avec chaque échantillon trois essais mécaniques.

Le premier essai, dit de préchargement, est un essai de fluage à faible contrainte (de l'ordre de -0,5 MPa). Dans cet essai on évite la fissuration du matériau et nous faisons simplement un essai de fluage d'une durée de 8 heures avec une décharge de 16 heures minimum. Ce premier essai a pour objet de fournir des données pour la connaissance de la loi de comportement du matériau non endommagé.

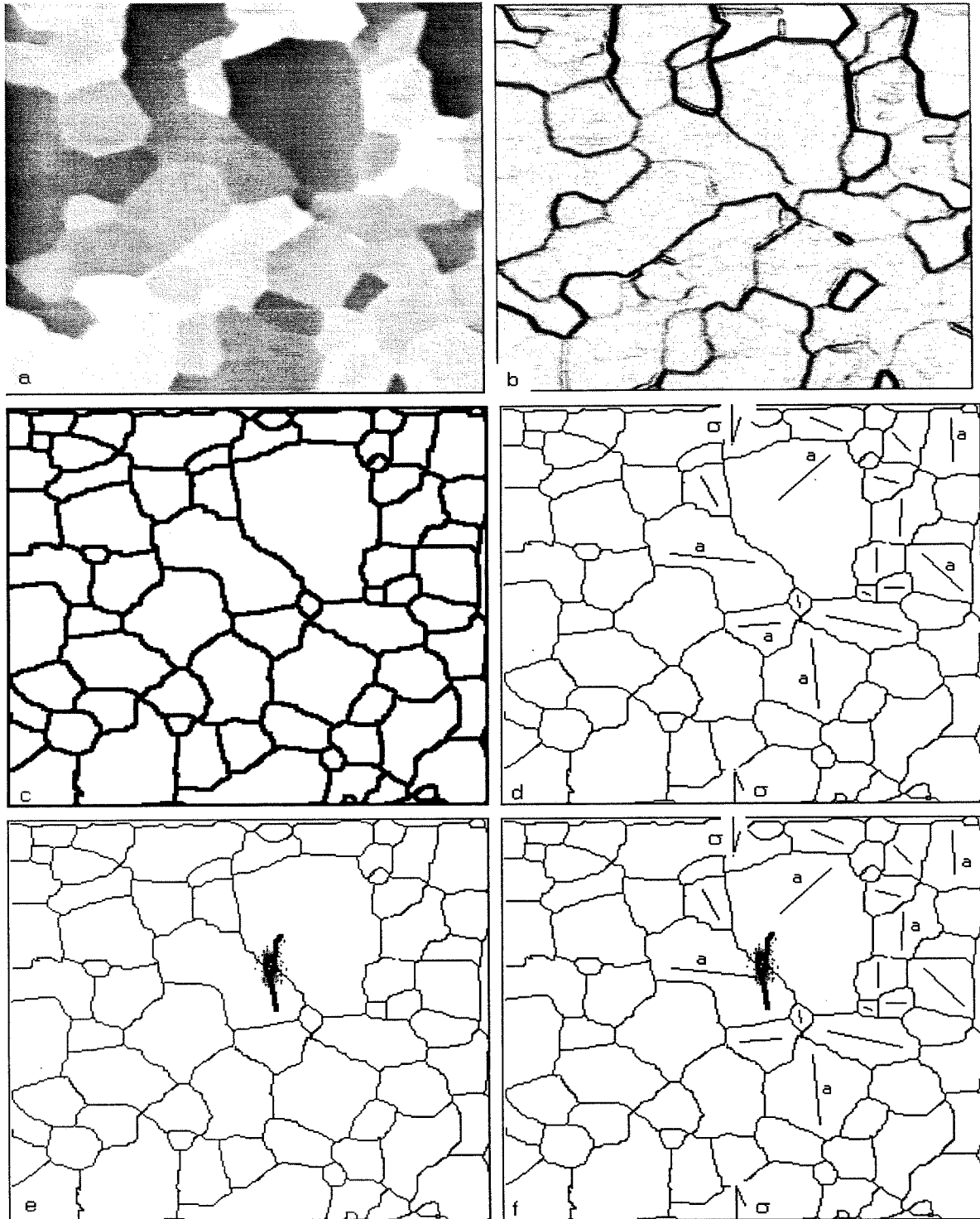


Figure 4.18

Programme d'analyse d'image par le logiciel Optimas; a: tiers central filmé entre deux Polaroids; b: analyse de l'image par un filtre Sobel et un contraste; c: squelettisation de l'image; d: orientation des plans de base (a) par rapport à la direction de compression; e: apparition d'une fissure au temps t; f: la superposition de d et e.

Dans un deuxième essai, dit d'endommagement, où la contrainte appliquée est forte (d'environ -1 MPa), nous atteignons l'endommagement maximum du tiers central de l'échantillon. Ce deuxième essai a pour objet d'étudier la loi de comportement du matériau au cours de son endommagement.

Enfin dans un troisième essai, dit de post-chargement, nous réalisons un essai de fluage en compression uniaxiale, sous une contrainte de -0,5 MPa, sur l'échantillon préalablement endommagé. Ce troisième essai a pour objet l'étude de la loi de comportement du matériau préalablement endommagé.

Pour l'analyse de la microfissuration de la glace colonnaire, seul le deuxième essai est important. C'est pourquoi seul le deuxième essai est filmé au cours du temps et il est essentiel que tous les systèmes d'acquisition (vidéo et carte PCI) qui fonctionnent simultanément soient parfaitement synchronisés. Pour ce faire, nous commandons, par l'intermédiaire du logiciel Visuel Designer, une diode électroluminescente (LED) située en chambre froide. Au lancement de l'essai la LED s'allume pendant un quart de seconde et le signal lumineux émis est enregistré par la caméra vidéo. Cette technique rudimentaire permet de synchroniser parfaitement le système d'acquisition des déformations, de la contrainte, et des émissions acoustiques avec celui d'analyse d'image. Tous les fichiers numériques issus des systèmes d'acquisition (carte PCI et analyse d'image) sont stockés sur disquettes et traités ensuite avec un tableur de type Excel. Les données sont analysées de deux façons. D'abord nous traçons et analysons les courbes de fluages des trois essais réalisés. Pour s'affranchir des parasites des signaux donnés par tous les capteurs et réduire la taille des fichiers, nous utilisons une technique de moyenne glissante pour lisser les courbes (Cole, 1990). Enfin les données issues de l'analyse d'image sont analysées sous forme statistique pour mettre en évidence les paramètres influents.

4.6 Conclusions et perspectives.

Lors de la description de la démarche expérimentale nous nous sommes attachés à évaluer, autant que faire se peut, les erreurs relatives de mesure. Ces erreurs de mesure sont évidemment négligeables si la procédure expérimentale est respectée. Il est important de noter que le travail expérimental doit être très soigné si nous voulons obtenir des résultats significatifs et exploitables. Les résultats expérimentaux obtenus constituent une base de données importante et peuvent être exploités en vue de l'élaboration de modèles aux éléments finis. En effet, comme nous le verrons au chapitre 5, les résultats expérimentaux ne présentent que peu de dispersion. Cependant, comme le matériau utilisé pendant les essais est nouveau et la technique expérimentale décrite est innovante, nous n'avons que peu de références

bibliographiques sur ce genre d'expérience. Nous comparons, dans la mesure du possible, nos résultats expérimentaux avec ceux obtenus par Gold (1972, 1994), Sinha (1978) et Schulson et Batto (1992) sur de la glace colonnaire naturelle. Nous devons cependant rester critique sur la technique expérimentale décrite et proposer des améliorations pour pallier certains défauts ou insuffisances. Il serait souhaitable que l'échantillon ait des dimensions plus importantes. Il y aurait, dans ces conditions, plus de grains dans le tiers central et la possibilité de montrer efficacement l'influence de la taille des grains. Pour cela il faut disposer d'un banc de fraisage plus grand et plus précis. Il serait souhaitable qu'il y ait plus de capteurs de déformation sur l'échantillon. Cela permettrait de vérifier plus sûrement l'homogénéité de la déformation dans le prisme de glace. Enfin il serait souhaitable que nous puissions faire, sur notre glace "modèle", des essais à vitesse de déformation imposée. Cela permettrait de compléter les informations obtenues sur le comportement du matériau endommagé. Pour cela il faut équiper la presse Jacotet d'une électronique de commande. Ces quelques remarques sont susceptibles d'augmenter la fiabilité de la mesure et de compléter la base de données. Elles permettent d'envisager des perspectives à l'utilisation de la glace colonnaire "modèle", en particulier les conclusions de ces travaux devraient pouvoir s'étendre à de nombreux matériaux fragiles comme les roches ou les céramiques.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

5.1 Introduction.

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux d'une manière globale. Nous avons effectué une vingtaine d'essais sur de la glace colonnaire "modèle" et naturelle, en chambre froide dont la température était fixée à $-10^{\circ}\text{C} \pm 0,5$. La taille des grains des échantillons varie entre 4 et 21 mm et les contraintes appliquées pour les essais de fluage en compression uniaxiale s'étalent entre $-0,39$ MPa (essai sans endommagement) et $-1,1$ MPa (essai avec endommagement). Nous avons divisé ces essais en trois phases. La première phase représente des essais de fluage sur de la glace colonnaire, tous types confondus, et a pour objet de mettre en évidence l'intérêt de l'utilisation d'un matériau modèle (la contrainte appliquée est de l'ordre de $-0,5$ MPa). La deuxième phase rassemble l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur l'endommagement du matériau de glace colonnaire "modèle", aussi bien sur les lois de comportement que sur les aspects structuraux (la contrainte appliquée est de l'ordre de -1 MPa). La troisième phase permet de compléter les informations relatives à l'évolution du comportement du matériau lorsque celui ci est déjà préalablement endommagé (la contrainte appliquée est de l'ordre de $-0,5$ MPa).

Il convient de signaler que les résultats expérimentaux sont peu nombreux. En effet, si toute phase expérimentale est délicate, elle demande, sur le matériau glace, une attention toute particulière (fabrication des échantillons, conditions d'expérimentation, essais de fluage). Nous avons consacré quatorze mois à la phase expérimentale pour obtenir, en fin de compte, treize résultats expérimentaux significatifs, les autres essais étant inexploitable.

5.2 Résultats des essais de fluage de la phase 1 : *matériau non endommagé.*

5.2.1 Etude du fluage primaire.

Nos treize résultats expérimentaux présentent peu de dispersion et donnent, dans une large mesure, des résultats qualitatifs comparables à ceux rencontrés dans la littérature. Il faut noter que dans ce genre d'expérience où les phénomènes sont non-linéaires, l'on rencontre assez souvent de nombreuses dispersions. D'ailleurs Lemaître et Chaboche (1985) notent que les

écarts peuvent aller de 10 à 50 % sur la déformation viscoplastique en raison de la nature du phénomène et de la dispersion intrinsèque de chaque échantillon.

Pour chacun des essais nous avons comparé les résultats expérimentaux, pour le début du chargement, avec la courbe donnée par le fluage d'Andrade (Lemaître et Chaboche, 1985). Cette loi empirique est de la forme :

$$\varepsilon = K(t-t_0)^\alpha \quad (5.1)$$

Dans cette expression K et α sont des coefficients qui dépendent du matériau et de la température; les valeurs de α sont généralement proches de 0,33. Dans l'ensemble la loi d'Andrade reproduit qualitativement assez bien les courbes expérimentales de fluage pour des durées de chargement inférieures à 100 secondes, aussi bien pour la glace colonnaire naturelle (fig. 5.1) que pour la glace colonnaire "modèle" (fig. 5.2). Pour des durées de chargement plus longues, certains des résultats expérimentaux sont mieux estimés avec une loi d'Andrade dont l'exposant est inférieur à 0,33 (fig. 5.3). D'une façon globale, sur les premiers instants du chargement et dans la direction de compression maximale, les courbes expérimentales sont assez bien reproduites par $\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_a$ avec :

$$\left. \begin{array}{l} \varepsilon_a = K(t-t_0)^\alpha \\ \varepsilon_e = \frac{\sigma}{E} \end{array} \right\} \quad (5.2)$$

Dans cette expression, la déformation instantanée ε_e est calculée avec un module d'Young isotrope pris égal à 9500 MPa. Pour la loi d'Andrade (déformation ε_a) l'exposant temporel est pris égal à 0,33 et K est ajusté pour reproduire au mieux la courbe expérimentale (Plé et Meyssonier, 1997). Les résultats sont rassemblés dans le tableau (5.1)*. Nous pouvons comparer les valeurs de K ajustées sur nos résultats expérimentaux avec celles données dans la littérature pour de la glace colonnaire ou isotrope (fig. 5.4). D'une façon générale, nous constatons que la valeur de K augmente (en valeur absolue) quand la contrainte augmente. D'une façon plus précise, le coefficient K peut se mettre sous la forme :

$$K = a(T)\sigma^m \quad (5.3)$$

Dans cette expression $a(T)$ est un coefficient qui dépend de la température et l'exposant m est supérieur à 1. Pour deux valeurs de contraintes (-0,4 et -0,5 MPa) nous constatons que la valeur de K diminue (en valeur absolue) quand la taille des grains augmente (fig. 5.5).

* Les tableaux de données du chapitre 5 sont rassemblés dans l'annexe EV.

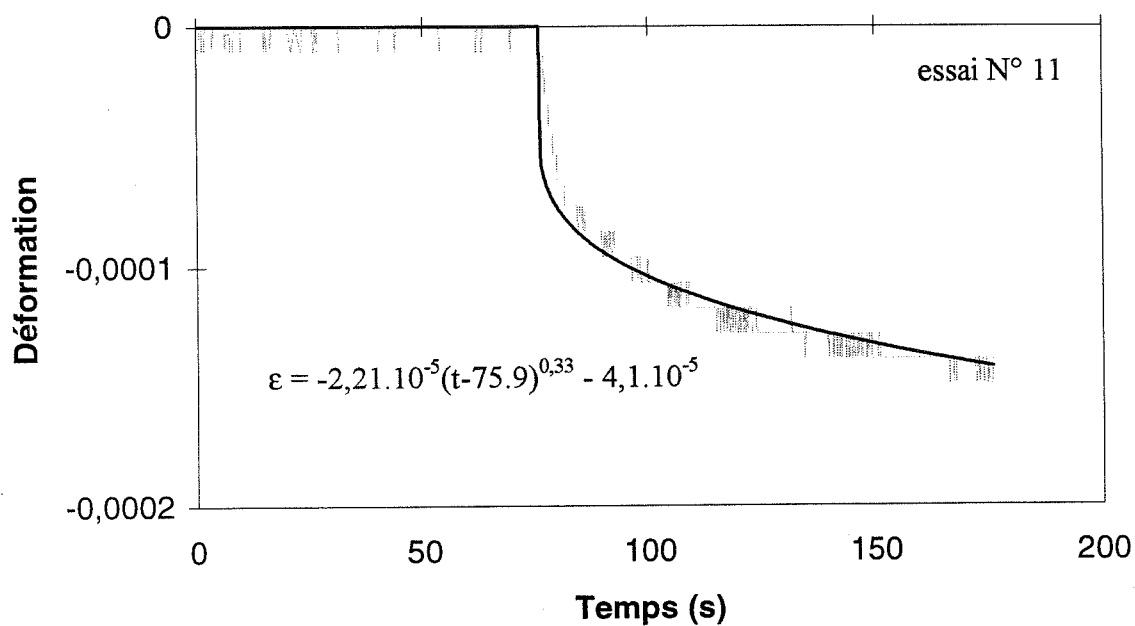


Figure 5.1 :

Exemple de courbe de fluage (glace colonnaire naturelle) à -10°C pour une contrainte de $-0,39\text{ MPa}$ et pour un chargement de 100 secondes. La courbe noire représente la déformation modélisée par la loi d'Andrade en tenant compte d'une déformation élastique isotrope.

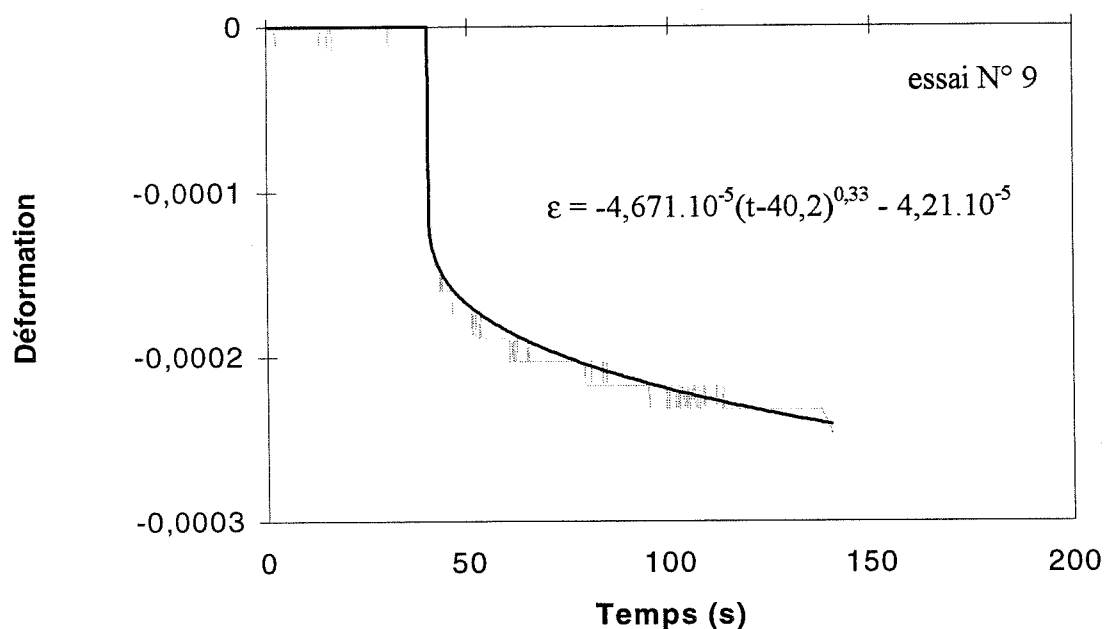


Figure 5.2 :

Exemple de courbe de fluage (glace colonnaire "modèle") à -10°C pour une contrainte de $-0,40\text{ MPa}$ et pour un chargement de 100 secondes. La courbe noire représente la déformation modélisée par la loi d'Andrade en tenant compte d'une déformation élastique isotrope.

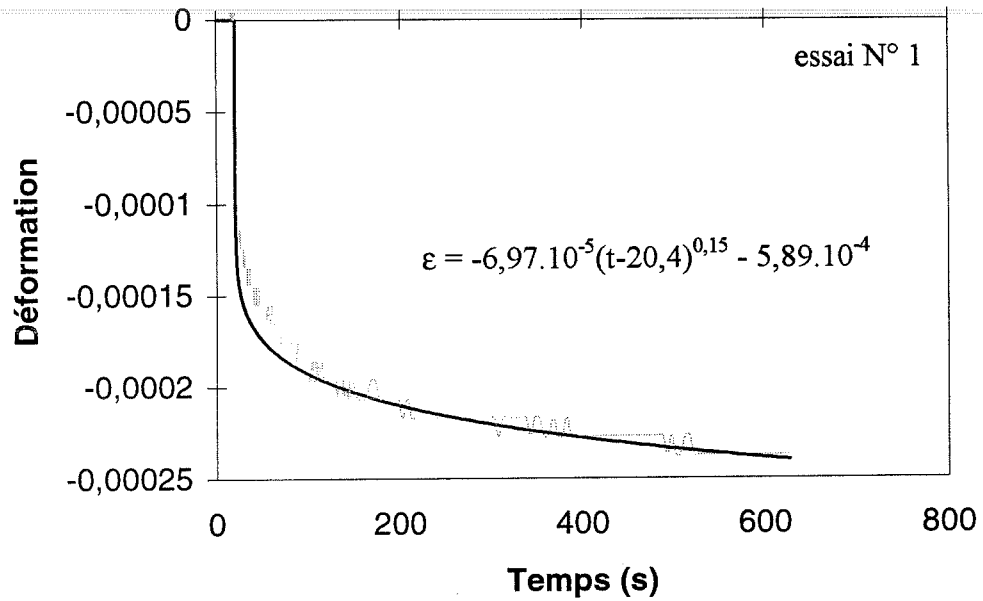


Figure 5.3 :

Exemple de courbe de fluage (glace colonnaire naturelle) à -10°C pour une contrainte de $-0,56\text{ MPa}$ et pour un chargement de 600 secondes. La courbe noire représente la déformation modélisée par la loi d'Andrade (avec $n = 0,15$) en tenant compte d'une déformation élastique isotrope.

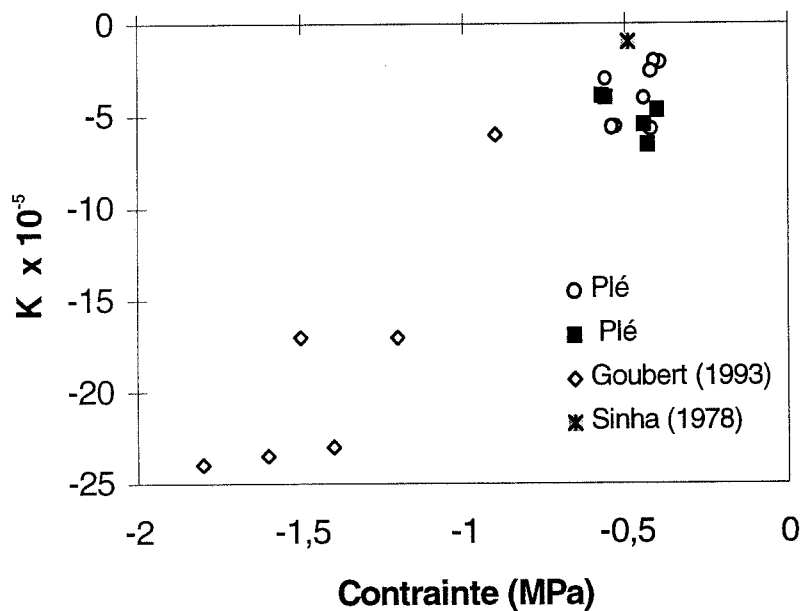


Figure 5.4 :

Comparaisons des valeurs de K ($\text{s}^{-1/3}$) pour la glace isotrope (◇), pour la glace colonnaire naturelle (○ Plé ; ✱ Sinha) et pour de la glace colonnaire "modèle" (■ Plé).

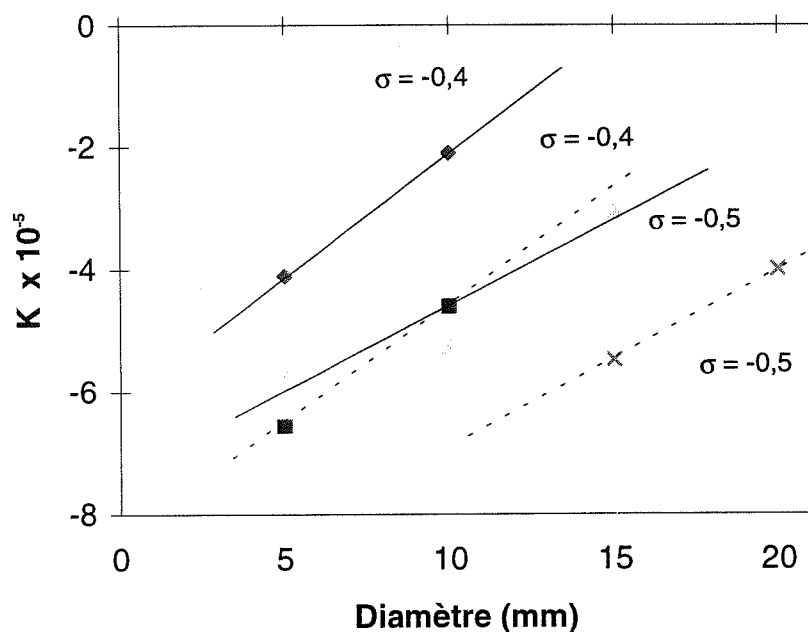


Figure 5.5 :

Evolution du facteur K ($s^{-1/3}$) en fonction du diamètre des grains pour deux gammes de contraintes (MPa). Le trait plein représente la glace colonnaire naturelle et le trait pointillé représente la glace colonnaire "modèle".

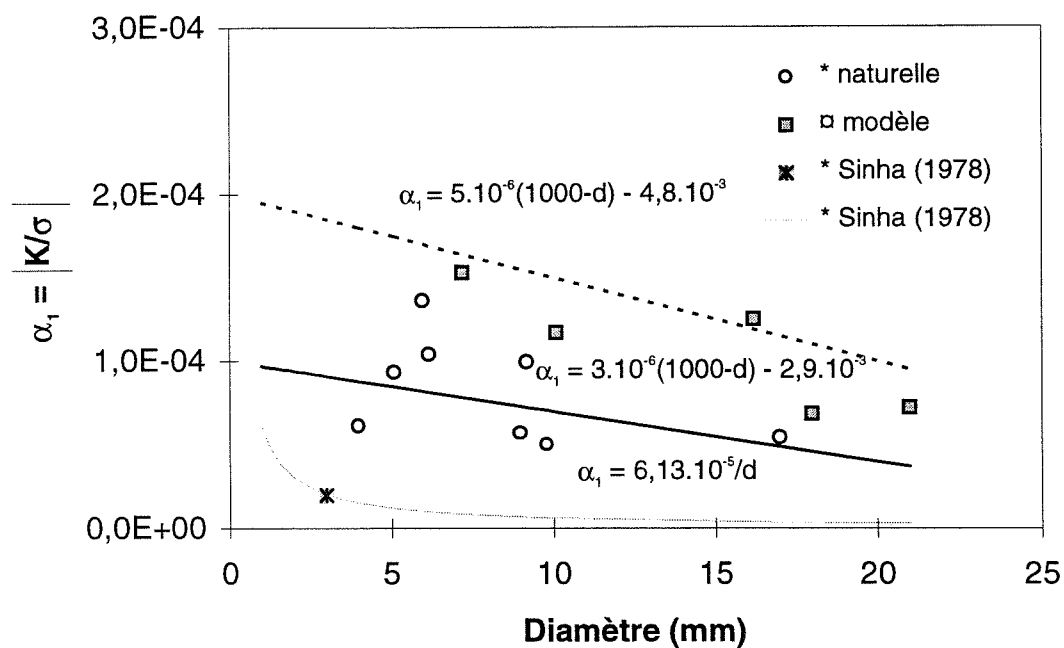


Figure 5.6 :

Dépendance de $\alpha_1 = |K/\sigma|$ ($s^{-1/3} \text{ MPa}^{-1}$) avec la taille des grains. Comparaison des résultats théoriques et des résultats expérimentaux. Le trait plein représente la droite de régression pour la glace colonnaire naturelle et le trait pointillé celle pour la glace colonnaire "modèle".

Pour la glace, et dans les premières minutes de chargement (7 minutes), LeGac et Duval (1980) précisent que, pour une température donnée, le coefficient $a(T)$ doit dépendre de la taille des grains et que m est compris entre 2 et 3. Sinha (1978) a réalisé une étude sur la glace colonnaire S-2 et sa théorie le conduit à adopter un coefficient K inversement proportionnel à la taille des grains donné par :

$$K = a(T) \frac{d_o \sigma}{d} \quad (5.4)$$

où d est le diamètre moyen des grains et d_o une longueur de référence (1 m).

Une analyse plus fine de nos résultats expérimentaux, sur 12 points significatifs, montre la dépendance du coefficient K avec la contrainte et la taille des grains (fig. 5.6 ; fig. 5.7a ; fig. 5.7b ; fig. 5.8). Nous remarquons que nos résultats sont différents de ceux Sinha. La meilleure approximation de la loi d'Andrade trouvée est de la forme :

$$\epsilon_a = a(d_o - d) \sigma^m (t - t_o)^{0.33} \quad (5.5)$$

Dans cette expression le diamètre d est donné en mm ($d_o = 1000$ mm), m est compris entre 1 et 3, et a est ajusté pour reproduire au mieux les courbes expérimentales (fig. 5.6 ; fig. 5.8). Dans une gamme de diamètres de grains raisonnable (d au plus de l'ordre de quelques dizaines de mm), le rapport d/d_o reste inférieur à quelques % et par suite l'expression (5.5) indique en fait une très faible dépendance de la taille des grains. Ceci est conforme aux résultats de Goubert (1993) montrant qu'il n'y a pas de relation évidente entre le facteur K et la taille des grains et ce pour des tailles de grains de glace granulaire variants du simple au triple. Pour aller plus loin il conviendrait de mener une campagne d'essais sur la glace colonnaire (naturelle et "modèle") pour préciser la dépendance de K avec la contrainte et la taille moyenne des grains.

5.2.2 Etude de la vitesse de déformation en fluage secondaire.

La vitesse de fluage est un paramètre qui est directement accessible à partir des résultats expérimentaux. La méthode consiste à ajuster une droite qui approche au mieux la pente de la courbe de déformation en fonction du temps, au sens des moindres carrés (fig. 5.9). Le problème est de déterminer le nombre de points expérimentaux à prendre en compte pour obtenir une valeur significative de la vitesse. Le calcul de la vitesse de déformation s'avère très délicat car la valeur trouvée dépend de l'intervalle de temps considéré (annexe PV). A la vue de tous les résultats expérimentaux, nous estimons que la vitesse de déformation minimale n'est jamais atteinte. Les résultats sont rassemblés dans le tableau (5.2) où sont données les vitesses

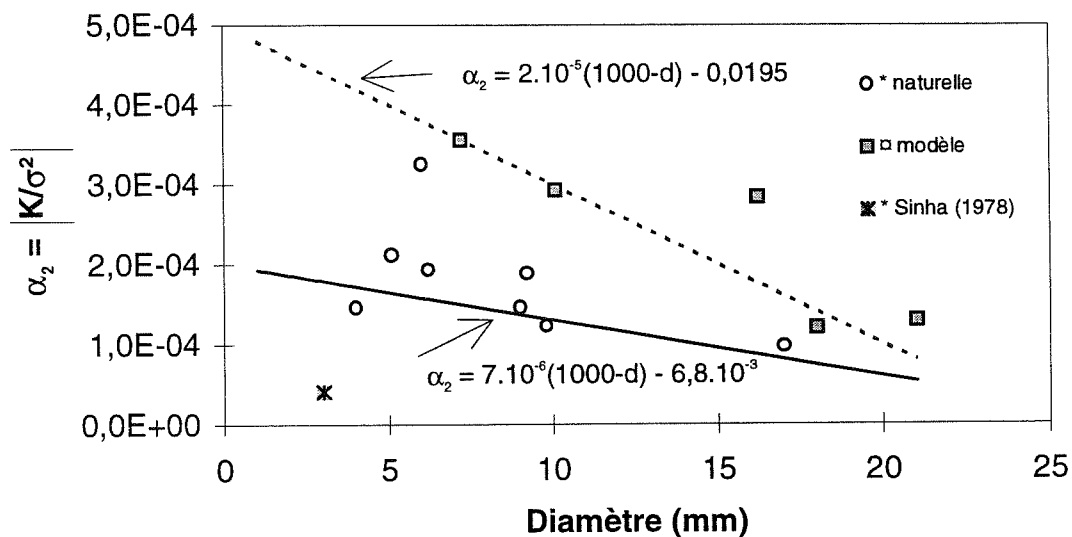


Figure 5.7a :

Dépendance de $\alpha_2 = |K/\sigma^2|$ avec la taille des grains. Comparaison des résultats théoriques et des résultats expérimentaux. Le trait plein représente la droite de régression pour la glace colonnaire naturelle et le trait pointillé celle pour la glace colonnaire "modèle".

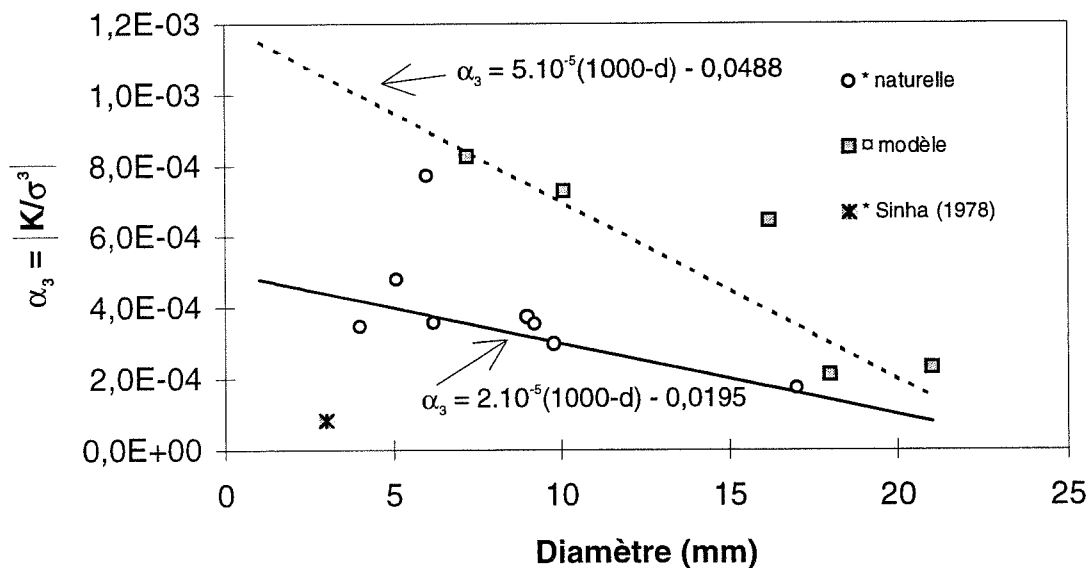


Figure 5.7b :

Dépendance de $\alpha_3 = |K/\sigma^3|$ avec la taille des grains. Comparaison des résultats théoriques et des résultats expérimentaux. Le trait plein représente la droite de régression pour la glace colonnaire naturelle et le trait pointillé celle pour la glace colonnaire "modèle".

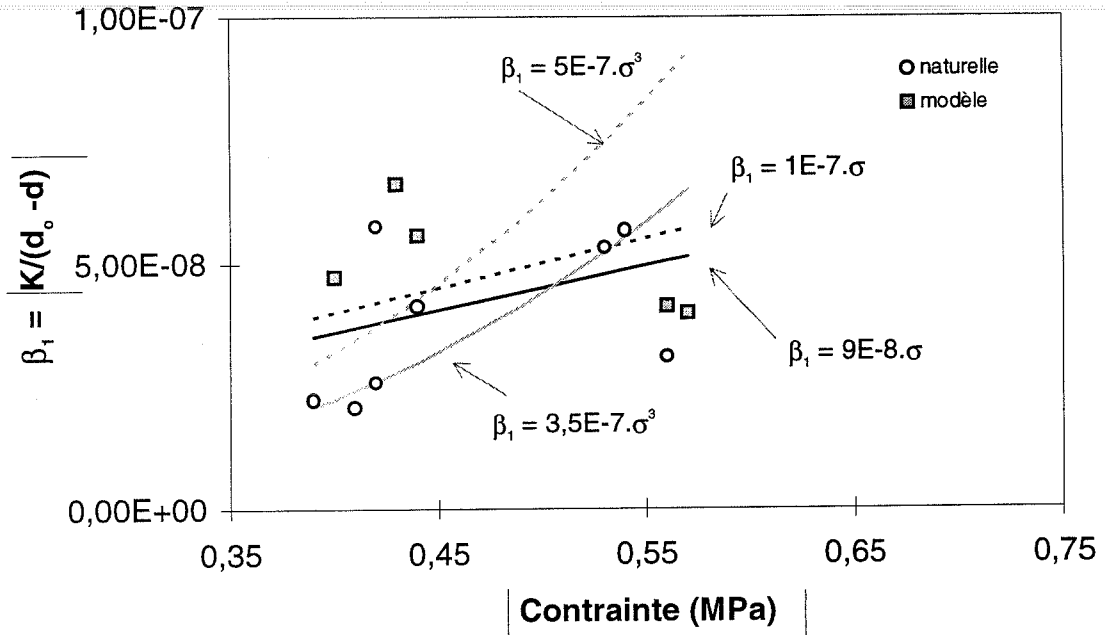


Figure 5.8 :

Dépendance de $\beta_1 = |K/(d_o - d)|$ avec la contrainte. Comparaison des résultats théoriques et des résultats expérimentaux. Le trait plein représente la droite de régression pour la glace columnaire naturelle et le trait pointillé celle pour la glace columnaire "modèle".

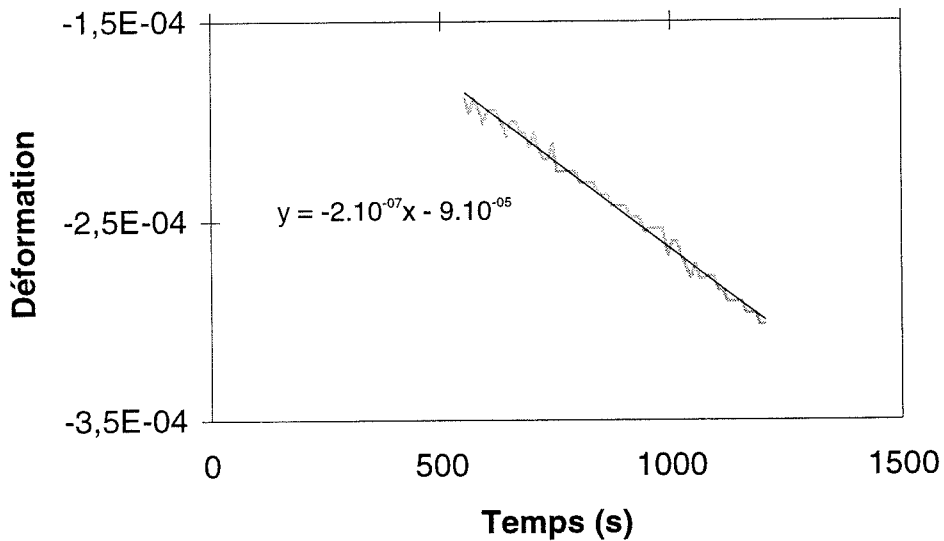


Figure 5.9 :

Exemple de calcul de la vitesse de déformation dans la direction principale et sous une contrainte de $-0,41$ MPa par l'ajustement d'une droite de régression (au sens des moindres carrés).

de déformation calculées à des temps intermédiaires par la méthode précédente (annexe PV) sur le tableau (5.2).

Le tableau (5.2) donne une indication sur l'évolution de la vitesse de déformation au cours du temps et permet d'estimer une vitesse de déformation minimale pour nos essais. En réalité nos essais ne durent pas assez longtemps et la courbe qui donne la vitesse de déformation en fonction de la déformation ne passe pas par un minimum (fig. 5.10). Nous estimons cependant que d'après l'allure des courbes des vitesses de déformations, nous approchons la vitesse minimum à partir de 21000 secondes (la vitesse de déformation tend vers un minimum (fig. 5.10) et nous arrivons à la fin du chargement). En prenant pour vitesse minimum la vitesse de déformation calculée à $t > 21000$ secondes, nous comparons nos résultats expérimentaux avec la relation donnée par Glen (1955) pour le cas d'un chargement uniaxial. Cette loi est de la forme :

$$\dot{\epsilon} = A \sigma^n \quad (5.6)$$

Dans cette expression A est un coefficient qui dépend du matériau et de la température, et les valeurs de l'exposant n sont généralement proches de 3. Pour nos essais, n sera pris égal à 3 et A sera ajusté pour reproduire au mieux nos points expérimentaux (fig. 5.11a et fig. 5.11b). Les valeurs de A trouvées ($2 \cdot 10^{-7} < A < 4 \cdot 10^{-7}$ en $\text{MPa}^{-3} \text{s}^{-1}$) sont du même ordre de grandeur que celles obtenues par d'autres auteurs (Gold et Sinha) sur de la glace colonnaire naturelle. Sinha donne un coefficient A de $1,76 \cdot 10^{-7} \text{MPa}^{-3} \text{s}^{-1}$ à -10°C .

Le faible nombre de résultats expérimentaux ne nous permet pas de conclure, mais nous pouvons simplement remarquer qu'à un instant donné la vitesse de déformation est plus importante sur la glace "modèle" que sur la glace colonnaire naturelle. Cet effet est illustré par les courbes de fluage de la glace colonnaire naturelle et de la glace colonnaire "modèle" obtenues pour deux essais pour lesquels la comparaison est possible. Ils ont été réalisés dans les mêmes conditions expérimentales (même contrainte et même temps de chargement) et présentent des tailles de grains comparables (fig. 5.12). L'analyse du profil en long des échantillons après essai montre que la géométrie de la glace colonnaire naturelle est très perturbée, même pour une déformation axiale relativement faible. Pour certains échantillons le déplacement relatif des grains de glace le long de l'axe des colonnes peut atteindre 0,5 mm. Sur la glace colonnaire "modèle" le déplacement relatif des colonnes est beaucoup moins marqué, il ne dépasse jamais 0,1 mm et reste de l'ordre de grandeur d'un éventuel défaut d'usinage (fig. 5.13). Cette différence de comportement s'explique par le fait que la glace naturelle présente des grains coniques imbriqués les uns dans les autres et dont les axes cristallographiques ne

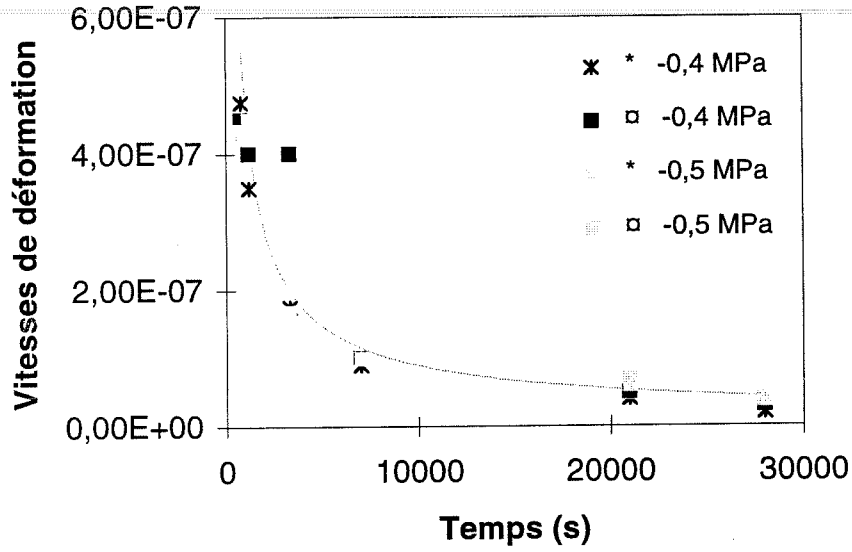


Figure 5.10 :

Evolution de la vitesse de déformation en fonction du temps pour les deux types de glace (* représente le glace colonnaire naturelle et □ représente la glace colonnaire "modèle").

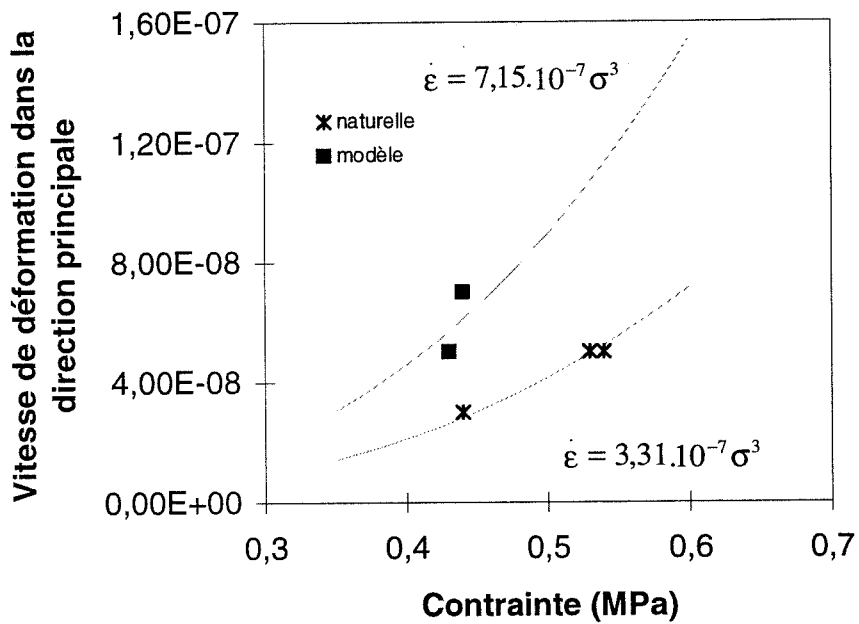


Figure 5.11a :

Evolution de la vitesse de déformation "minimum" en fonction de la contrainte par l'approximation d'une loi de Glen (la vitesse de déformation est prise à 21000 s).

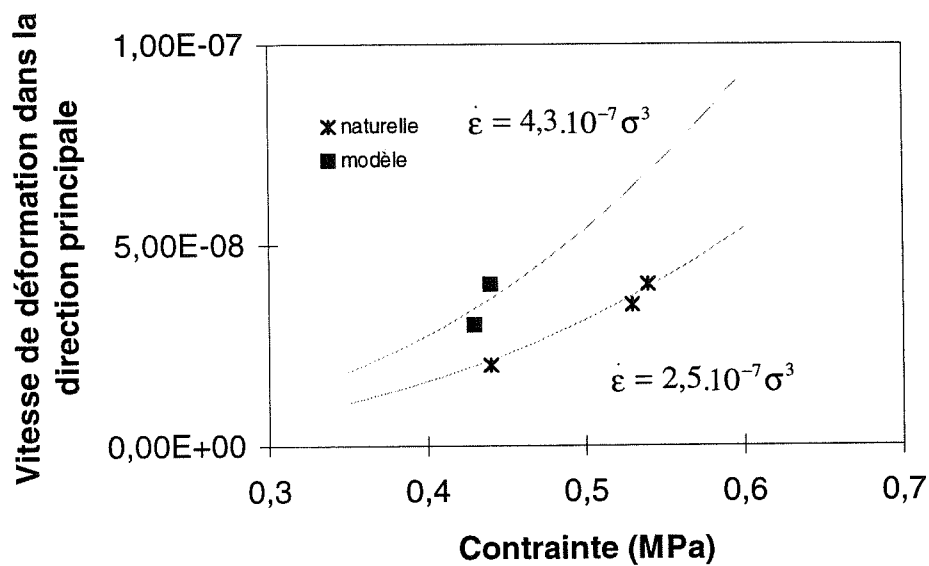


Figure 5.11b :

Evolution de la vitesse de déformation "minimum" en fonction de la contrainte par l'approximation d'une loi de Glen (la vitesse de déformation est prise à un temps de 28000 s).

sont pas tous coplanaires. Ces deux aspects structuraux donnent la possibilité d'un glissement au joint de grains dans la direction des colonnes de glace, donc donnent un degré de liberté supplémentaire vis à vis de la déformation viscoplastique. Les conditions d'essais sont donc plus proches de la déformation plane pour la glace modèle que pour la glace naturelle. Dans ces conditions on pourrait s'attendre à ce que la vitesse de déformation axiale de la glace naturelle soit, pour une même contrainte axiale appliquée, plus forte que celle de la glace modèle, ce qui est contredit par nos observations. L'analyse des courbes de fluage de la figure (5.12) tendrait à indiquer que la glace colonnaire "modèle" s'écrouit moins vite que la glace colonnaire naturelle. Pour cette dernière la déformation dans la direction parallèle aux colonnes de grains coniques imbriqués va créer un écrouissage directionnel. De plus les dislocations interagissent et provoquent un écrouissage isotrope supplémentaire dans un plan perpendiculaire aux colonnes. Ainsi la glace colonnaire naturelle s'écrouirait plus vite dans le plan de mesure perpendiculaire aux colonnes, et, à t donné, sa vitesse de déformation serait donc plus faible que celle de la glace modèle.

5.2.3 Etude de la déformation recouvrée.

Lorsqu'un échantillon de glace subissant un essai de fluage est déchargé, on observe une déformation recouvrée qui est l'indice d'un stockage d'énergie dans le matériau au cours du fluage, probablement au niveau des empilements de dislocations. La mesure de cette déformation recouvrée après décharge est donc un indicateur du niveau d'écrouissage (directionnel) atteint par le matériau.

Dans le cas où nous estimons avoir atteint la vitesse minimum (fin du chargement, vers 28000 secondes), nous pouvons calculer la déformation recouvrée dans les trois directions à la fin de la décharge. A partir des courbes expérimentales, nous calculons la déformation recouvrée par la formule suivante :

$$\varepsilon_r = -(\varepsilon_{\max} - \varepsilon_e - \varepsilon_{\infty}) \quad (5.7)$$

La déformation maximale ε_{\max} et la déformation mesurée après une décharge de 7 heures ε_{∞} sont relevées à partir des courbes expérimentales.

La déformation élastique ε_e dans la direction principale est calculée en prenant un module d'élasticité isotrope égal à 9500 MPa, et nous calculons la déformation élastique isotrope dans les trois directions en prenant un coefficient de Poisson de 0,3 (Sinha, 1989), et en faisant le calcul en déformations planes et en contraintes planes.

Les résultats sont rassemblés dans les tableaux (5.3) et (5.4).

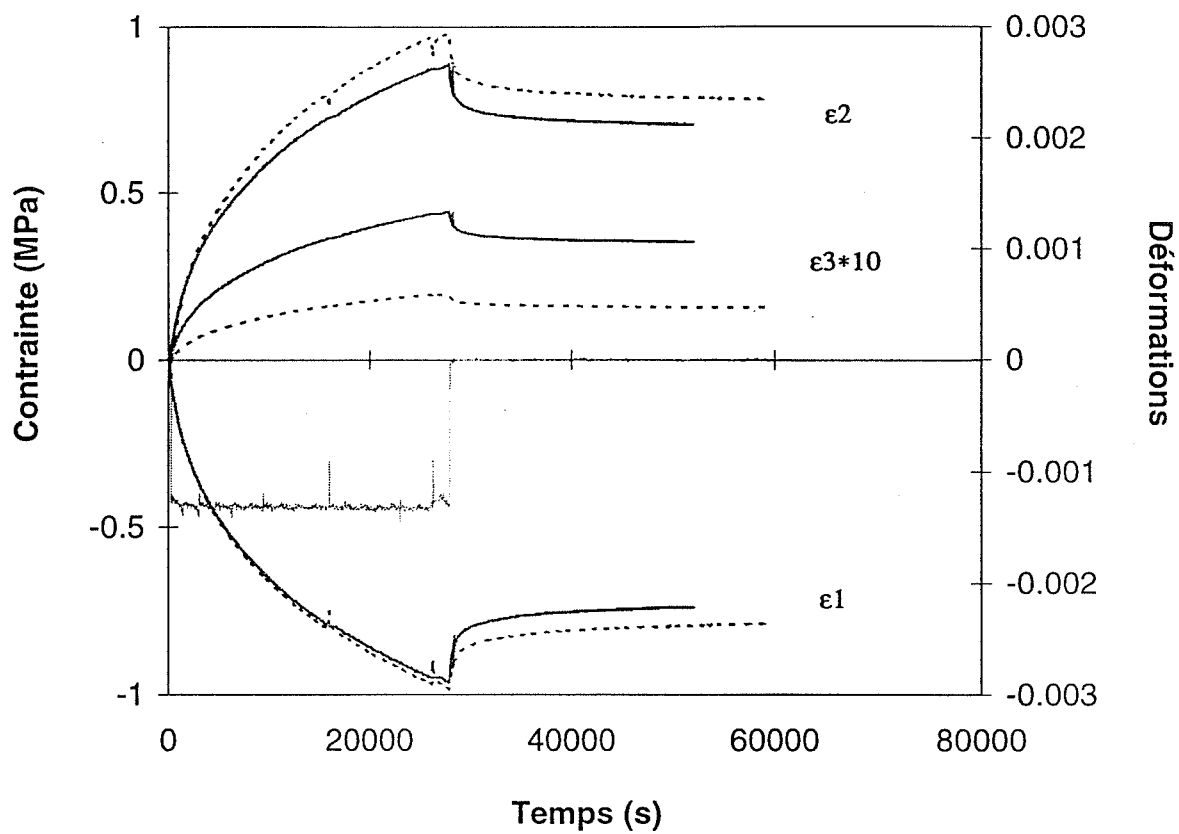


Figure 5.12 :

Enregistrement des déformations dans les trois directions. Comparaison des deux types de glace. Le trait plein représente la glace colonnaire naturelle et le trait pointillé représente la glace colonnaire "modèle".

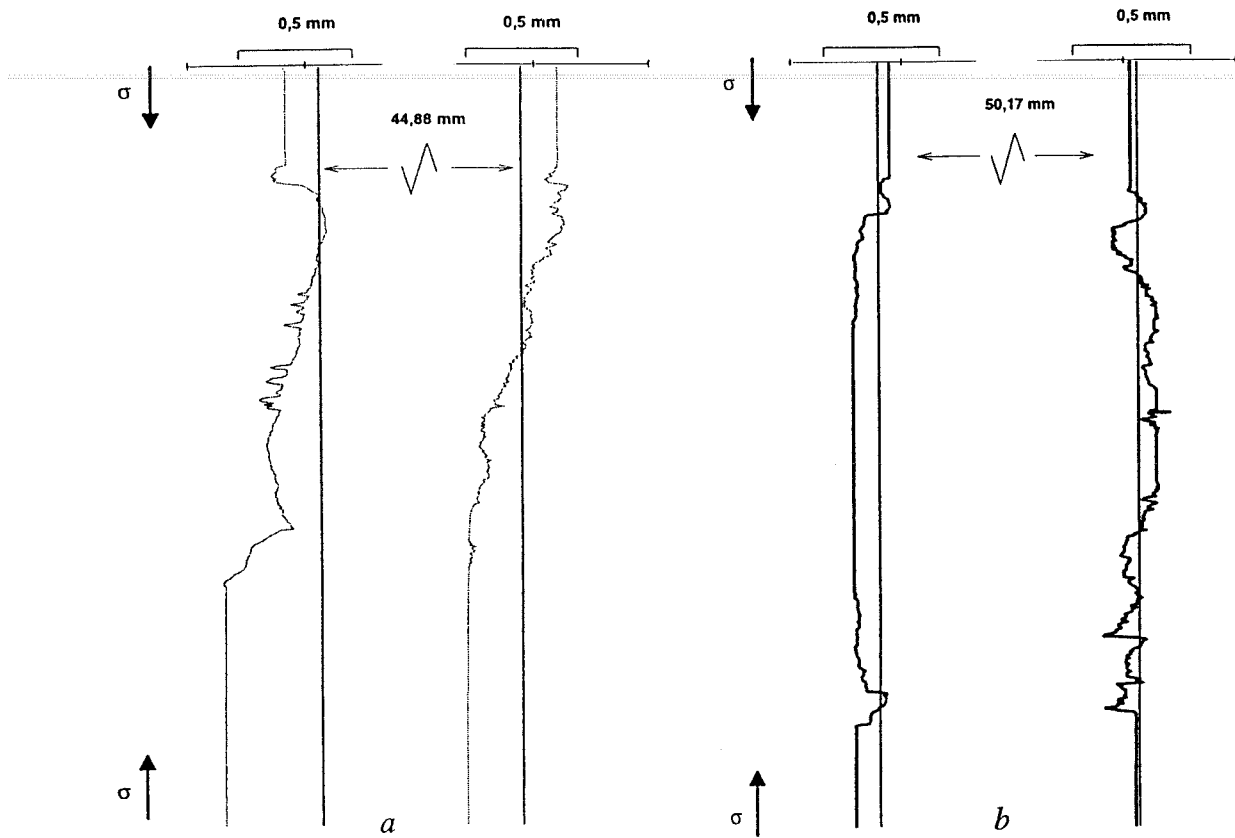


Figure 5.13 :

Evolution du profil en long d'un échantillon. a) glace colonnaire naturelle b) glace colonnaire "modèle".

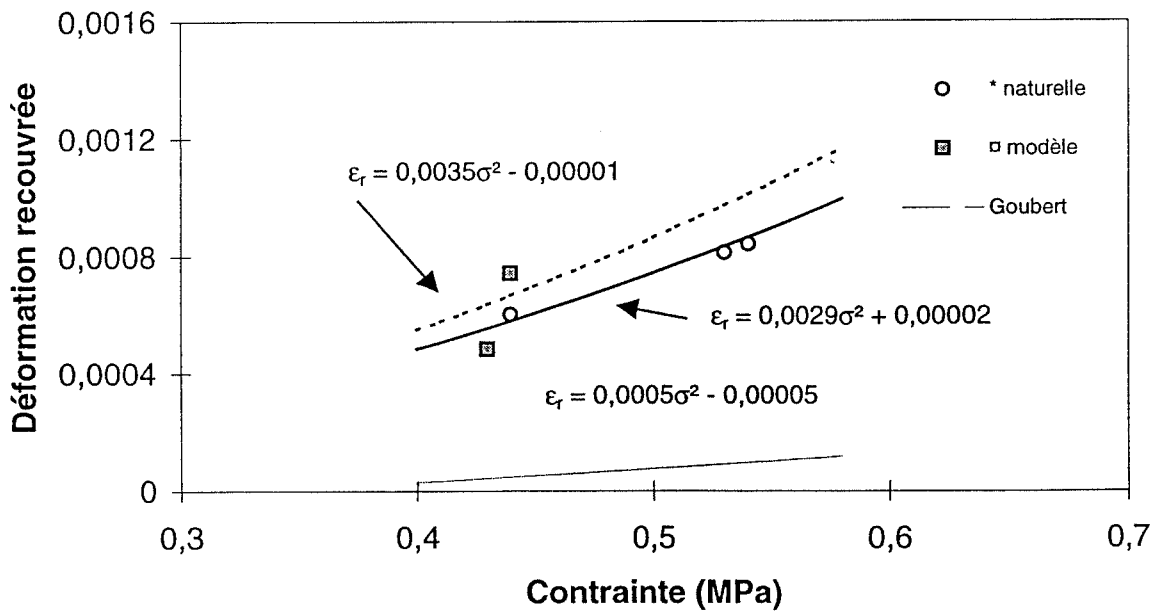


Figure 5.14 :

Evolution de la déformation recouvrée supposée proportionnelle au carré de la contrainte pour trois types de glace. Le trait plein représente la glace colonnaire naturelle et le trait pointillé représente la glace colonnaire "modèle". Les données de Goubert (1993) sont relatives à la glace granulaire isotrope.

Pour pouvoir comparer nos résultats à ceux rencontrés dans la littérature, nous calculons la déformation transitoire et la comparons à la déformation recouvrée et cela dans la direction maximale de compression. Pour calculer la déformation transitoire, nous utilisons la formule suivante :

$$\varepsilon_t = -(\varepsilon_{\max} - \varepsilon_e - A\sigma^n t_{\max}) \quad (5.8)$$

Nous calculons la déformation viscoplastique en prenant les valeurs de Sinha (1989) avec un exposant n de 3, un coefficient A de $1,76 \cdot 10^{-7} \text{ MPa}^{-3} \text{ s}^{-1}$, et un temps de chargement maximum de 28000 secondes. Les résultats des calculs comparatifs sont rassemblés dans le tableau (5.5). Nous constatons que la déformation recouvrée dans la direction principale est 13 fois supérieure à la déformation élastique. Duval et al. (1991) constate, sur la glace granulaire isotrope, que la déformation recouvrée est 10 fois supérieure à la déformation élastique dans la direction de compression maximale. Nous constatons que 30 % de la déformation transitoire est recouvrée sur la glace colonnaire naturelle contre 23 % sur la glace colonnaire "modèle". Goubert (1993) constate que, sur de la glace granulaire, 40 % de la déformation transitoire est recouvrée.

Nous notons une assez nette augmentation de la déformation recouvrée avec la contrainte (fig. 5.14). Les observations de Cole (1991) et Goubert (1993) indiquent que la déformation recouvrée est une fonction quadratique de la contrainte et ce sur de la glace granulaire isotrope. Nos résultats sur la glace colonnaire montrent que si la déformation recouvrée est pratiquement proportionnelle au carré de la contrainte, le coefficient de proportionnalité calculé est dix fois plus important sur la glace colonnaire que sur la glace granulaire. Il semblerait aussi que ce coefficient soit plus important sur la glace colonnaire "modèle" que sur la glace colonnaire naturelle (fig. 5.14). Le fait que la déformation recouvrée (dans la direction de compression) est plus importante pour la glace "modèle" que pour la glace naturelle indique que l'écroutissage directionnel serait plus important pour la glace "modèle" (ce qui est intuitivement compréhensible dans la mesure où la glace "modèle" ne peut pas se déformer dans la direction parallèle aux colonnes). Par conséquent on peut émettre l'hypothèse que la différence de comportement au chargement des deux glaces serait due à un écroutissage isotrope plus important dans le cas de la glace naturelle.

A titre indicatif nous calculons la déformation volumique à partir des valeurs des trois capteurs de déplacement et nous relevons la déformation volumique élastique et la déformation volumique recouvrée (fig. 5.15). Les résultats sont donnés dans le tableau (5.6).

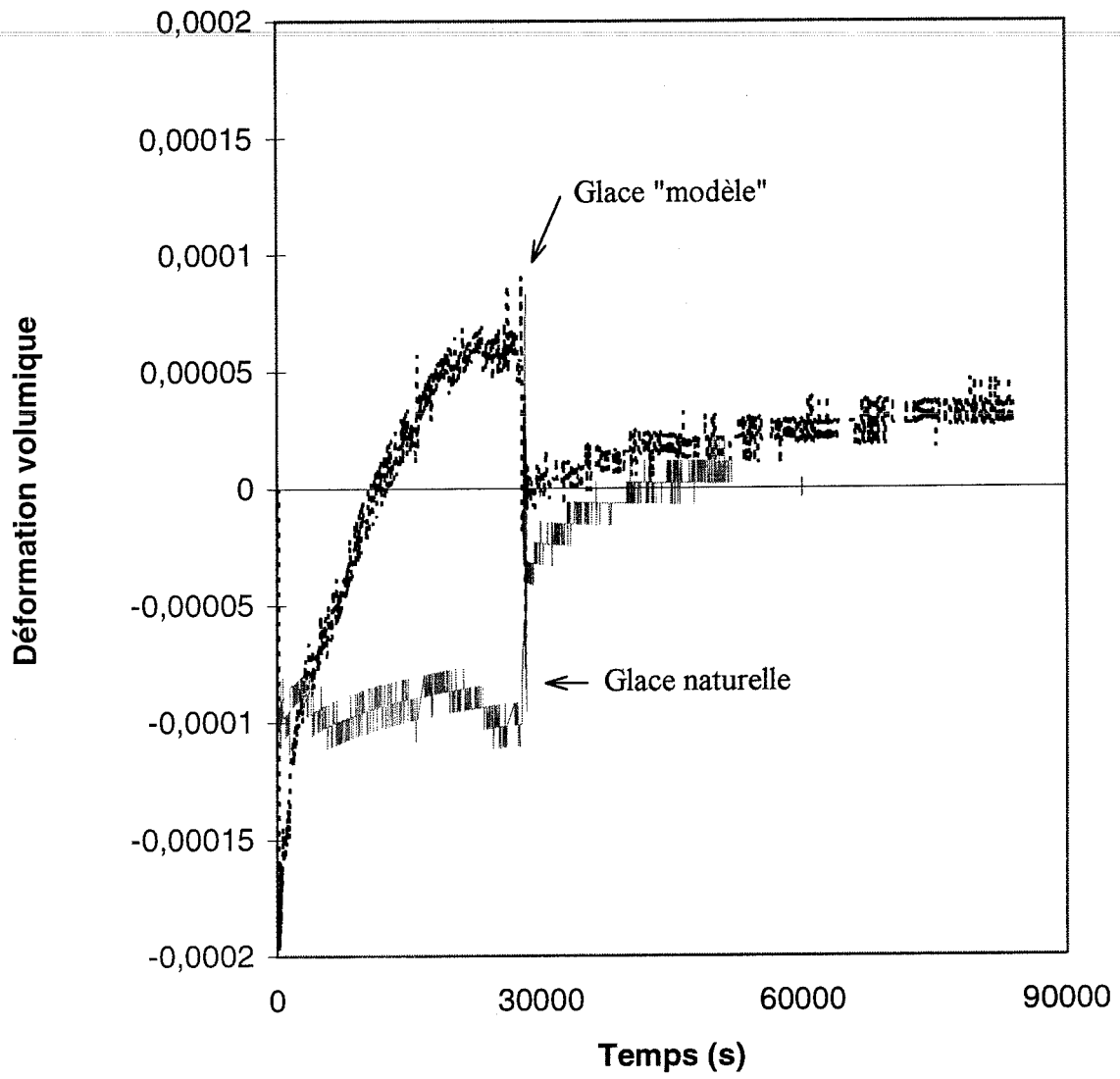


Figure 5.15 :

Evolution de la déformation volumique en fonction du temps pour les deux types de glace.

Nous constatons que la déformation volumique recouvrée est d'environ 4,3 fois la déformation volumique élastique dans l'hypothèse des contraintes planes et d'environ 2,7 fois la déformation élastique dans l'hypothèse des déformations planes. Il faut noter que ce résultat est en désaccord avec ceux généralement rencontrés dans la littérature. En effet les modèles de fluage transitoire, publiés à ce jour pour la glace polycristalline, supposent que le comportement non purement élastique est incompressible.

Nous pouvons dire que la glace colonnaire "modèle" a un comportement en déformations planes (la déformation moyenne maximale, avant décharge, dans la direction des colonnes est d'environ 6×10^{-5}). Pour la glace colonnaire naturelle nous ne pouvons pas conclure de la même façon. En effet la déformation moyenne maximale avant décharge, dans la troisième direction (direction des colonnes) est d'environ $1,8 \cdot 10^{-4}$, soit trois fois plus que pour la glace colonnaire "modèle" dans des conditions semblables.

5.2.4 Conclusions sur la phase 1 : *matériau non endommagé.*

Quelques essais ($\approx -0,5$ MPa) ont été effectués sur de la glace colonnaire "modèle" et sur de la glace colonnaire naturelle. La comparaison des résultats expérimentaux montre que lorsque ces glaces sont sollicitées en compression uniaxiale perpendiculairement aux grands axes des colonnes, la glace colonnaire "modèle" a un comportement proche du cas des déformations planes. Cette analyse nous donne quelques indications sur la nature des mécanismes qui interviennent dans le fluage parallèlement à la direction des colonnes (éventuellement sur le glissement des joints) et de leurs influences sur le comportement du matériau. Plus généralement cette étude montre l'intérêt d'utiliser un matériau de glace colonnaire "modèle", qui peut être modélisable par une analyse bidimensionnelle, pour comprendre les processus qui sont à l'origine de la déformation du matériau. Cependant, vu le faible nombre de nos résultats expérimentaux, une conclusion plus générale serait abusive. Il convient de poursuivre les études expérimentales sur le comportement de la glace colonnaire, à faible contrainte ($-0,5$ MPa), afin de compléter notre banque de données et de caractériser le durcissement et l'adoucissement du matériau non endommagé.

5.3 Résultats des essais de fluage de la phase 2 : *matériau en cours d'endommagement.*

L'endommagement de fluage correspond au processus de naissance et de croissance de microfissures intercrystallines et intracrystallines. Sous sollicitation constante cet endommagement se développe en fonction du temps. Dans un essai de fluage unidimensionnel à contrainte constante il se manifeste surtout lors du fluage tertiaire, par une augmentation de la vitesse de fluage qui devient très grande à l'approche de la rupture (Chaboche, 1988). Pour cette raison on suppose que l'endommagement est nul ou négligeable en fluage primaire et on rend compte du fluage secondaire et tertiaire par une loi de Norton, ou une loi de Glen pour la glace, par la formulation suivante :

$$\dot{\varepsilon} = A(D)\sigma^n \quad (5.9)$$

Dans cette expression D représente une variable d'endommagement variant de 0 à 1, et $\dot{\varepsilon}$ représente la vitesse de déformation dans la direction principale de sollicitation. On peut aussi essayer de rendre compte du fluage tertiaire en utilisant la notion de contrainte effective (Chaboche, 1988). On estime ainsi l'évolution de l'endommagement au cours du temps en fonction des vitesses de déformations en fluage secondaire et tertiaire. Sur nos essais expérimentaux nous avons essayé de voir si l'endommagement en fluage primaire était négligeable et avons interprété, dans un premier temps, nos résultats en terme de contrainte effective lors du fluage secondaire et tertiaire.

5.3.1 Endommagement en fluage primaire.

Les essais sont effectués à un niveau de contrainte supérieur à celui utilisé pour l'étude du matériau non endommagé (≈ -1 MPa). Pendant nos essais nous enregistrons les déformations longitudinales et transversales dans le tiers central de l'échantillon de glace colonnaire. Nous observons et enregistrons l'apparition de la fissuration au cours du temps dans ce même tiers central.

Avant l'apparition de la première fissure le matériau se trouve dans une phase de fluage primaire. Nous avons rassemblé les résultats obtenus sur quelques échantillons dans le tableau (5.7). Ces essais sont ceux qui présentaient une courbe de déformation en fonction du temps utilisable dès le début du chargement et pour lesquels il a été possible d'ajuster la loi d'Andrade sur les 10 premières secondes de chargement. En adoptant une variation linéaire du coefficient

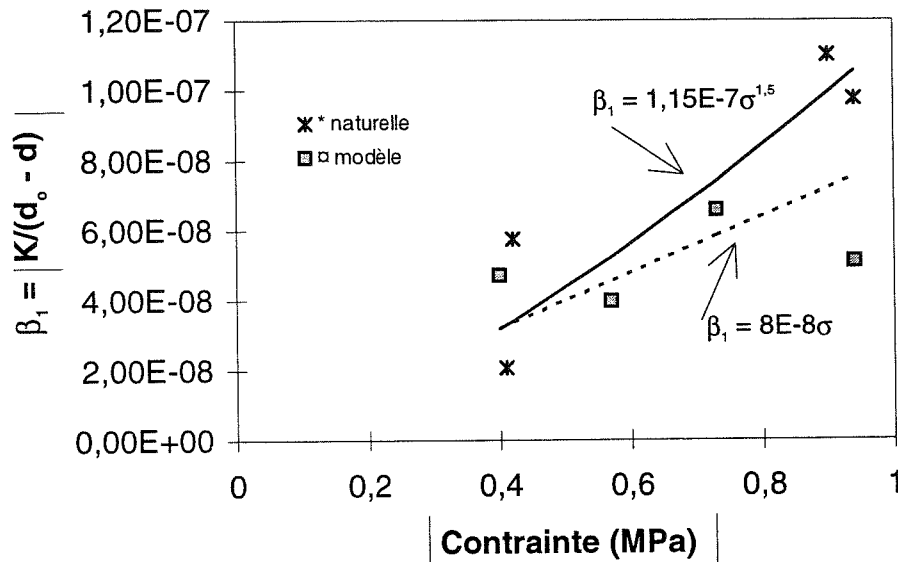


Figure 5.16 :

Dépendance de $\beta_1 = |K / (d_o - d)|$ avec la contrainte. Le trait plein représente la glace colonnaire naturelle et le trait pointillé représente la glace colonnaire "modèle" (* représente la glace colonnaire naturelle et \square représente la glace colonnaire "modèle").

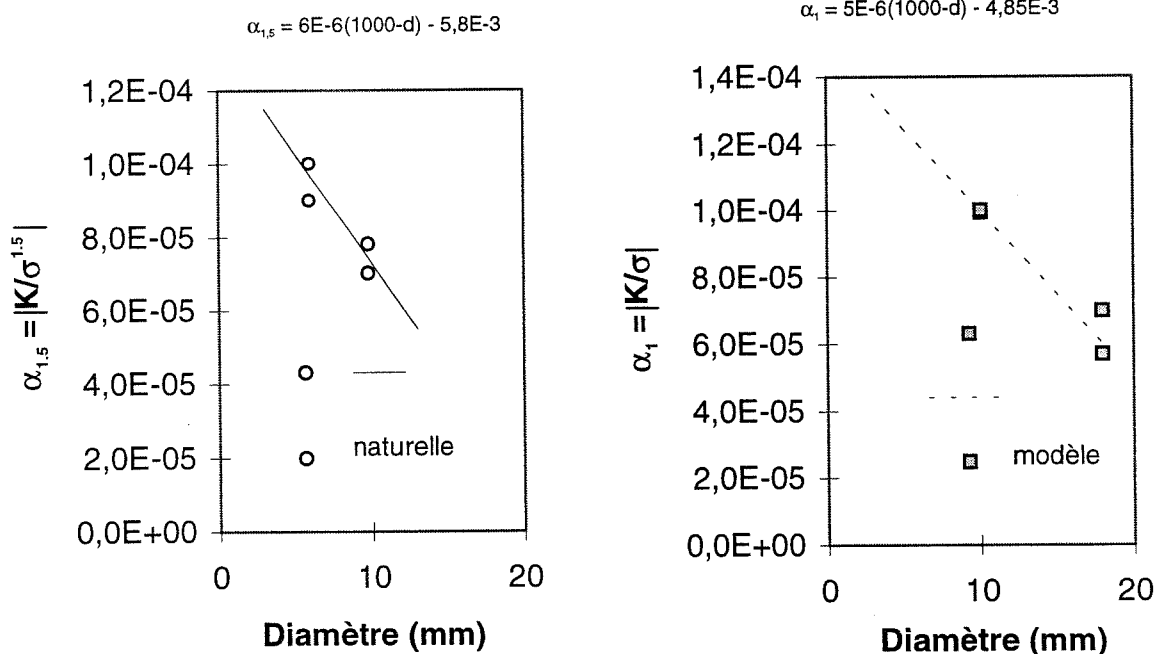


Figure 5.17 :

Dépendance de $\alpha_\alpha = |K/\sigma^\alpha|$ avec la taille des grains. Le trait plein représente la glace colonnaire naturelle et le trait pointillé la glace colonnaire "modèle".

K de la loi d'Andrade en fonction de la taille des grains, déterminée par les essais à contraintes faibles (-0,5 MPa), le changement de gamme de contrainte nous permet de préciser l'influence de la contrainte sur le comportement du matériau (fig. 5.16). La valeur de l'exposant des contraintes m est sensiblement égal à 1 pour la glace colonnaire "modèle" et proche de 1,5 pour la glace colonnaire naturelle. En écrivant la loi d'Andrade sous la forme :

$$\epsilon_a = a \sigma^m (t - t_0)^{0.33} \quad (5.10)$$

on peut ajuster le coefficient a pour tenir compte de la taille des grains (fig. 5.17). Les expressions trouvées pour les deux types de glace sont de la forme $a = \alpha (d_0 - d) + \beta$ avec $d_0 = 1000$ mm (donc $d \ll d_0$) et $\beta \gg \alpha$, ce qui confirme bien le peu d'influence de la taille des grains sur la phase transitoire.

D'après l'analyse des courbes expérimentales, nous constatons que dans la glace, et vis à vis de l'endommagement, tous les cas sont envisageables : un endommagement élastique (faible, mais possible); un endommagement dans la phase transitoire, sans changement net de comportement du matériau; pas d'endommagement dans la phase de fluage primaire. Cela suggère que, bien que le matériau soit considéré comme macroscopiquement isotrope dans le plan, c'est le champ local de contraintes qui gouverne le mécanisme de germination de fissures et contrôle le phénomène d'endommagement.

5.3.2 Etude du fluage secondaire et tertiaire.

La vitesse de fluage est calculée à partir des courbes expérimentales de déformation. Dans le tiers central de l'échantillon l'endommagement s'accompagne d'une augmentation de la vitesse de déformation. Cependant d'après l'analyse de certains essais, il semble que cette accélération du fluage ne se vérifie qu'après un niveau d'endommagement donné. Nous avons rassemblé dans le tableau (5.8) les vitesses de déformation dans les deux directions pour différents intervalles de temps tout au long du chargement. Ce tableau donne l'évolution de la vitesse de déformation au cours du temps et permet d'estimer une vitesse de déformation minimale. Nous constatons sur deux essais (fig. 5.18) que le comportement du matériau est similaire au comportement non endommagé bien qu'il y ait fissuration dans le tiers central de l'échantillon. Pour d'autres essais il y a augmentation de la vitesse de déformation après un niveau minimum d'endommagement et passé ce seuil la glace a un comportement de matériau endommagé (fig. 5.19). Dans ce cas la fissuration est maximale quand la vitesse de déformation atteint une valeur constante nettement supérieure à la vitesse de déformation initiale.

Les courbes de fluage illustrant ces deux comportements sont données sur les figures (5.20) et (5.21), pour la déformation longitudinale et la déformation transversale. Nous avons rassemblé dans le tableau (5.9) les déformations enregistrées au cours du chargement pour tous les essais et comparé les évolutions des déformations longitudinales et transversales. Les déformations maximales et les déformations à l'infini sont relevées à partir des courbes expérimentales. Les déformations élastiques sont calculées de la même façon que précédemment, en faisant un calcul en contraintes planes et un calcul en déformations planes. La valeur de la déformation lorsque la vitesse de déformation minimale est atteinte, et ce aussi bien dans la direction principale que dans la direction secondaire, ainsi que le temps correspondant à la déformation minimale, sont également indiqués (tab. 5.9).

Nous constatons que la déformation longitudinale est comparable à la déformation transversale tant que la vitesse de déformation minimale n'est pas atteinte. Passé ce seuil, sur trois essais, la déformation transversale croît plus vite que la déformation longitudinale. Cette observation est en accord avec d'autres résultats expérimentaux (Gold, 1972) et montre que les fissures s'ouvrent principalement dans la direction maximale de compression (mode 1) et dans la direction du grand axe des colonnes.

Nous constatons que la déformation recouvrée (tab. 5.10) dans la direction principale est, en moyenne, 14,5 fois plus grande que la déformation élastique dans cette même direction (tab. 5.11). Cette déformation recouvrée, du matériau endommagé (ou en cours d'endommagement), est très comparable à celle trouvée lorsque le matériau n'est pas endommagé (14,5 contre 13). Ce qui montre que, bien que le matériau soit endommagé, il est capable de restituer la même quantité d'énergie pour un niveau de contrainte équivalent.

A un niveau de contrainte susceptible d'endommager le matériau, l'énergie supplémentaire, apportée par l'augmentation de la contrainte appliquée, est dissipée dans un premier temps par déformation (augmentation du champ local de contraintes), puis par la création de la première fissure. Si cela est suffisant, la glace se comporte comme un matériau non endommagé (N°2). Sinon il y a création d'autres fissures et le matériau s'endommage en changeant de comportement mécanique (N°9). Après l'observation et l'analyse des courbes expérimentales provenant de la déformation des échantillons au cours du temps, nous nous rendons compte que les processus physiques qui sont à l'origine du comportement du matériau et de son endommagement ne sont pas simple à analyser.

Evidemment les résultats expérimentaux, pour le matériau endommagé, ne peuvent pas être reproduits par la loi de Glen (1955) pour le matériau non endommagé (fig. 5.22). Cela devient possible en exprimant les vitesses de déformations dans la direction principale en fonction d'une

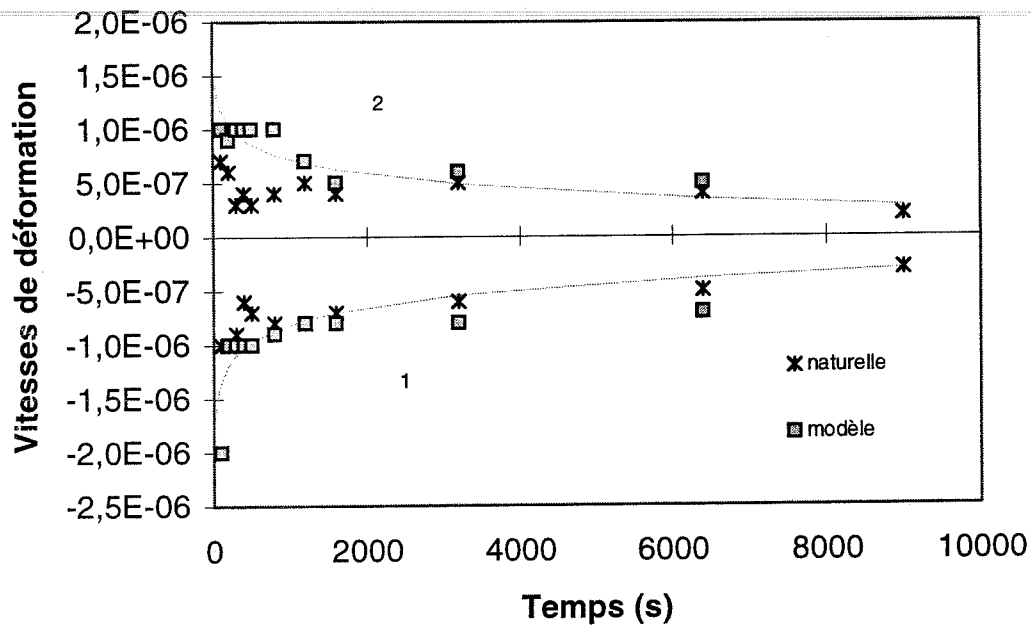


Figure 5.18 :

Evolution de la vitesse de déformation en fonction du temps dans les deux directions. La vitesse de déformation tend vers une limite minimale.

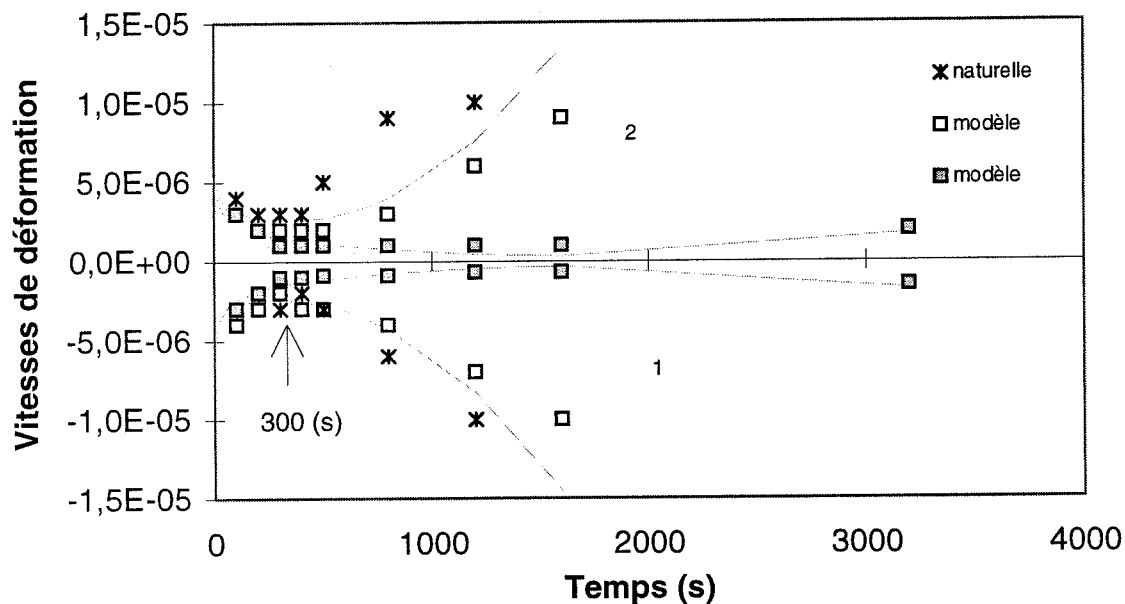


Figure 5.19 :

Evolution de la vitesse de déformation en fonction du temps dans les deux directions. La vitesse de déformation passe par une valeur minimale.

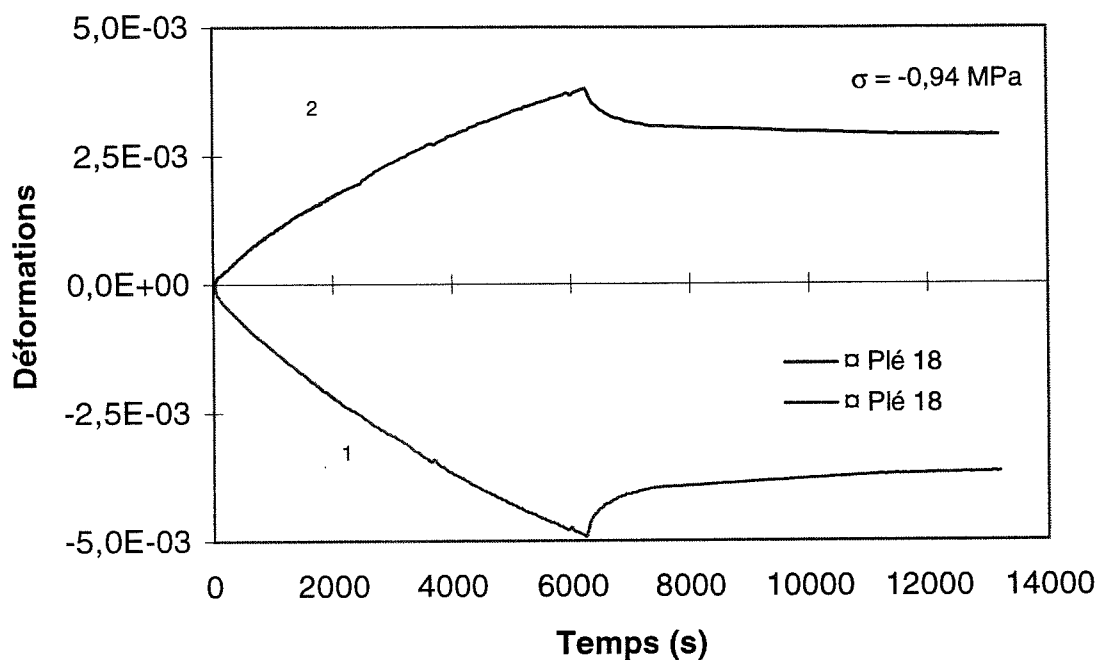


Figure 5.20 :

Evolution des déformations au cours du temps. Le matériau de glace colonnaire "modèle" est endommagé mais son comportement est celui du matériau non endommagé : la vitesse de déformation diminue.

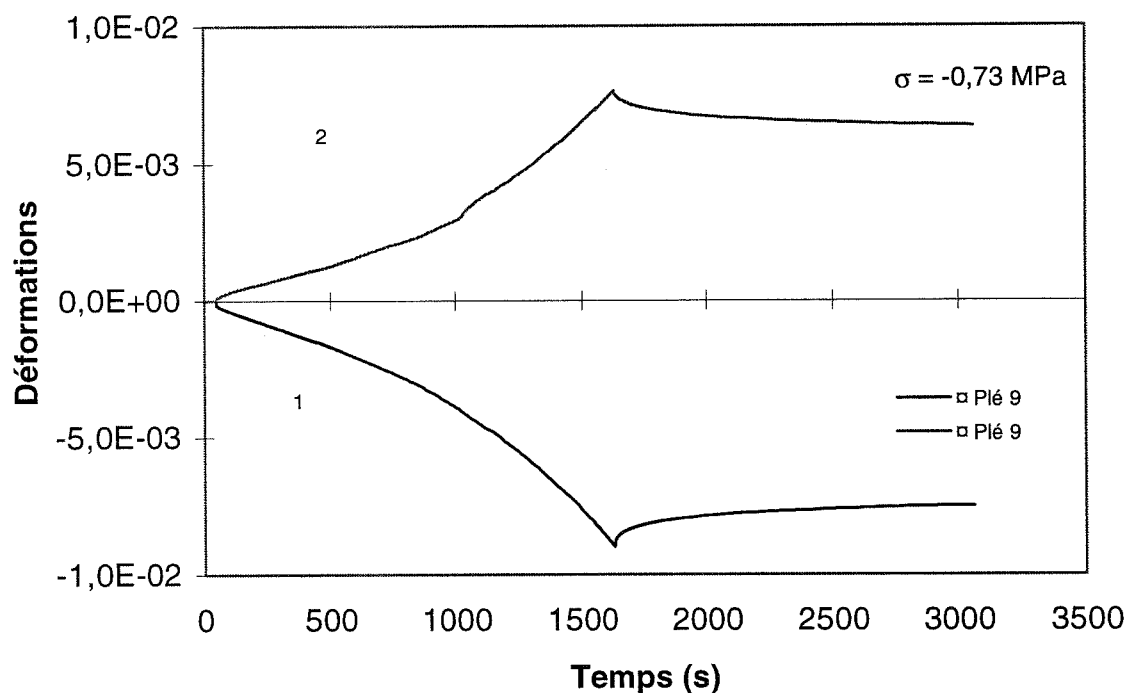


Figure 5.21 :

Evolution des déformations au cours du temps. Le matériau de glace colonnaire "modèle" s'endommage au cours du temps : la vitesse de déformation augmente.

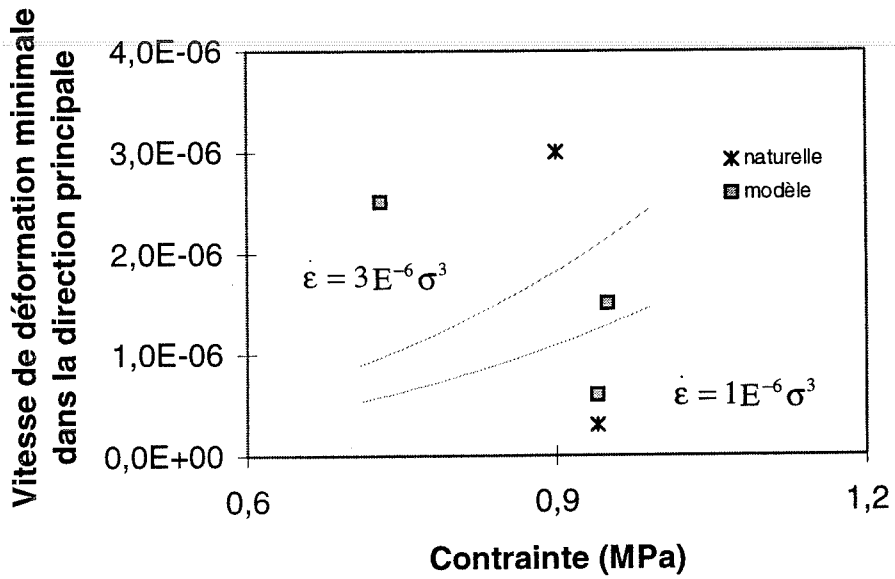


Figure 5.22 :

Estimation de l'évolution de la vitesse de déformation minimale en fonction de la contrainte par l'approximation d'une loi de Glen.

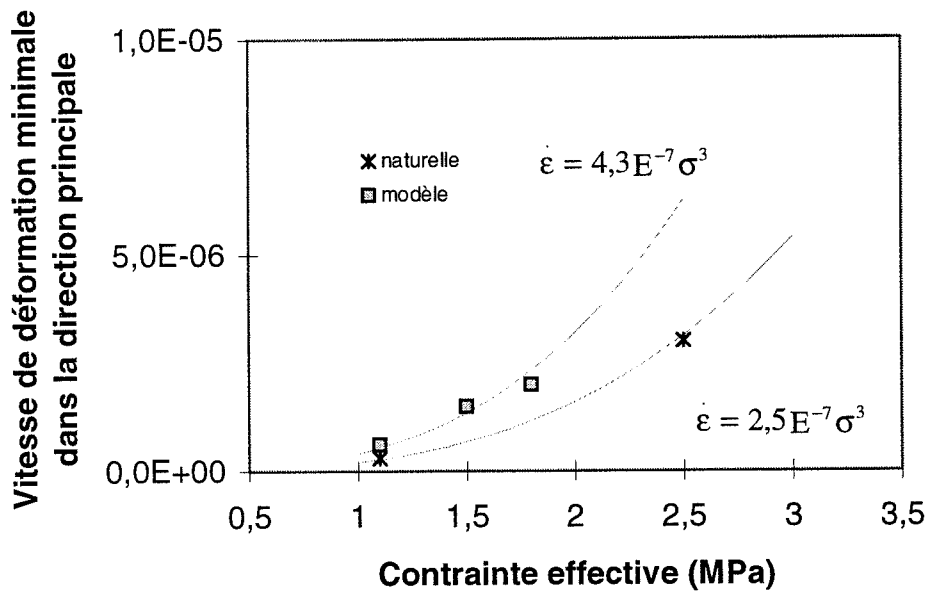


Figure 5.23 :

Estimation de l'évolution de la vitesse de déformation minimale en fonction de la contrainte effective en utilisant la loi de Glen trouvée sur le même matériau lorsque celui-ci n'est pas endommagé.

N°	Glace	Contrainte (MPa)	Contrainte effective (MPa)	D
2	*	0,94	1,1	0,14
6	*	0,90	2,5	0,64
9	□	0,73	1,8	0,59
18	□	0,94	1,1	0,14
19	□	0,95	1,5	0,36

Figure 5.24 :

Estimation du scalaire d'endommagement D (correspondant à la relation (5.11)) à la vitesse de déformation minimale et dans la direction principale (glace naturelle et □ glace "modèle").*

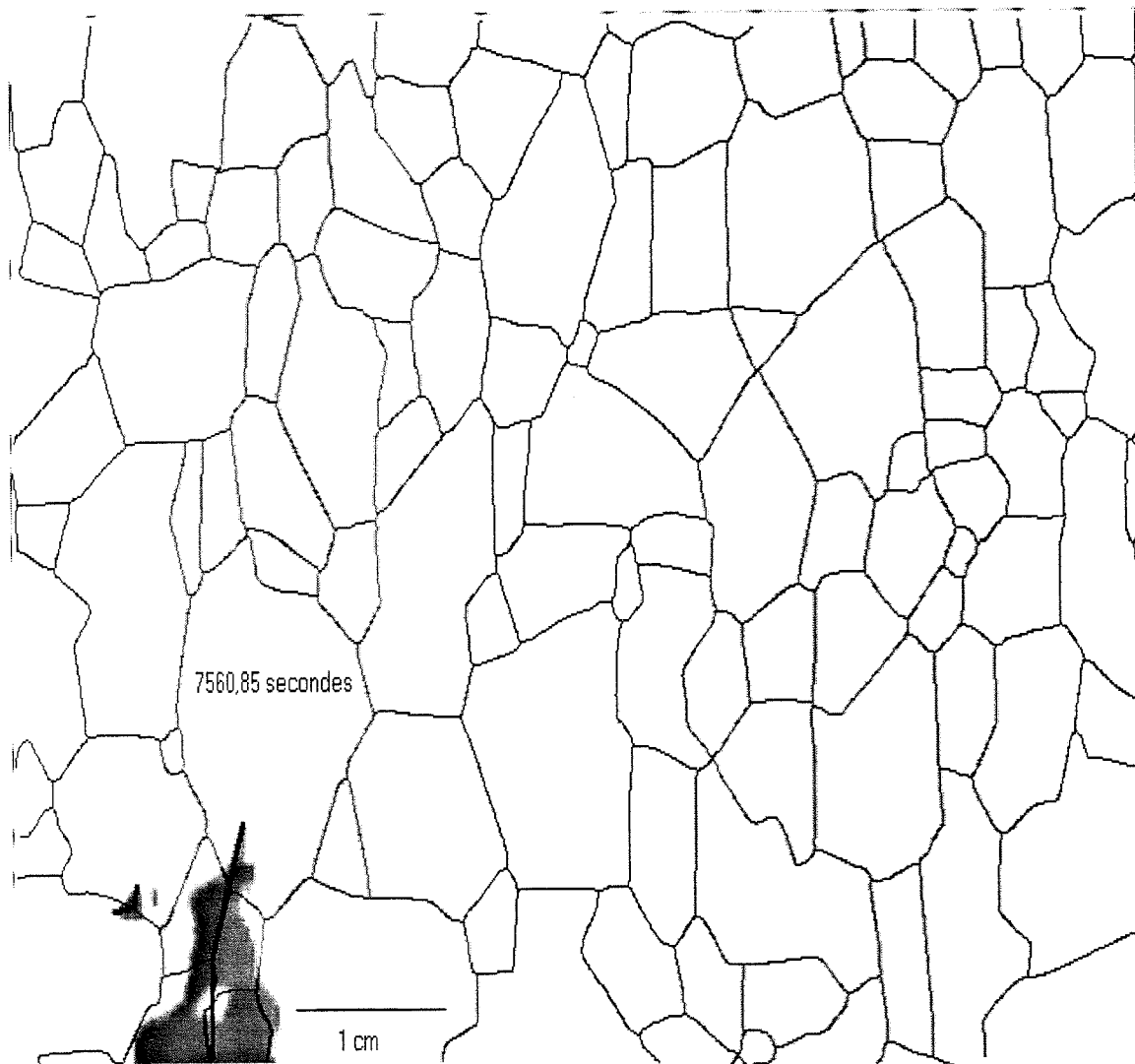


Figure 5.25a :

Apparition d'une fissure dans le tiers central de l'échantillon (EN°2) dont la direction est approximativement la direction de compression maximum.

contrainte effective (fig. 5.23) au sens de Chaboche (1988) et en écrivant la loi de Glen sous la forme :

$$\dot{\varepsilon} = A \left(\frac{\sigma}{1-D} \right)^n \quad (5.11)$$

Les valeurs du paramètre scalaire d'endommagement D , ajustées pour que les résultats expérimentaux suivent la relation (5.11) où les valeurs de A sont celles obtenues dans la phase 1, sont données dans le tableau (5.24). Cependant ces valeurs de D ne peuvent pas être reliées aux observations de l'endommagement (nombre, taille des fissures) faites dans le tiers central de l'échantillon. Par exemple, pour l'échantillon N°2 la valeur de D estimée est d'environ 0,14 alors qu'il n'y a qu'une seule fissure dans le tiers central de l'échantillon. Si nous estimons la surface effective de l'échantillon en faisant l'hypothèse que si nous observons un éclair lumineux qui correspond à l'apparition de la fissure (fig. 5.25a et fig. 5.25b), l'ouverture de celle-ci est comprise entre la longueur d'onde de la lumière et 1 mm au maximum, dans le cas extrême (fissure ouverte de 1 mm) la valeur de l'endommagement observé (rapport de la surface effective à la surface nominale de la section) est au maximum de $D = 0,01$ c'est à dire 14 fois moins que l'endommagement nécessaire pour satisfaire la relation (5.11). Pour qu'il y ait correspondance, il faudrait que la fissure s'ouvre de 1,4 cm (la surface résistante dans le tiers central de l'échantillon est de 10 cm \times l'épaisseur de l'échantillon).

5.3.3 Evolution de la fissuration au cours du temps.

Les émissions provenant de la microfissuration de la glace au cours du temps sont enregistrées à l'aide d'un capteur acoustique (dont la description est donnée au chapitre précédent). De plus, à l'aide du système d'acquisition vidéo, nous filmons l'évolution de la fissuration dans le tiers central de l'échantillon. Le dépouillement des images vidéo permet de faire une analyse microstructurale qui sera décrite au chapitre suivant. L'ensemble de ces informations permet d'avoir une idée de l'évolution de l'endommagement au cours du temps si nous savons relier amplitude acoustique, densité de fissures et variable d'endommagement. Le tableau (5.12) donne une vue d'ensemble de l'évolution de la fissuration au cours du temps, aussi bien dans le tiers central de l'échantillon (fissures observées) que dans son volume total (émission acoustique). Nous avons rassemblé l'ensemble des résultats sur l'évolution de l'endommagement au cours du temps sur les courbes des figures (5.26) et (5.27). Nous comparons l'évolution de l'endommagement détecté par mesures acoustiques et l'évolution de l'endommagement observé dans le tiers central de l'échantillon et nous remarquons que si ces

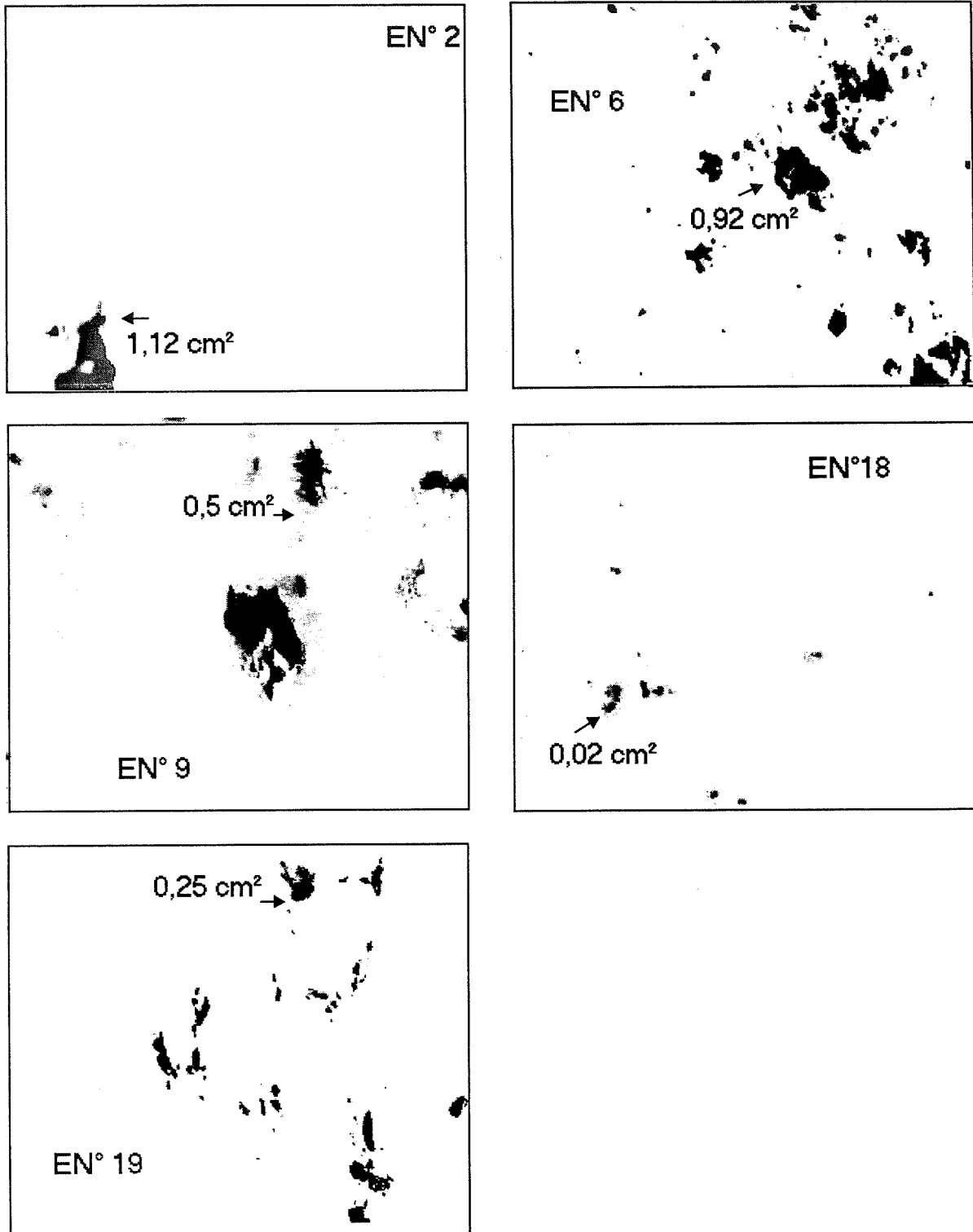


Figure 5.25b :

Apparition de la fissuration au cours du temps. Traitement de l'information par le logiciel Optimas quand la vitesse de déformation est minimale. Analyse des surfaces (donc du volume) des fissures dans le tiers central de l'échantillon.

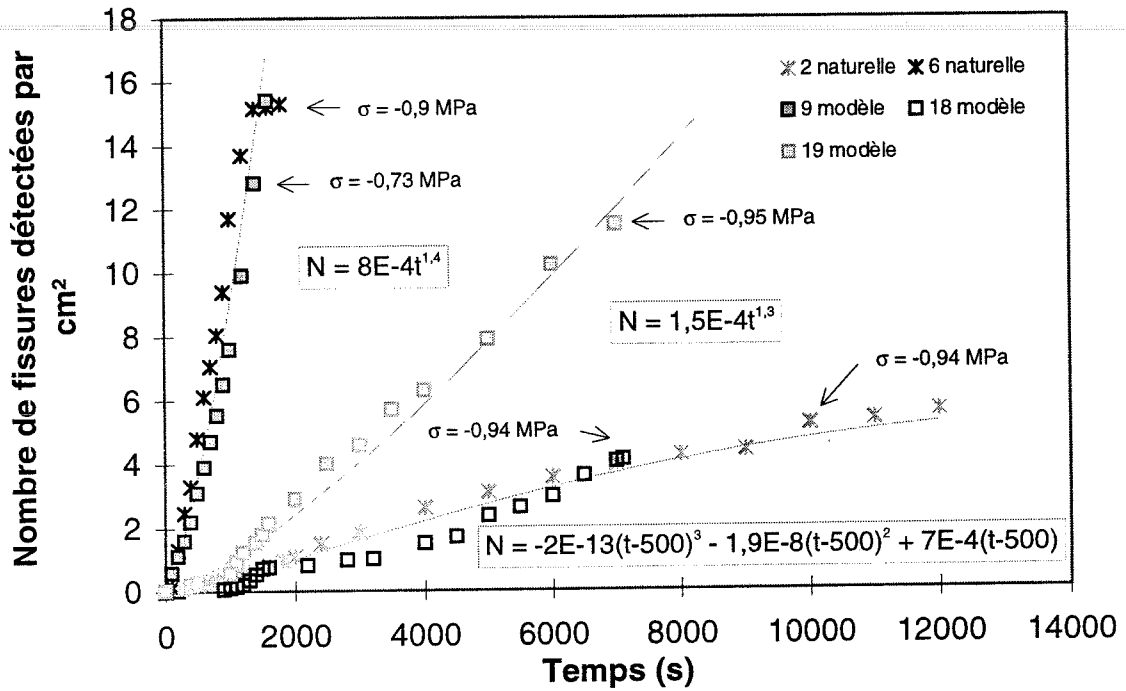


Figure 5.26 :

Evolution de la fissuration au cours du temps. Détermination du nombre de fissures détectées par cm^2 à l'aide du système d'acquisition acoustique.

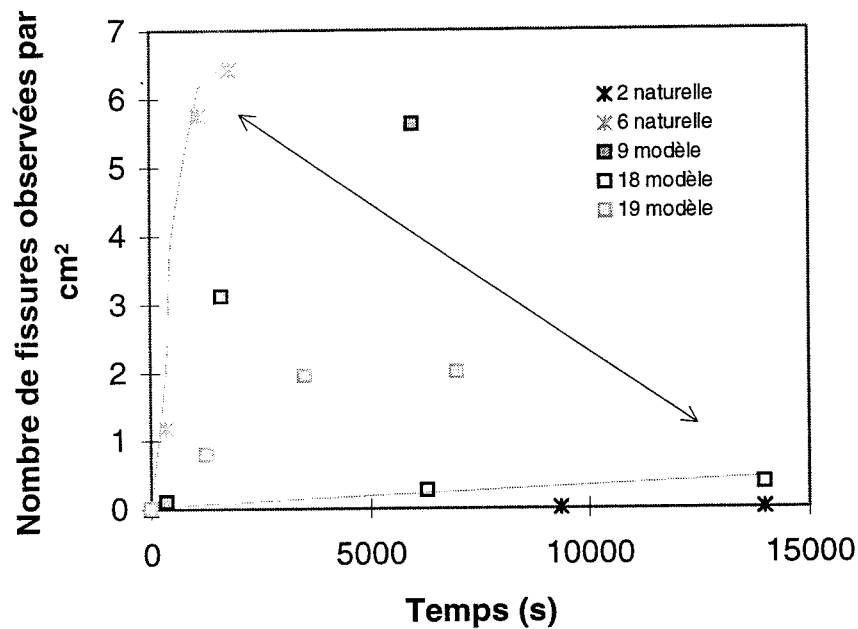


Figure 5.27 :

Evolution de la fissuration au cours du temps dans le tiers central de l'échantillon. Détermination du nombre de fissures observées par cm^2 à l'aide du système d'analyse d'images.

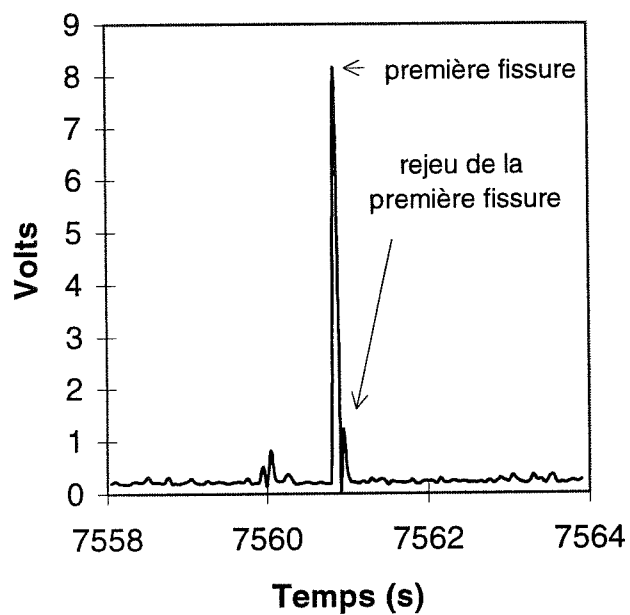


Figure 5.28 :

Enregistrement de l'émission acoustique provenant de l'apparition de la première fissure de l'échantillon N°2.

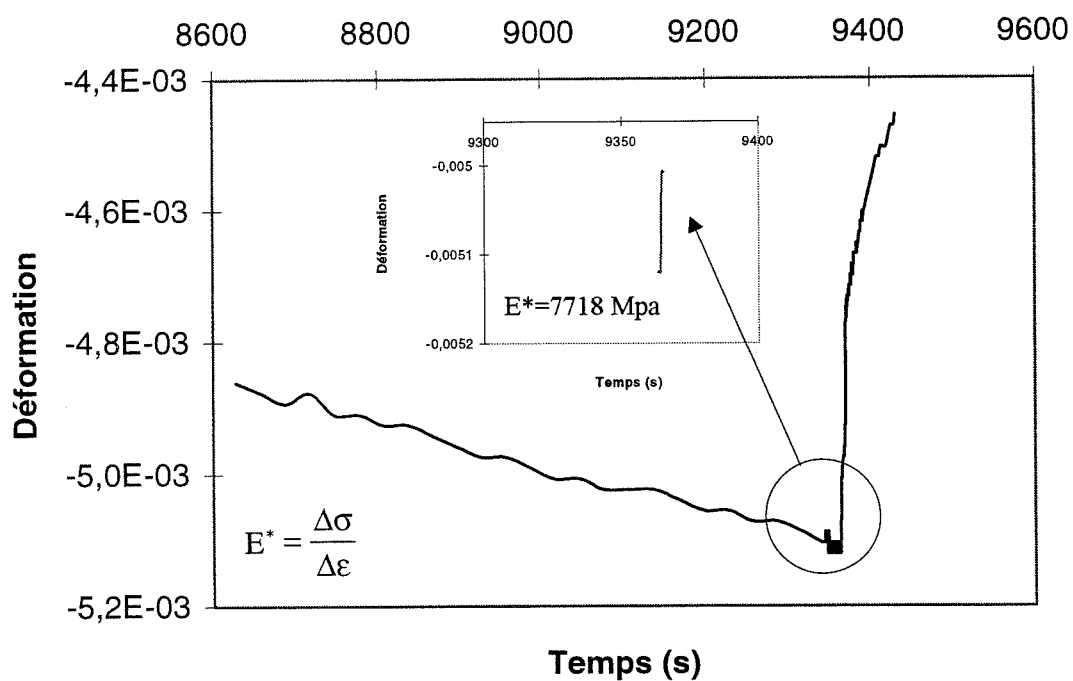


Figure 5.29 :

Détermination du module d'Young apparent à la décharge sur une courbe de fluage et dans la direction principale de compression.

deux évolutions vont dans le même sens, il n'y a pas de relation homothétique directe entre les deux. En effet l'échantillon peut s'endommager d'une façon globale catastrophique (notamment au niveau des plateaux de la presse) sans que son tiers central subisse le même dommage. L'important ici, plus que le nombre de fissures, est le volume de celles-ci et en particulier le volume de leurs zones d'influences dans lesquelles les contraintes deviennent singulières. Nous pouvons penser que c'est "ce volume influent" qui va dominer le processus d'endommagement. De plus il n'y a pas de relation évidente entre amplitude acoustique, densité de fissuration et variable d'endommagement. Sur l'échantillon N°2, nous pouvons estimer le volume de la fissure à $1,30 \text{ cm}^3$ en faisant l'hypothèse que cette fissure est de forme elliptique dans le plan, de largeur maximale 1 mm et de grand axe la longueur de la fissure observée (ici, il n'y a qu'un demi-volume dans le tiers central observable (fig. 5.25) soit $V_f = 1,3/2 = 0,65 \text{ cm}^3$). Si nous comparons le volume de la fissure, l'amplitude du signal acoustique (fig. 5.28) et la variable d'endommagement, nous ne pouvons pas conclure car nous ne savons pas si le signal acoustique enregistré provient de la seule fissure observée. Une étude plus approfondie dans ce domaine est sans aucun doute à poursuivre et permettrait, peut être, d'appréhender le problème de l'endommagement sous un aspect plus quantitatif que qualitatif.

5.3.4 Conclusions sur la phase 2 : *matériau en cours d'endommagement.*

Quelques essais ont été effectués sur de la glace colonnaire "modèle" et sur de la glace colonnaire naturelle à un niveau de contrainte où celle ci s'endommage ($\approx -1 \text{ MPa}$). La comparaison des résultats expérimentaux montre que le comportement des deux glaces est similaire. En traçant les vitesses de déformation en fonction du temps, à partir des courbes de fluage, nous avons remarqué deux types de comportement, soit la glace s'endommage et sa vitesse de déformation tend vers une valeur minimale, soit la glace s'endommage et sa vitesse de déformation augmente. Les observations expérimentales montrent que, dans le premier cas, la glace colonnaire s'endommage moins.

Nous avons essayé de comparer les observations de l'endommagement du matériau et la variable scalaire D utilisée pour reproduire le comportement du matériau endommagé (à la vitesse de déformation minimale) et avons constaté qu'il n'y avait pas de relation évidente entre l'une et l'autre. Cette première analyse reste à confirmer sur les résultats expérimentaux de la phase 3.

5.4 Résultats des essais de fluage de la phase 3 : *matériau endommagé.*

5.4.1 Etude du fluage secondaire dans la direction principale de compression.

Après décharge totale des échantillons endommagés sous une contrainte proche de -1 MPa, nous avons étudié le comportement du matériau endommagé en procédant à des tests de fluage à un niveau de contrainte plus faible (assez faible pour qu'il n'y ait pas d'accroissement du nombre de fissures).

Nous pouvons reproduire le comportement du matériau en fluage primaire par la loi d'Andrade. La difficulté est la détermination de la déformation instantanée qui donne accès à la valeur du module d'Young du matériau endommagé. Nous avons reproduit les courbes expérimentales sur les 100 premières secondes de chargement et dans la direction principale par la fonction suivante :

$$\varepsilon = K^*(t-t_0)^{0,33} + \frac{\sigma}{E_a} \quad (5.12)$$

Dans cette expression le module d'Young apparent (E_a) est calculé de deux façons différentes: dans un premier temps il est calculé à partir des courbes expérimentales à la décharge (fig. 5.29); dans un deuxième temps il est ajusté pour reproduire au mieux la phase de chargement en fluage primaire dans la direction principale (fig. 5.30). Les résultats sont rassemblés dans le tableau (5.13) où E_a est la moyenne entre la valeur mesurée à la décharge (fig. 5.29) et celle ajustée sur la courbe de chargement (fig. 5.30), ν_a est le coefficient de Poisson apparent du matériau endommagé, mesuré au chargement (phase élastique) et D représente la variable scalaire d'endommagement dans la direction principale définie par :

$$E_a = (1-D)E \quad (5.13)$$

Si le comportement observé est comparable à celui du matériau non endommagé (fluage primaire représentable par une loi d'Andrade, fluage secondaire avec vitesse de déformation minimale), nous remarquons qu'il n'y a pas de rapport direct entre la variable scalaire D et l'état visible de l'endommagement du matériau dans son tiers central.

Nous remarquons que le coefficient de Poisson apparent est dans tous les cas supérieur à 0,5, indiquant que la variation volumique élastique du matériau endommagé est strictement positive et que celui-ci est dilatant. Cette remarque doit être vérifiée sur d'autres essais expérimentaux, sachant que la détermination des caractéristiques élastiques du matériau sur un essai de fluage est très délicate.

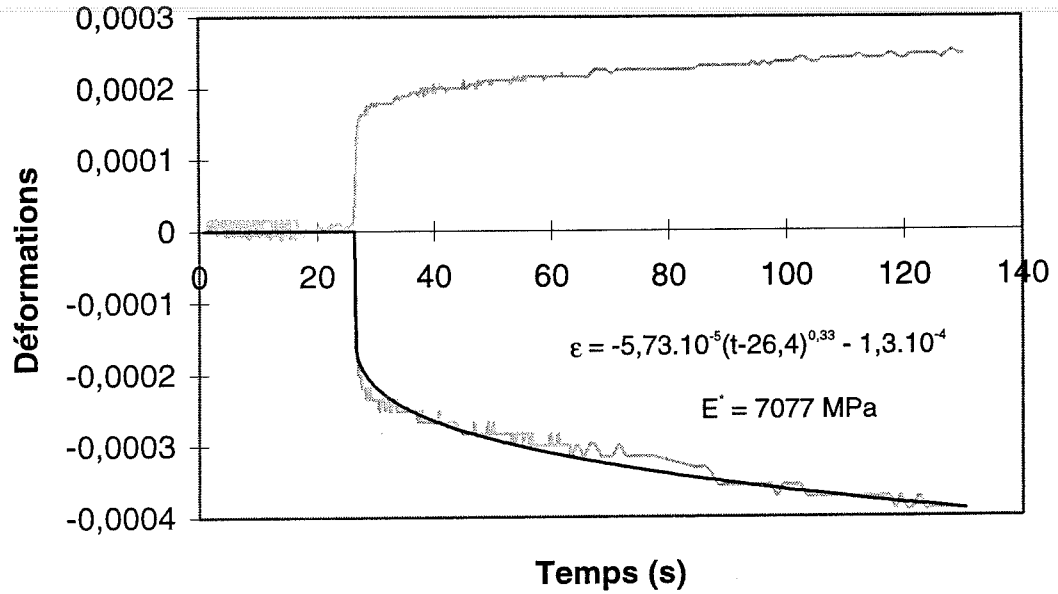


Figure 5.30 :

Exemple de courbe de fluage pour une contrainte de $-0,92 \text{ MPa}$ et pour un chargement de 100 secondes. La courbe noire représente la loi d'Andrade dans la direction principale de compression avec un module d'Young de 7077 MPa .

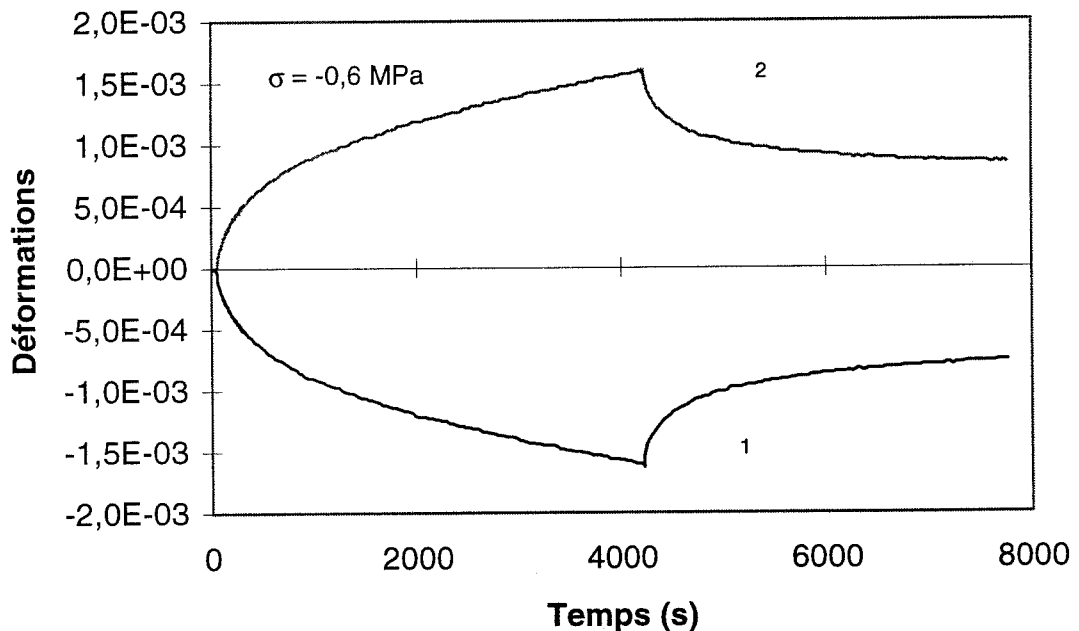


Figure 5.31 :

Essai de fluage sur une glace colonnaire "modèle" endommagée. Enregistrement des déformations dans les deux directions en fonction du temps.

Nous avons rassemblé dans le tableau (5.14) les déformations de la glace, dans la direction principale de compression, relevées à partir des courbes expérimentales. En écartant l'échantillon N° 9 qui continue à s'endommager sous une contrainte de -0,35 MPa, nous constatons que la déformation recouvrée dans la direction principale est en moyenne 10,75 fois plus grande que la déformation élastique. Elle est du même ordre de grandeur que celle trouvée pour le matériau non endommagé. Ceci confirme que bien que le matériau soit endommagé, il est capable de restituer la même quantité d'énergie pour un niveau de contrainte équivalent.

L'allure générale des courbes de fluage pour le matériau endommagé est très comparable à celles du matériau non endommagé (fig. 5.31). Pour compléter l'étude du comportement du matériau à un niveau d'endommagement donné, nous avons rassemblé dans le tableau (5.15) les vitesses de déformations dans la direction principale et dans la direction transversale en fonction du temps, ce qui permet d'estimer une vitesse de déformation minimale. Nous constatons que sur un essai (N°9) le matériau continue à s'endommager et sa vitesse de déformation passe par un minimum puis réaugmente. Pour les autres essais le matériau endommagé a un comportement semblable à celui du matériau non endommagé et les vitesses de déformations tendent vers une vitesse de déformation minimale (après 3000 secondes) supérieure à celle du matériau non endommagé (fig. 5.32).

Nous pouvons comparer nos résultats expérimentaux avec la loi de Glen (1955) modifiée par Meyssonier et Duval (1989). Cette loi est de la forme :

$$\dot{\varepsilon} = A(D) \sigma^n = A \left(\frac{1+v_a}{1+v_o} \right)^M \frac{1}{(1-D)^M} \sigma^n \quad (5.14)$$

Dans cette expression A représente le coefficient de la loi de Glen du matériau non endommagé, D représente une variable scalaire d'endommagement, v_o représente le coefficient de Poisson du matériau non endommagé et v_a le coefficient de Poisson apparent du matériau. M peut prendre deux valeurs, soit n+1 soit n, selon que l'on fait intervenir la contrainte effective au niveau du potentiel viscoplastique (Chaboche, 1988) ou directement dans l'expression de la loi de Glen (Sunder, 1986; Sjöling, 1987; Choi et Karr, 1989; McKenna, 1989; Pulkkinen, 1989). Cette expression est seulement valable dans la direction principale de compression et la variable scalaire d'endommagement D est calculée par la connaissance du module d'élasticité du matériau endommagé. Pour un niveau d'endommagement donné, et en faisant l'hypothèse que l'endommagement du matériau est stable au cours du temps dans la troisième phase de chargement (cela est vérifié sur quatre

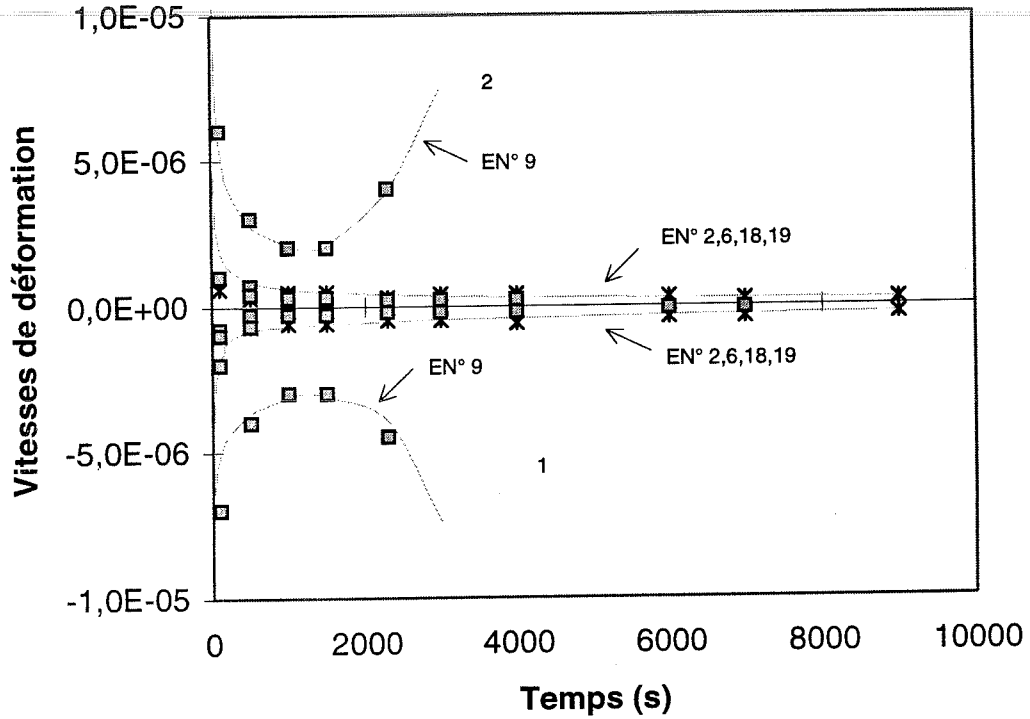


Figure 5.32 :

Evolution de la vitesse de déformation en fonction du temps dans les deux directions. La vitesse de déformation tend vers une limite minimale (à l'exception de EN°9).

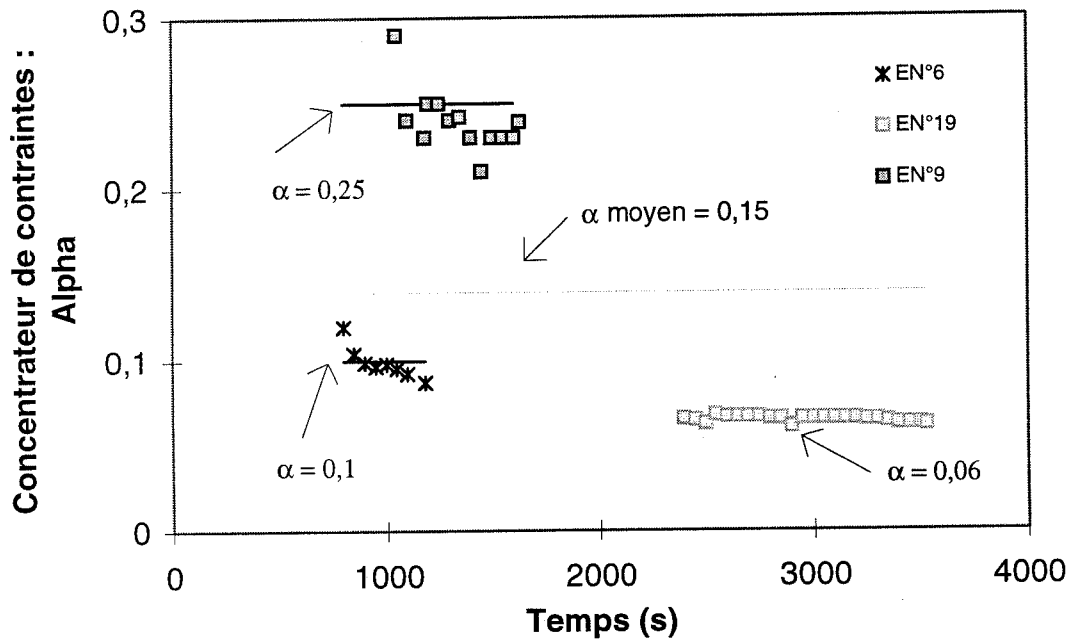


Figure 5.33 :

Evolution du concentrateur de contrainte au cours du temps après la vitesse de déformation minimale. Estimation du concentrateur de contrainte moyen qui reproduit le mieux la loi de comportement du matériau endommagé.

essais), nous pouvons comparer les résultats expérimentaux aux valeurs données par la relation (5.14). Le tableau (5.16) donne les valeurs de A calculées par l'expression (5.14) et comparés à la valeur "théorique" donnée par Sinha (1978) en prenant $A_{\text{sinha}} = 1,76 \cdot 10^{-7} \text{ MPa}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Les valeurs de D sont calculées pour chaque essai à partir de la relation (5.13) dans laquelle les valeurs du module d'Young apparent sont tirées du tableau (5.13) et avec $E = 9500 \text{ MPa}$. Les valeurs expérimentales de A(D) sont calculées à partir des courbes de déformation avec un exposant des contraintes n de 3. Le coefficient de Poisson apparent ν_a est fixé à 0,5 (en l'absence de mesures expérimentales fiables), valeur correspondant au début du comportement dilatant. Les calculs sont effectués avec les deux valeurs de M, soit 3 et 4.

Les résultats du tableau (5.16) semblent indiquer que la relation (5.14) écrite avec $M = 4$ (expression du "potentiel endommagé") donne des ordres de grandeur corrects, si l'on excepte l'essai N°9 pour lequel l'endommagement n'était pas stabilisé.

5.4.2 Conclusions sur la phase 3 : *matériau endommagé.*

Quelques essais ont été effectués sur de la glace colonnaire "modèle" et sur de la glace colonnaire naturelle endommagées à un niveau de contrainte faible ($\approx -0,5 \text{ MPa}$). La comparaison des résultats expérimentaux, à un niveau d'endommagement donné, et des analyses théoriques semblerait indiquer qu'il est possible de reproduire le comportement du matériau endommagé. Cependant ces résultats sont directement fonction des valeurs du paramètre d'endommagement D, calculées sur la base des modules d'Young apparents, qui sont à considérer avec une grande circonspection : en effet le concept de contrainte effective fait implicitement référence à une diminution de la section réelle du matériau, ce qui ne se conçoit facilement que dans le cas de la traction, d'autre part la détermination expérimentale d'un module d'Young de la glace n'est pas du tout évidente (impossibilité pratique de séparer la déformation purement élastique du reste de la déformation viscoplastique, à l'instant initial la vitesse de déformation en fluage primaire est quasiment infinie). Il convient donc de réaliser d'autres essais sur ce matériau pour pouvoir conclure de façon certaine.

5.5 Analyse et discussion.

5.5.1 Conservation de l'énergie.

Dans le cas où le matériau est endommagé ou en cours d'endommagement (passée la vitesse de déformation minimale), nous pouvons envisager d'analyser le comportement du matériau par une approche plus globale.

Si l'on considère un milieu plan fissuré dont le comportement est celui d'un matériau viscoplastique, on peut déduire du principe de conservation de l'énergie la loi suivante (l'indice * représente le matériau endommagé et l'indice 0 représente le matériau vierge) :

$$\int_{V_r^*} \dot{\epsilon} : \sigma dV = 2 \int_{V_f^f} \dot{\epsilon} : \sigma_f dV + \int_{V_r - 2V_f^0} \dot{\epsilon} : \sigma dV \quad (5.15)$$

Dans cette expression le premier terme représente l'énergie du matériau endommagé de volume représentatif V_r contenant une fissure. Cette énergie est la somme de l'énergie provenant de la singularité du champ de contraintes, en tête de la fissure, de volume V_f (2 zones plastiques de volume V_f par fissure) et de l'énergie du matériau vierge. La contrainte locale σ_f , provenant de la singularité de contraintes en tête de fissure est, d'une façon générale, proportionnelle à la contrainte à l'infini σ . Cette contrainte peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_f = k\sigma \quad (5.16)$$

où k , représente une singularité de contraintes fonction de la taille de la fissure a .

La formulation (5.15) peut se développer dans la direction principale en utilisant la loi de Glen (1955) et se mettre sous la forme :

$$A_* \sigma^{n+1} V = 2N A_0 k^{n+1} \sigma^{n+1} V_f + (V - 2NV_f) A_0 \sigma^{n+1} \quad (5.17)$$

où V représente le volume total du matériau contenant N fissures. La simplification de cette équation permet de mettre en relation le concentrateur de contraintes et le volume de la zone plastique en tête de fissure selon :

$$\frac{A_*}{A_0} = \frac{V_f}{V} 2N(k^{n+1} - 1) + 1 \quad (5.18)$$

Dans notre étude nous avons une information sur le nombre de fissures dans le tiers central de l'échantillon (qui sera pris comme étant le volume représentatif). Dans ces conditions, en compression uniaxiale et en faisant l'hypothèse qu'à l'instant initial le matériau est vierge de fissures et incompressible, nous pouvons écrire pour un instant t donné auquel le matériau comprend N fissures, la relation suivante ($n = 3$) :

$$\frac{\dot{\varepsilon}(t)}{A \sigma_o^3} = 2N \frac{V_f}{V} (k^4 - 1) + 1 \quad (5.19)$$

Nous faisons l'hypothèse que les fissures ont toutes la même longueur et supposons que V_f et k sont constants. De plus, et après l'analyse des résultats expérimentaux, nous voyons que $dV/V = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \approx 0$, donc que V est quasiment constant au cours du temps. Dans ces conditions, nous pouvons écrire (5.19) sous la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2N} \left[\frac{\dot{\varepsilon}(t)}{A \sigma_o^3} - 1 \right] &= \alpha \\ \alpha &= \frac{V_f}{V} (k^4 - 1) = C^{ste} \end{aligned} \right\} \quad (5.20)$$

Après l'analyse de nos résultats expérimentaux, nous avons rassemblé les valeurs de α calculées avec la première équation de (5.20) à partir des valeurs observées de la vitesse de déformation et de N , dans les tableaux (5.18), (5.19) et (5.20). Les valeurs de α sont comprises entre 0,06 et 0,25 (en écartant les valeurs pour lesquelles N est inférieur à 100 fissures). Il faut noter que si nous analysons les résultats expérimentaux séparément les valeurs de α trouvées sont pratiquement constantes pour N supérieur à 100, suggérant que le concentrateur de contraintes et le volume affecté par la singularité de contrainte en tête de fissure peuvent être considérés comme constants au cours du temps (fig. 5.33). Ceci nous fait penser qu'il est plus facile de rendre compte de l'endommagement de la glace au cours du temps par la notion de concentrateur de contraintes que par la notion de contrainte effective. Nous proposons donc de reproduire le comportement au fluage du matériau endommagé par la relation suivante :

$$\dot{\varepsilon} = A \sigma_o^3 \quad \text{avec} \quad A = A_o [2N(t)\alpha + 1] \quad \alpha = C^{ste} \cong 0,15 \quad (5.21)$$

Cette formulation est très proche de celle trouvée par d'autres auteurs comme Sinha (1989) ou Mellor et Cole (1982). Evidemment, l'équation énergétique est restrictive puisqu'elle ne peut rendre compte que du comportement en chargement uniaxial. Cependant elle est un moyen efficace (sous certaines hypothèses, et avec un paramètre) de modéliser le comportement de la glace de lac en compression uniaxiale à des niveaux de contraintes ou celle-ci s'endommage.

Il semble évident que pour reproduire plus sûrement le comportement de cette glace, il convient d'effectuer d'autres essais expérimentaux. Le problème ici, est qu'il est très difficile de déterminer une loi générale d'évolution du nombre de fissures au cours du temps (à $t = t_0$

instant initial du chargement le nombre de fissures varie d'un essai à l'autre). Sur les figures (5.26) et (5.27) nous constatons que, d'une manière générale, une loi d'évolution du nombre de fissures au cours du temps est de la forme :

$$N(t) = q(t-t')^p \quad t_o > t' \quad (5.22)$$

Dans cette expression q et p sont des paramètres qui dépendent du matériau, de sa structure (diamètre des grains), de la température et de la contrainte appliquée. Ces deux paramètres inconnus rendent délicat la détermination d'une règle universelle et conduisent, à coup sûr, à la formulation d'une loi de comportement plus phénoménologique que générale.

5.5.2 Modèle phénoménologique pour le comportement de la glace endommagée.

5.5.2.1 Modèle de Duva et Crow.

Duva et Crow (1994) ont proposé un modèle de comportement en fluage d'un matériau viscoplastique poreux, répondant à une loi puissance du type Norton-Hoff ou Glen (1955) pour la glace. A l'origine le modèle rhéologique modélisait le frittage des poudres de céramique. Ce modèle est utilisé, depuis peu, par Gagliardini et Meyssonier (1997) pour simuler numériquement l'écoulement des glaciers froids composés en grande partie de névé poreux, comme celui du dôme du Goûter (4304 m, Mont Blanc). Nous avons repris l'idée de Duva et Crow (1994) et Gagliardini et Meyssonier (1997) et adapté le modèle à un cas bidimensionnel (la glace S-2, et plus particulièrement la glace "modèle", est considérée comme un matériau bidimensionnel) pour simuler le comportement au fluage endommagé de la glace colonnaire. Le modèle originel reproduit le comportement en fluage d'un matériau poreux (ou dans notre cas fissuré) par la prise en compte des concentrations de contraintes provoquées par la présence des pores (ou dans notre cas des fissures).

En notant σ_{ij} les composantes du tenseur des contraintes σ , et p la pression isotrope définie par :

$$p = \frac{1}{3} \sigma_{kk} \quad (5.23)$$

Le déviateur des contraintes est défini par :

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - p \delta_{ij} \quad (5.24)$$

La trace du tenseur des vitesses de déformations $\dot{\epsilon}$ est notée :

$$\dot{\epsilon}_m = \dot{\epsilon}_{kk} \quad (5.25)$$

Le déviateur des vitesses de déformations est défini par :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{3} \dot{\epsilon}_m \delta_{ij} \quad (5.26)$$

Le modèle de Duva et Crow implique un potentiel viscoplastique qui, pour une densité donnée, dépend d'un invariant $\dot{\epsilon}_D$ donné sous la forme :

$$\dot{\epsilon}_D^2 = \frac{1}{a} \dot{\gamma}_e^2 + \frac{1}{b} \dot{\epsilon}_m^2 \quad (5.27)$$

$\dot{\epsilon}_D^2$ est une combinaison de $\dot{\epsilon}_m^2$ et du second invariant des vitesses de déformation $\dot{\gamma}_e^2$ défini par :

$$\dot{\gamma}_e^2 = 2 \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} \quad (5.28)$$

Dans l'équation (5.27) a et b sont fonctions uniquement de la densité du matériau (ou dans notre cas du nombre de fissures).

Avec ces notations, les contraintes sont exprimées en fonction des vitesses de déformation par les équations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ij} &= s_{ij} + p \delta_{ij} \\ s_{ij} &= \frac{2}{a} A^{-1/n} \dot{\epsilon}_D^{(1-n)/n} \dot{\epsilon}_{ij} \end{aligned} \right\} \quad (5.29)$$

$$p = \frac{1}{b} A^{-1/n} \dot{\epsilon}_D^{(1-n)/n} \dot{\epsilon}_m \quad (5.30)$$

L'inversion de ces formules donne l'expression des vitesses de déformation en fonction des contraintes sous la forme :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{a}{2} A \sigma_D^{n-1} s_{ij} \quad (5.31)$$

$$\dot{\epsilon}_m = b A \sigma_D^{n-1} p \quad (5.32)$$

Dans ces expressions l'invariant σ_D des contraintes est défini par :

$$\sigma_D^2 = \frac{a}{2} s_{ij} s_{ij} + b p^2 \quad (5.33)$$

La combinaison des équations (5.29) et (5.31) nous donne :

$$\dot{\epsilon}_D = A \sigma_D^n \quad (5.34)$$

La loi de comportement d'un matériau incompressible est obtenue lorsque $a = 1$ et $b = 0$, et dans ce cas l'équation (5.34) est alors la loi de Glen (1955) qui est généralement utilisée pour décrire le comportement en fluage permanent de la glace.

5.5.2.2 Développement du modèle dans une hypothèse bidimensionnelle.

On admet que les grains de glace ne se déforment pas dans la direction des colonnes (celles-ci sont supposés perpendiculaires au plan de chargement; les axes c sont supposés dans ce plan, de ce fait la cission résolue sur les plans de base, hors plan de chargement est nulle, enfin l'anisotropie viscoplastique des grains est très forte). D'autre part on suppose que les plans des fissures sont parallèles aux colonnes. Dans ces conditions on peut considérer le matériau comme étant bidimensionnel et le tenseur des vitesses de déformations présente la forme suivante :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \left. \begin{array}{l} \left. \begin{array}{cc} \dot{\epsilon}_1 & \dot{\epsilon}_{12} \\ \dot{\epsilon}_{12} & \dot{\epsilon}_2 \end{array} \right\} \\ \dot{\epsilon}_m = (\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2) \end{array} \right\} \quad (5.35)$$

Les composantes du déviateur des vitesses de déformations s'expriment en fonction des vitesses de déformation par :

$$\left. \begin{array}{l} \dot{\epsilon}_1 = \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2) \\ \dot{\epsilon}_2 = \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_2 - \dot{\epsilon}_1) = -\dot{\epsilon}_1 \\ \dot{\epsilon}_{12} = \dot{\epsilon}_{12} \end{array} \right\} \quad (5.36)$$

Avec ces notations, le second invariant des vitesses de déformations est égal à :

$$\dot{\gamma}_e^2 = (\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2)^2 + 2\dot{\epsilon}_{12}^2 + 2\dot{\epsilon}_{21}^2 = (\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2)^2 + 4\dot{\epsilon}_{12}^2 \quad (5.37)$$

L'invariant de Duva et Crow (1994) s'écrit :

$$\dot{\epsilon}_D^2 = \frac{1}{a}[(\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2)^2 + 4\dot{\epsilon}_{12}^2] + \frac{1}{b}(\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2)^2 \quad (5.38)$$

Le potentiel viscoplastique s'exprime par :

$$\Phi = A^{-1/n} \frac{n}{n+1} [\dot{\epsilon}_D^2]^{(n+1)/2n} \quad (5.39)$$

D'où l'expression des contraintes :

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_{ij} = \frac{\partial \Phi}{\partial \dot{\epsilon}_{ij}} \\ \sigma_{ij} = \frac{1}{2} A^{-1/n} \dot{\epsilon}_D^{(1-n)/n} \frac{\partial \dot{\epsilon}_D^2}{\partial \dot{\epsilon}_{ij}} \end{array} \right\} \quad (5.40)$$

Finalement, les contraintes s'expriment en fonction des vitesses de déformations par les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{1}{2} A^{-1/n} \dot{\epsilon}_D^{(1-n)/n} \left[\frac{2}{a} (\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2) + \frac{2}{b} (\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2) \right] \\ \sigma_2 &= \frac{1}{2} A^{-1/n} \dot{\epsilon}_D^{(1-n)/n} \left[-\frac{2}{a} (\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2) + \frac{2}{b} (\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2) \right] \\ \sigma_{21} &= \sigma_{12} = \frac{1}{2} A^{-1/n} \dot{\epsilon}_D^{(1-n)/n} \left(\frac{4}{a} \dot{\epsilon}_{12} \right) \end{aligned} \right\} \quad (5.41)$$

5.5.2.3 Compression uniaxiale σ avec $n = 3$.

Dans le cas de la compression uniaxiale le tenseur des contraintes s'exprime par :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ij} &= \begin{vmatrix} \sigma & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \\ p &= \frac{1}{2} \sigma \end{aligned} \right\} \quad (5.42)$$

Les composantes du déviateur des contraintes s'expriment en fonction de σ par les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} s_1 &= \frac{\sigma}{2} \\ s_2 &= -\frac{\sigma}{2} \\ s_{12} &= s_{21} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.43)$$

Le second invariant des contraintes est de la forme :

$$\sigma_D^2 = (a + b) \frac{\sigma^2}{4} \quad (5.44)$$

Avec cette expression et les équations (5.30) et (5.31) on obtient les relations entre σ et les vitesses de déformations sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} \dot{\epsilon}_1 &= -\dot{\epsilon}_2 = \frac{1}{2} (\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2) = \frac{a}{16} A (a + b) \sigma^3 \\ \dot{\epsilon}_{12} &= \dot{\epsilon}_{21} = 0 \\ \dot{\epsilon}_m &= (\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2) = \frac{b}{8} A (a + b) \sigma^3 \end{aligned} \right\} \quad (5.45)$$

d'où :

$$\left. \begin{aligned} \dot{\epsilon}_1 &= \frac{A}{16} (a+b)^2 \sigma^3 \\ \dot{\epsilon}_2 &= \frac{A}{16} (b^2 - a^2) \sigma^3 \end{aligned} \right\} \quad (5.46)$$

La résolution des équations (5.46) nous donne directement les relations entre les paramètres a et b et les vitesses de déformations à contrainte donnée, sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \frac{4}{A\sigma^3} \frac{(\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2)^2}{\dot{\epsilon}_1} \\ b^2 &= \frac{4}{A\sigma^3} \frac{(\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2)^2}{\dot{\epsilon}_1} \end{aligned} \right\} \quad (5.47)$$

Ces équations vont nous permettre, par comparaison avec les résultats expérimentaux, de relier a et b à l'évolution de l'endommagement au cours du temps. Les valeurs de a et b, calculées par les relations (5.47), seront tracées en fonction du nombre de fissures observées.

Les valeurs de a et de b ont été calculées sur deux essais expérimentaux auxquels il est possible d'appliquer le modèle, c'est à dire qui présentent une augmentation de la vitesses de déformation avec le nombre de fissures et un caractère dilatant. Ces valeurs sont rassemblées dans les tableaux (5.21) et (5.22). Nous remarquons que les valeurs de a et de b évoluent linéairement en fonction du nombre de fissures (fig. 5.34). La meilleure approximation trouvée sur les valeurs de a et de b est de la forme :

$$\left. \begin{aligned} a &= 0,090.N + 1 \\ b &= 0,013.N \end{aligned} \right\} \quad (5.48)$$

Avec les formulations (5.47) et (5.48) nous pouvons relier les vitesses de déformations dans les deux directions avec l'évolution de nombre de fissures au cours du temps par les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \dot{\epsilon}_1 &= \frac{A}{16} \sigma^3 [0,01N(t)^2 + 0,2N(t) + 1] \quad (< 0) \\ \dot{\epsilon}_2 &= \frac{A}{16} \sigma^3 [-0,008N(t)^2 - 0,18N(t) - 1] \quad (> 0) \end{aligned} \right\} \quad (5.49)$$

Une loi d'évolution du nombre de fissures au cours du temps peut se mettre sous la forme de l'expression (5.22) et dépend de deux paramètres q et p dont la détermination permettrait d'accéder à une loi phénoménologique d'endommagement de la glace columnaire. Cependant, pour répondre avec plus de précision aux questions posées par l'analyse phénoménologique, il convient d'effectuer d'autres essais expérimentaux sur la glace columnaire et plus particulièrement sur la glace columnaire "modèle".

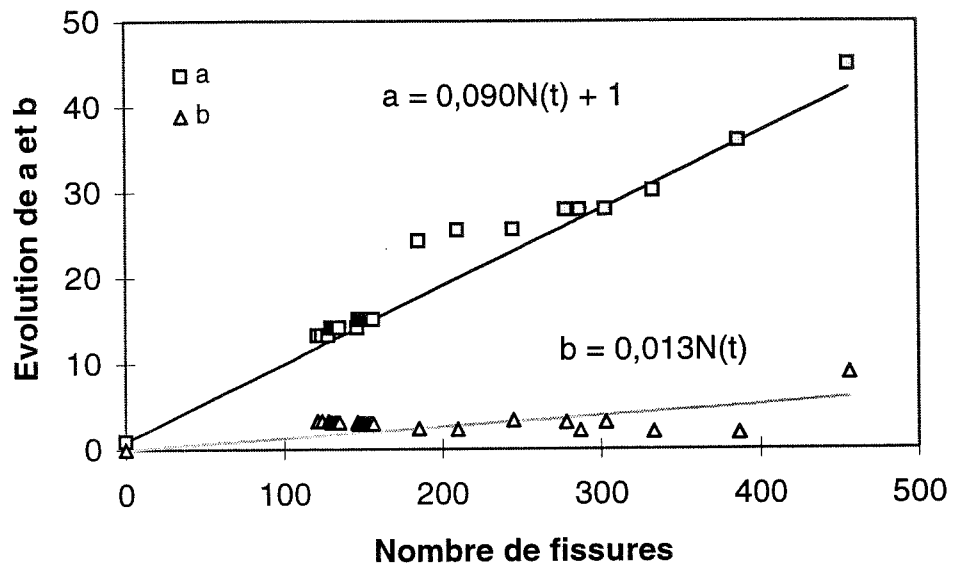


Figure 5.34 :

Evolution des paramètres de Duva et Crow en fonction du nombre de fissures sur deux essais expérimentaux (EN°6; EN°19).

5.6 Conclusion générale.

Nous avons étudié le comportement en fluage de la glace colonnaire "modèle" et naturelle et avons constaté que la phase transitoire était assez bien reproduite par une loi d'Andrade. Cette formulation simple permet de reproduire le comportement en fluage primaire du matériau (dans les premiers instants du chargement $\cong 100$ secondes) et prend en compte la contrainte appliquée et la microstructure du matériau étudié (taille des grains). Pour la phase de fluage secondaire il est courant de reproduire le comportement de la glace par l'utilisation d'une loi de Glen (1955). Les résultats expérimentaux confirment cette proposition. Malheureusement ceux-ci ne sont pas assez nombreux pour qu'il soit possible de tirer des conclusions définitives quant à la valeur et à l'influence des divers paramètres. Cependant nous avons pu constater que la glace colonnaire "modèle" a un comportement proche de celui d'un matériau bidimensionnel. Ceci montre tout l'intérêt de la fabrication et de l'utilisation de ce type de matériau pour comprendre plus sûrement les mécanismes physiques qui sont à l'origine du comportement élastoviscoplastique de la glace.

L'endommagement de la glace colonnaire est difficile à analyser. En compression uniaxiale et avec des contraintes d'environ -1 MPa, le comportement du matériau reste ductile endommageable. C'est pourquoi dans l'analyse rhéologique il convient de prendre en compte les énergies emmagasinées et restituables. L'utilisation d'une variable scalaire d'endommagement n'est pas suffisante pour reproduire le comportement endommagé du matériau. Le principe de la contrainte effective ne s'applique pas ici, car c'est le champ local viscoplastique qui gouverne le mécanisme de germination de fissures et contrôle le phénomène d'endommagement. Les résultats expérimentaux confirment cette remarque et montrent l'importance de la zone plastique en tête de fissure sur le comportement du matériau. Une formulation énergétique est facile à mettre en place et permet, par le calage de certains paramètres, de reproduire le comportement du matériau endommagé. L'utilisation du modèle phénoménologique de Duvà et Crow (1994) est intéressante car ce modèle permet de traiter un cas bidimensionnel. Il est parfaitement bien adapté à la glace colonnaire "modèle". Dans tous les cas le problème reste la détermination de l'évolution de la fissuration au cours du temps. Cette indétermination pourra sans doute être levée si nous analysons d'autres résultats expérimentaux et comparons systématiquement les émissions acoustiques et vidéos.

Le problème de l'interprétation des résultats expérimentaux reste toujours délicat, en particulier sur un essai de compression uniaxiale, lorsque l'on étudie comment varie la déformation en fonction du temps pour caractériser le durcissement, l'adoucissement, et la viscosité du matériau. La difficulté expérimentale réside dans l'estimation des vitesses de déformations qui

permettent d'accéder aux lois de comportement en fluage secondaire. Il faut sans aucun doute poursuivre l'étude expérimentale, et mettre en place des stratégies d'analyse pour relier les paramètres locaux au comportement du matériau.

Chapitre 6

Analyse locale et statistique

6.1 Introduction.

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux provenant du dépouillement des images vidéo.

Nous avons filmé et analysé le tiers central de cinq essais de fluage de glace colonnaire "modèle" et naturelle. Nous nous sommes attachés à analyser la structure du matériau en cours d'endommagement en nous intéressant plus particulièrement aux grains, aux joints de grains, aux plans de base, aux points triples, et enfin aux fissures elles-mêmes. Nous nous sommes intéressés, pour notre étude statistique, à l'influence et l'interaction de plusieurs paramètres. Pour mettre en évidence la localisation de la fissuration, nous avons analysé les paramètres de longueur et d'orientation, et les éléments dénombrables (nombre de grains, de joints, de fissures...). Ces informations permettent d'utiliser des théories statistiques pour mettre en évidence les facteurs qui déclenchent la rupture. Les ruptures des matériaux polycristallins prennent naissance à partir d'éléments microstructuraux qui présentent, en général, une distribution statistique. Pour le cas particulier des matériaux fragiles, c'est souvent l'élément le moins résistant qui est responsable de la rupture de l'échantillon. Il est alors possible d'utiliser les théories statistiques dites "du maillon le plus faible". Cependant ces théories reposent sur des hypothèses fondamentales : le solide est une juxtaposition (en série) d'éléments indépendants vis à vis de la rupture, les fissures s'ouvrent sous l'effet d'une traction. Pour le cas particulier étudié ici, la première hypothèse de base n'est pas vérifiée. En effet, les grains de glace colonnaire ne sont pas indépendants les uns des autres vis à vis de la rupture : les plans de clivage se bloquent sur les joints de grains. D'autre part nous faisons des essais de compression et la théorie du maillon le plus faible a été établie dans le cadre d'essais de traction. Cependant pour mettre en évidence les paramètres influents, nous avons essayé de hiérarchiser et de corrélérer, pour le tiers central étudié, les informations provenant de l'analyse vidéo (fig. 6.1).

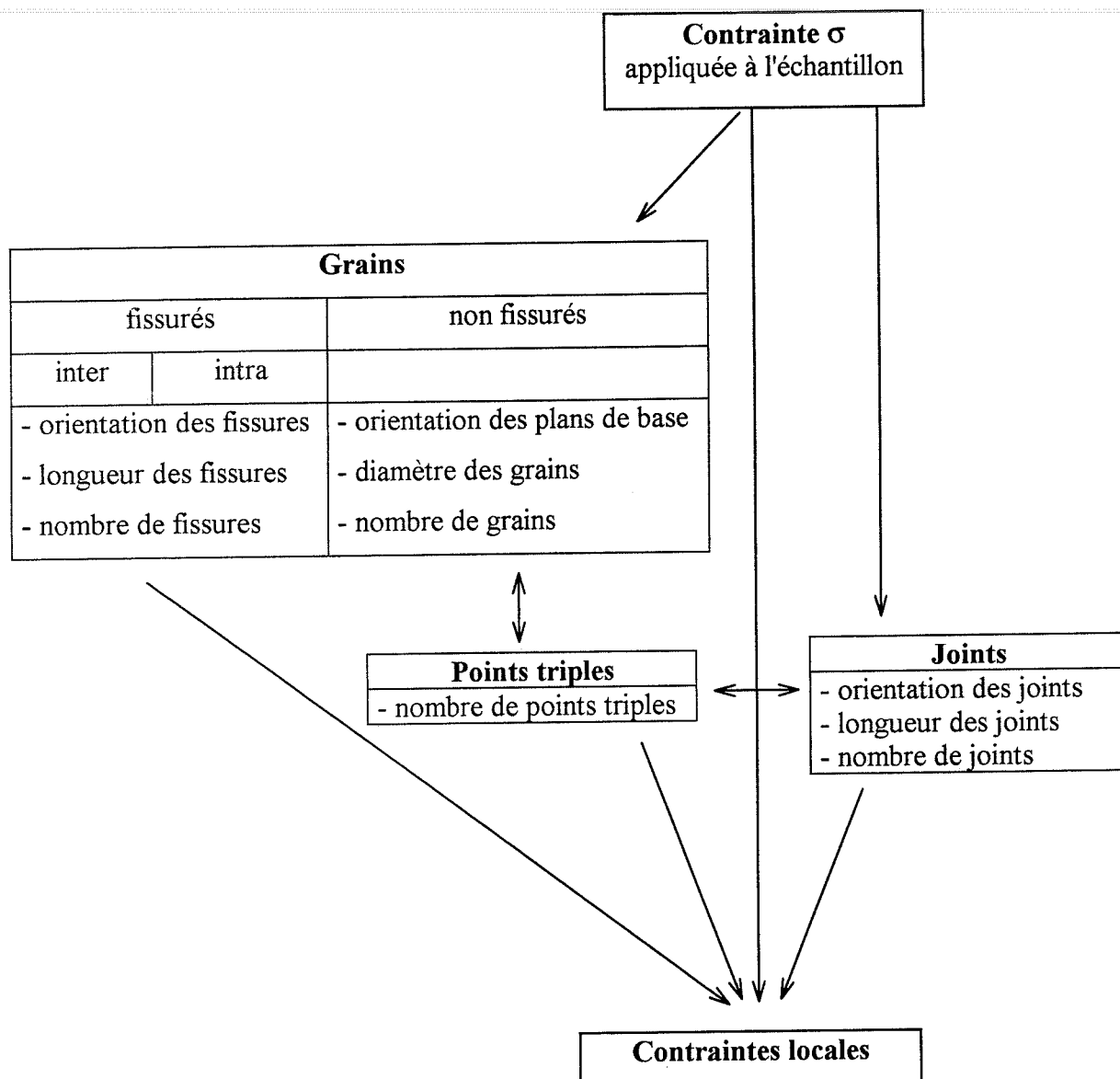


Figure 6.1 :

Schématisme de l'organigramme d'analyse statistique et mise en évidence des paramètres, orientation, longueur, nombre. Il y a relation de cause à effet entre les différents éléments (flèches).

6.2 Paramètres structuraux : *analyse globale.*

6.2.1 Présentation des résultats.

Dans ce paragraphe nous présentons la structure du tiers central des échantillons obtenue par le système d'analyse d'images.

Nous nous sommes particulièrement intéressés aux paramètres qui caractérisent le mieux la géométrie des grains et des joints de grains. Pour les premiers nous prendrons comme paramètre le diamètre moyen, pour les seconds nous prendrons la longueur. Le système d'analyse d'images permet d'avoir accès à la surface et au périmètre de chacun des grains. De plus ce système donne une information sur la circularité des grains et permet de déterminer deux longueurs caractéristiques (longueur L et largeur W) (fig. 6.2). Nous utilisons, pour calculer le diamètre moyen des grains, des méthodes stéréométriques appliquées aux surfaces planes et développées par Tomkeiff (1945) et Underwood (1970). La plupart des auteurs qui ont travaillé sur le sujet (Weeks et Ackley, 1986) assimilent la longueur caractéristique L_c au diamètre moyen des grains. Cette longueur caractéristique est définie par :

$$L_c = (L.W)^{1/2} \quad (6.1)$$

Pour notre part nous calculons le diamètre moyen des grains en faisant la moyenne de la longueur caractéristique et de l'intersectée (calculée à partir de la surface et du périmètre du grain (fig. 6.2)). La formulation est la suivante :

$$d_m = \frac{1}{2} \left(\sqrt{LW} + \frac{\pi S}{P} \right) \quad (6.2)$$

Cette valeur sert de base à notre analyse statistique.

Les figures (6.3 à 6.7) donnent le squelette granulaire du tiers central des échantillons déterminé par le logiciel Optimas à partir duquel nous déterminons la répartition granulaire. La surface des grains est déterminée par le logiciel Optimas à ± 1 pixel, c'est à dire, avec la calibration, à $\pm 9.10^{-4}$ cm². Les figures (6.8 à 6.12) donnent l'histogramme en fréquence de la taille moyenne des grains. Nous avons rassemblé dans le tableau (6.1)* les résultats globaux de l'analyse granulaire.

Le nombre de grains dans le tiers central de l'échantillon correspond au nombre de contours fermés détectés par Optimas. De la même façon, nous donnons les histogrammes en fréquence de la taille moyenne des joints de grains détectés dans le tiers central de l'échantillon (fig. 6.13 à 6.17). La longueur moyenne des grains est calculée par le logiciel qui effectue un comptage

* Les tableaux de données du chapitre 6 sont rassemblés dans l'annexe EVI.

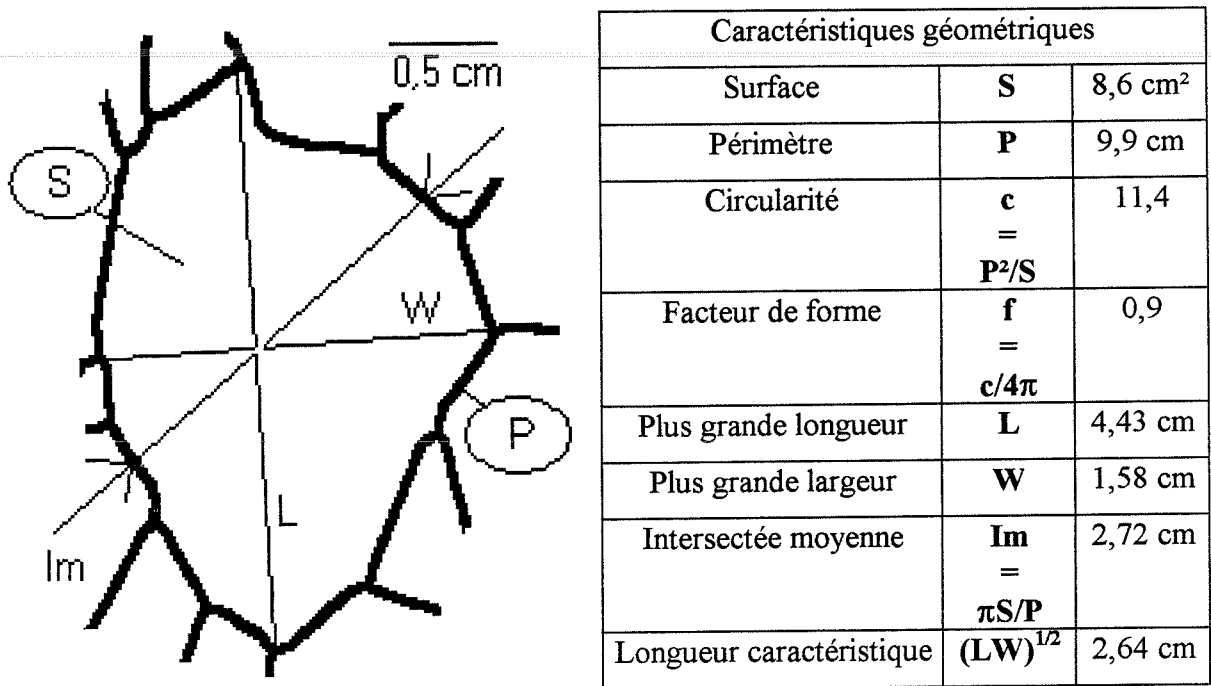


Figure 6.2 :

Exemple de détermination des paramètres géométriques à l'aide du logiciel d'analyse d'images Optimas.

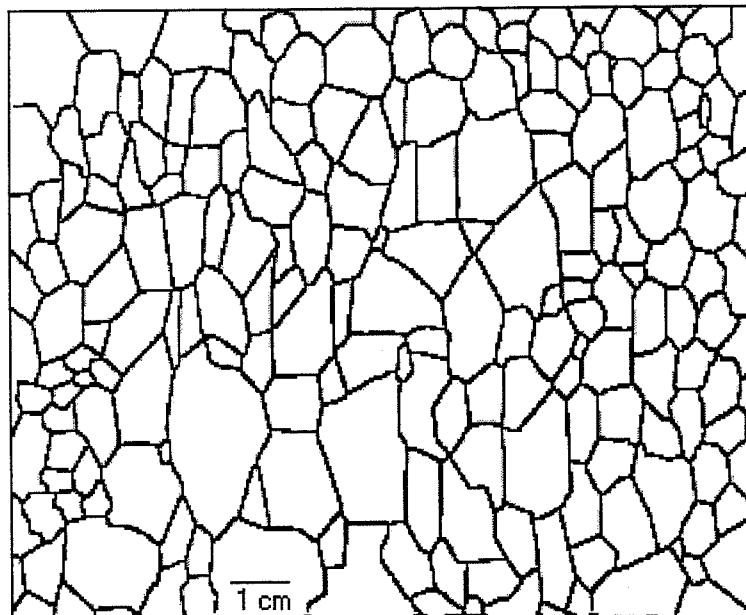


Figure 6.3 :

Structure granulaire du tiers central de l'échantillon N°2 (glace colonnaire naturelle).

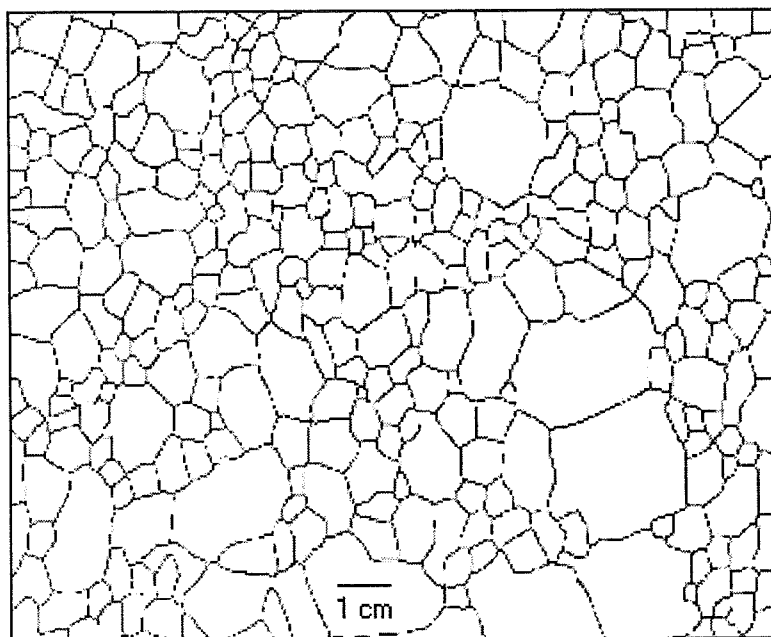


Figure 6.4 :

Structure granulaire du tiers central de l'échantillon N°6 (glace colonnaire naturelle).

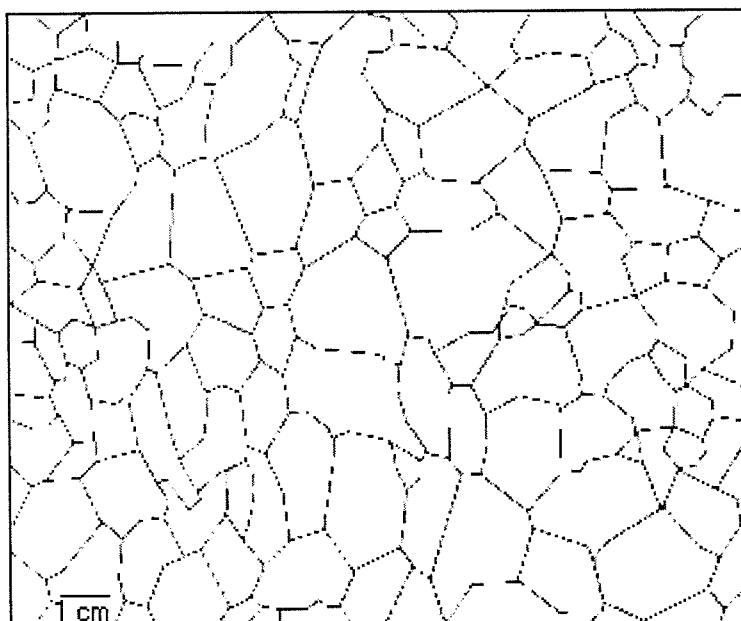


Figure 6.5 :

Structure granulaire du tiers central de l'échantillon N°9 (glace colonnaire "modèle").

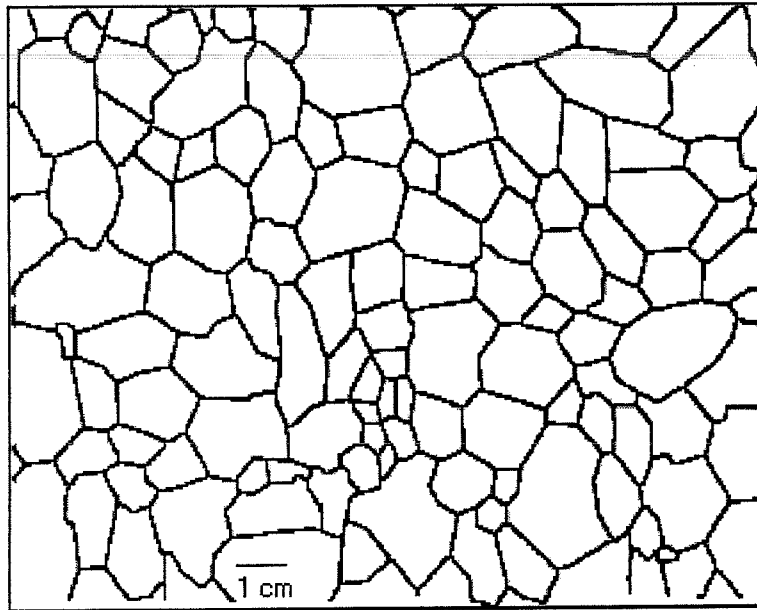


Figure 6.6 :

Structure granulaire du tiers central de l'échantillon N°18 (glace colonnaire "modèle").

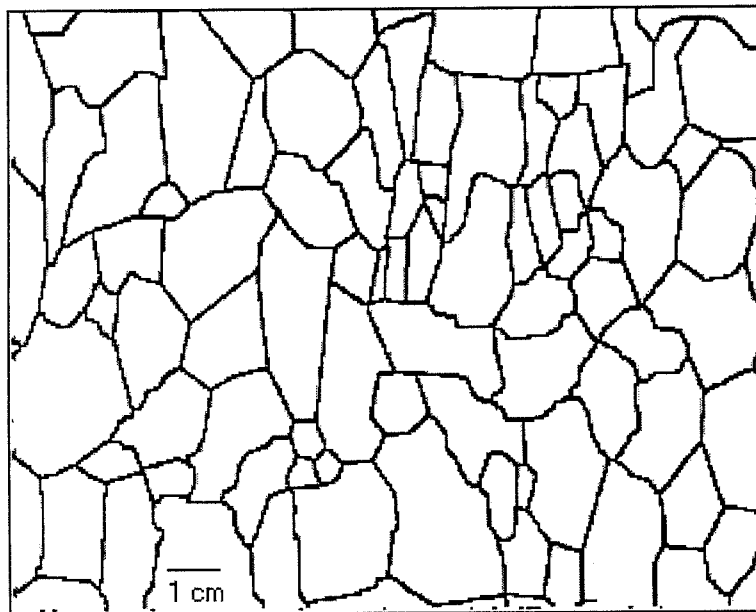


Figure 6.7 :

Structure granulaire du tiers central de l'échantillon N°19 (glace colonnaire "modèle").

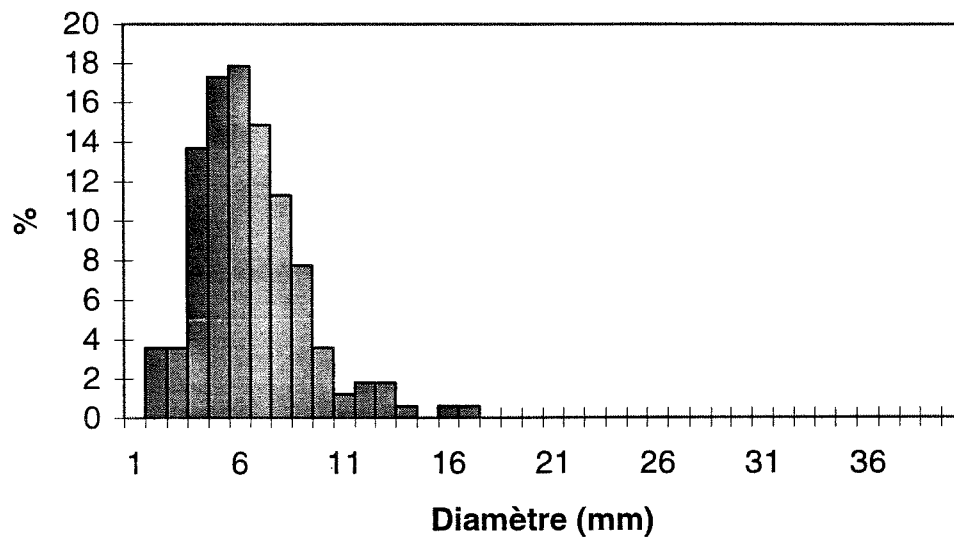


Figure 6.8 :

Histogramme de la taille moyenne des grains de l'échantillon N°2 (glace colonnaire naturelle).

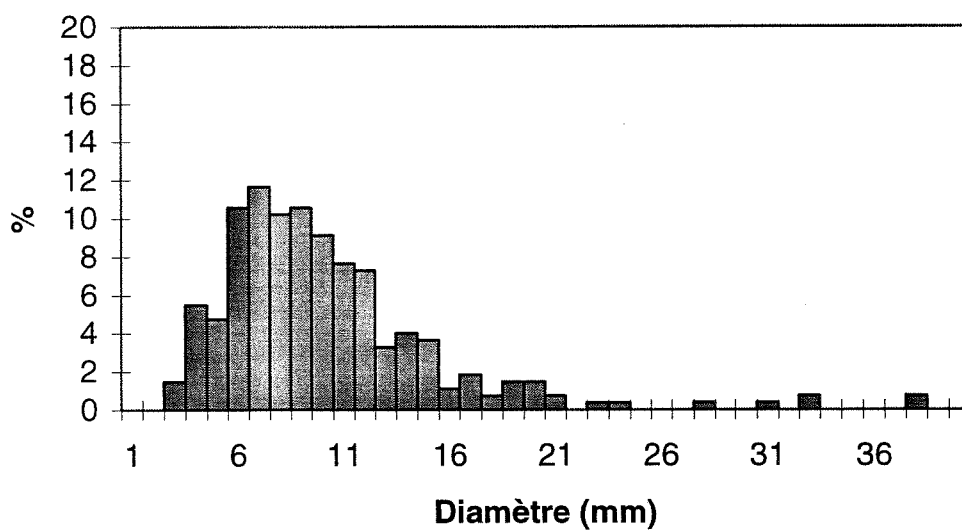


Figure 6.9 :

Histogramme de la taille moyenne des grains de l'échantillon N°6 (glace colonnaire naturelle).

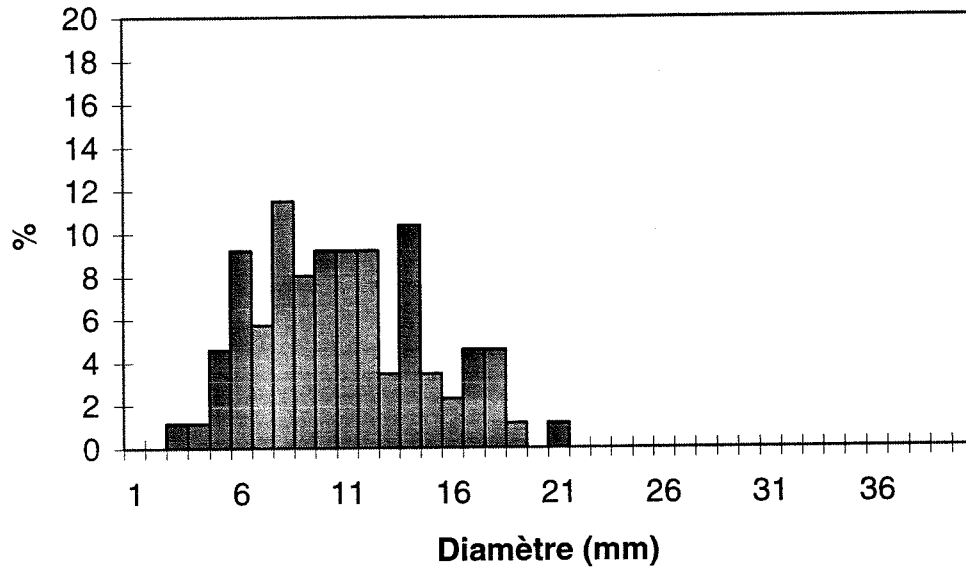


Figure 6.10 :

Histogramme de la taille moyenne des grains de l'échantillon N°9 (glace colonnaire "modèle").

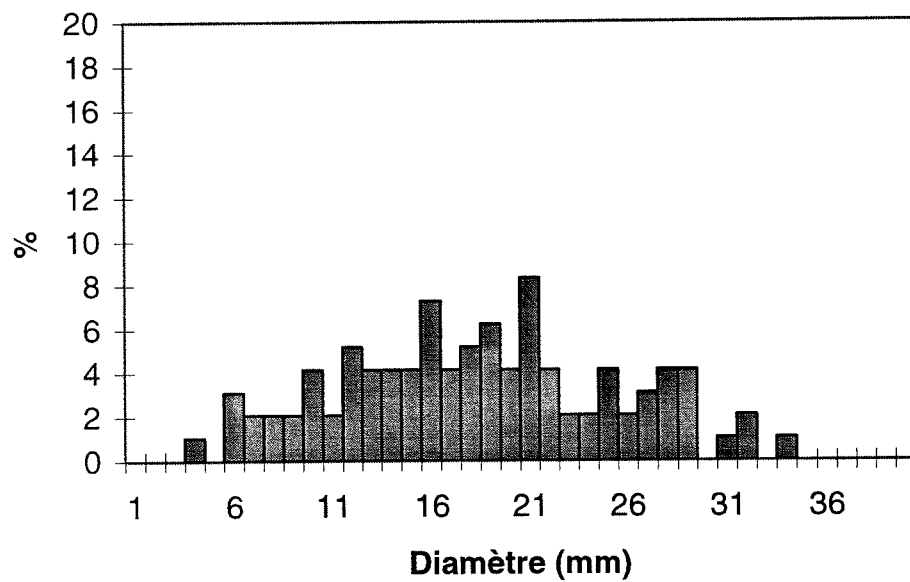


Figure 6.11 :

Histogramme de la taille moyenne des grains de l'échantillon N°18 (glace colonnaire "modèle").

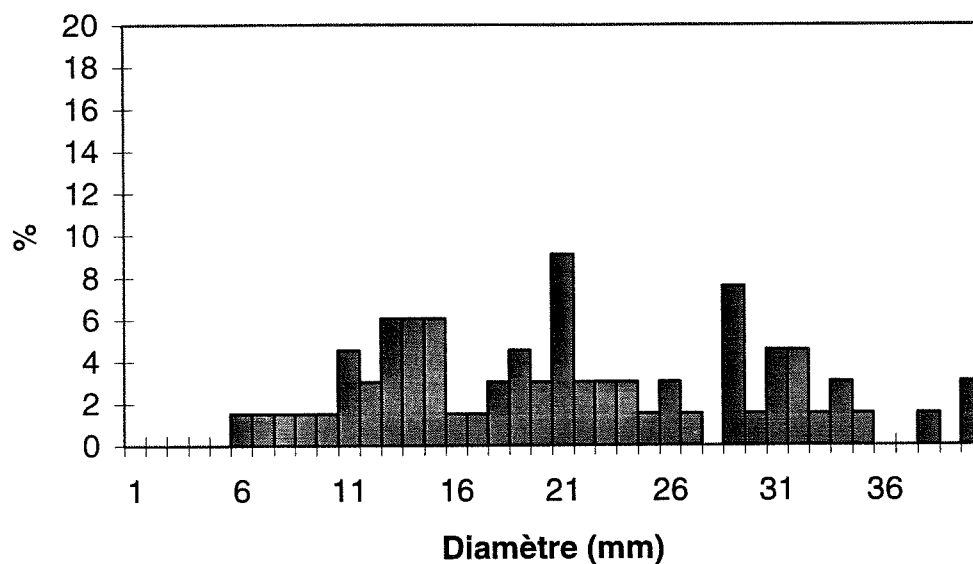


Figure 6.12 :

Histogramme de la taille moyenne des grains de l'échantillon N°19 (glace columnaire "modèle").

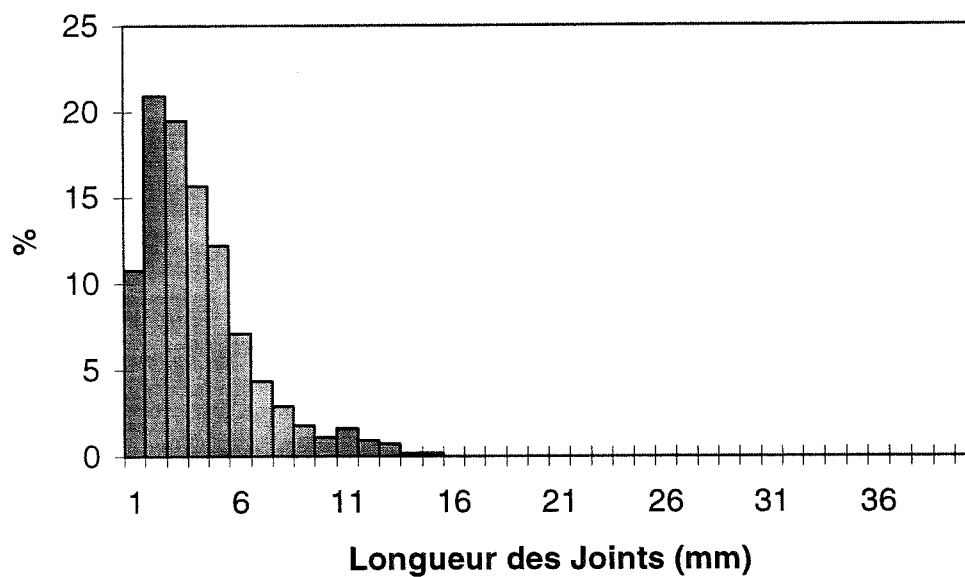


Figure 6.13 :

Histogramme de la longueur moyenne des joints de grains sur l'échantillon N°2 (glace columnaire naturelle).

de pixels (à ± 1 pixel) sur la ligne à analyser (joint). Suite à ce dénombrement, le logiciel Optimas transforme le nombre de pixel de chaque ligne en longueur (exprimée en cm) en fonction de la calibration (à $\pm 0,03$ cm). Nous avons rassemblé dans le tableau (6.2) les résultats globaux de l'analyse d'image, obtenus sur les joints de grains et les points triples.

6.2.2 Analyse des distributions.

Afin de réduire nos données à des paramètres de position, nous caractérisons les répartitions de taille (grains et joints) par la moyenne arithmétique, d'abord parce que c'est le paramètre le plus courant et enfin parce que c'est celui qui est le plus représentatif de l'ensemble des données (Pacé et Cluzel, 1988). Cependant il convient d'abandonner la moyenne arithmétique lorsque la distribution est bimodale ou plurimodale et lorsque la série comporte des valeurs extrêmes aberrantes (se reporter au paragraphe 6.3.1).

Nous comparons les histogrammes de la taille moyenne des grains à une loi normale pour estimer les modes des répartitions et évaluer les dispersions. La loi normale est une référence qui doit être considérée sous deux aspects : d'une part elle apparaît comme une limite asymptotique de diverses lois de répartition et d'autre part, certaines conditions, fréquentes dans les phénomènes naturels, suffisent pour que la distribution d'une grandeur tende à être gaussienne. Pour les données relatives à la taille moyenne des grains, nous remarquons que pour la glace colonnaire "modèle" les dispersions restent toujours inférieures à celles obtenues sur de la glace colonnaire naturelle (tab. 6.1), et en ce qui concerne les répartitions, que les distributions tendent à être gaussiennes (fig. 6.18). Nous constatons que sur la glace "modèle" la forme des grains se rapproche plus sûrement d'un hexagone que d'un polygone quelconque. Ces résultats sont assez logiques puisque le germe qui a servi à la croissance de cette glace a été spécialement élaboré à cet effet. Pour les joints de grains (fig. 6.19) le résultat est le même et confirme notre information sur la forme optimale des grains. Il convient cependant de rester prudent et de ne pas conclure trop vite. Il n'y a en effet aucune raison particulière pour que la distribution de la taille des grains et des joints de grains soit du type Laplace-Gauss ou d'un tout autre type. Les distributions de taille restent ce qu'elles sont. Par contre elles auront certainement une influence sur la germination des fissures, en particulier si elles présentent des caractères plurimodaux très marqués.

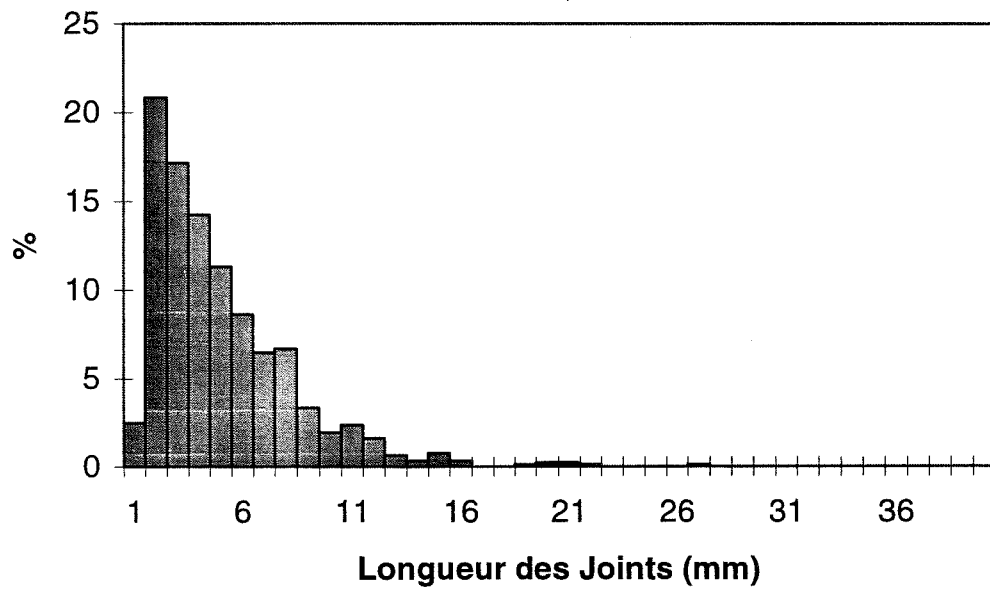


Figure 6.14 :

Histogramme de la longueur moyenne des joints de grains sur l'échantillon N°6 (glace columnaire naturelle).

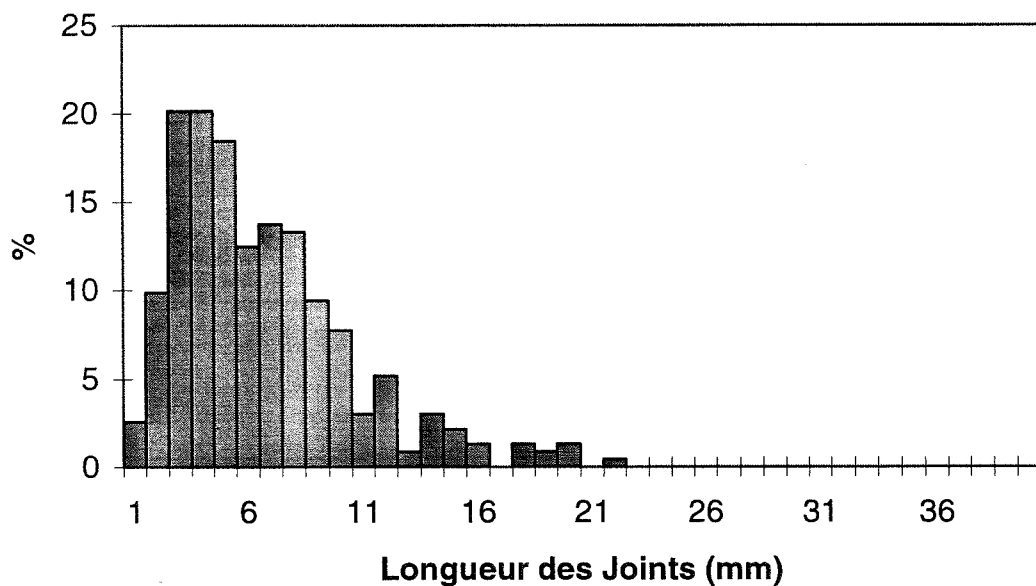


Figure 6.15 :

Histogramme de la longueur moyenne des joints de grains sur l'échantillon N°9 (glace columnaire "modèle").

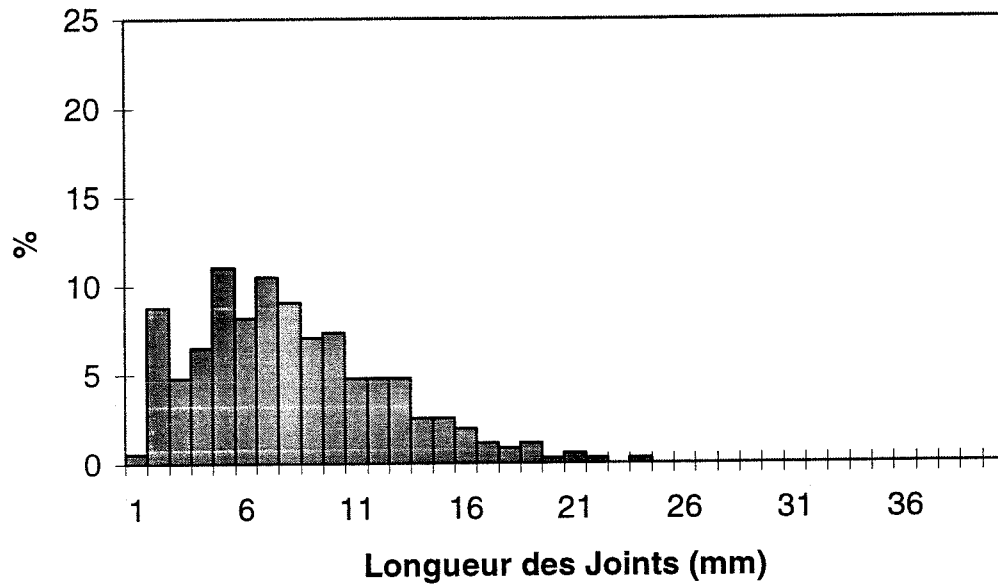


Figure 6.16 :

Histogramme de la longueur moyenne des joints de grains sur l'échantillon N°18 (glace colonnaire "modèle").

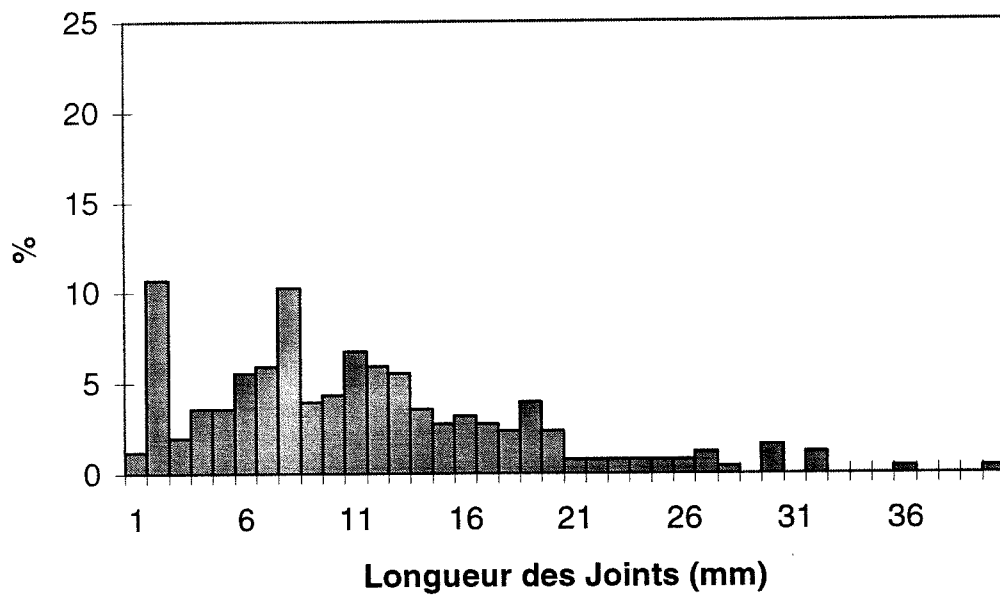


Figure 6.17 :

Histogramme de la longueur moyenne des joints de grains sur l'échantillon N°19 (glace colonnaire "modèle").

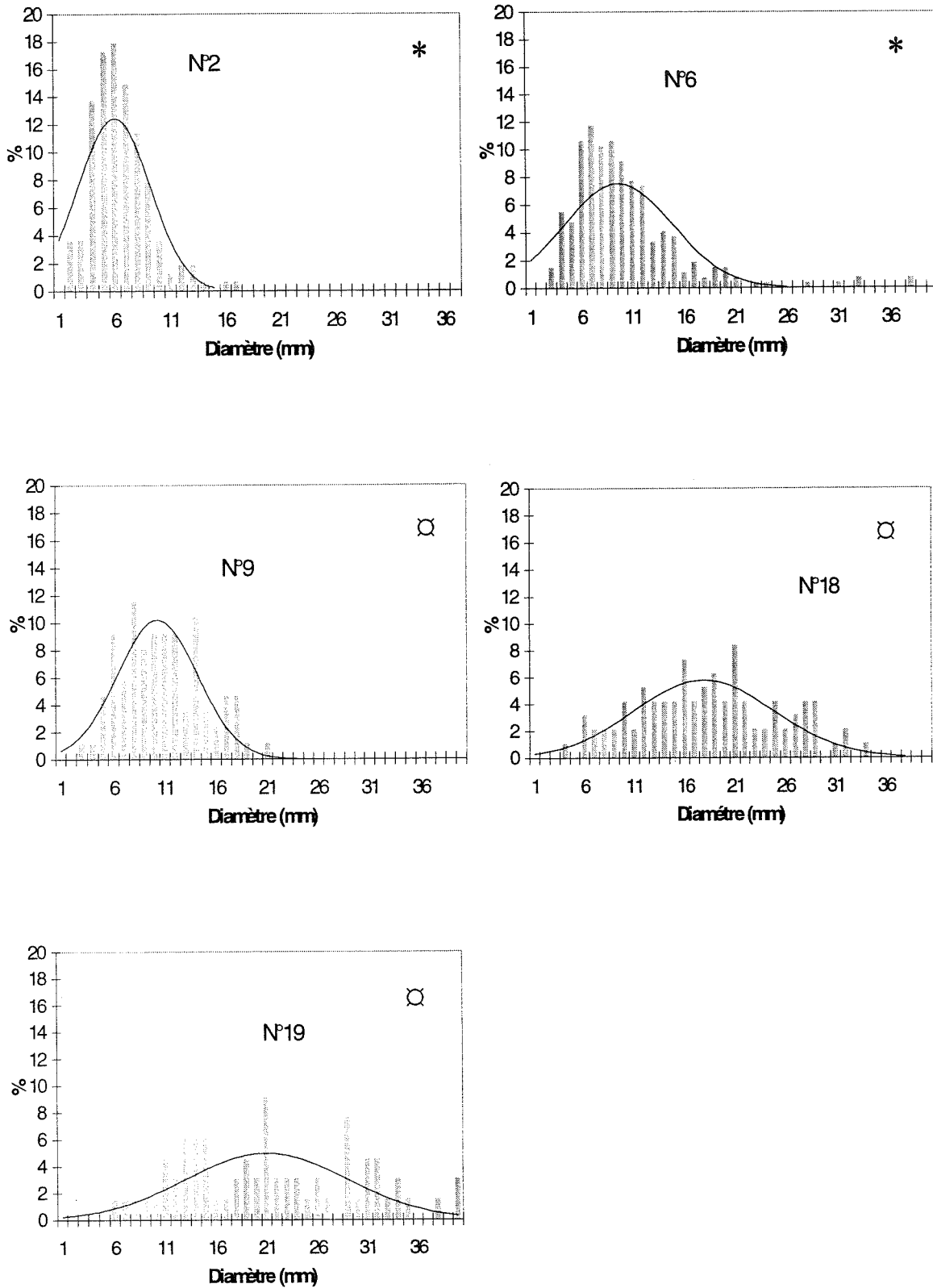


Figure 6.18 :

Comparaison de l'histogramme de la taille moyenne des grains avec une loi normale ou distribution Gaussienne (glace naturelle et □ glace "modèle").*

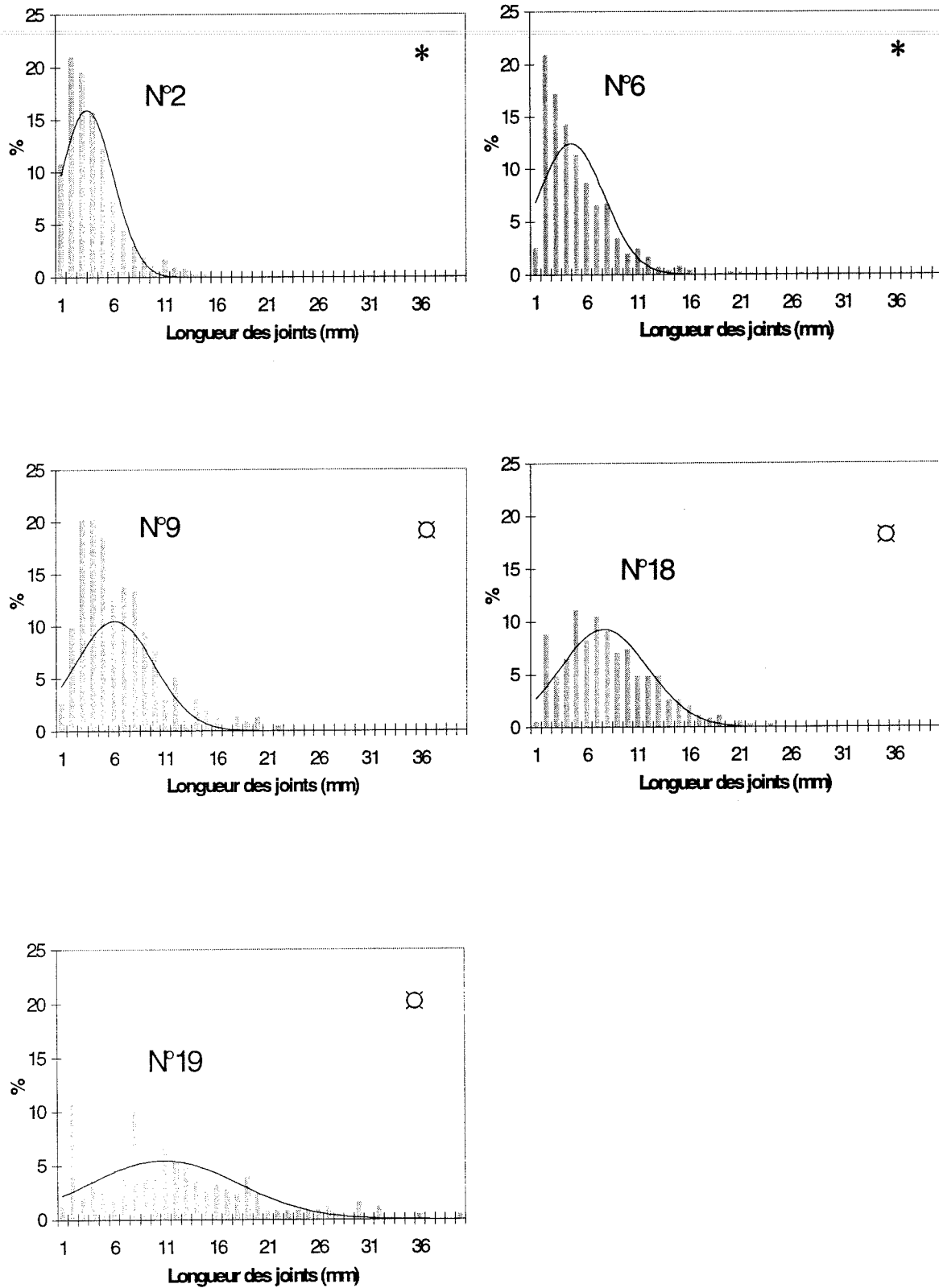


Figure 6.19 :

Comparaison de l'histogramme de la longueur moyenne des joints avec une loi normale ou distribution Gaussienne (glace naturelle et □ glace "modèle").*

6.3 Paramètres d'orientation : *analyse globale.*

6.3.1 Présentation des résultats.

Nous présentons dans ce paragraphe les paramètres d'orientation des grains obtenus d'une part par l'analyse d'image, et d'autre part par l'analyse de lames minces de glace taillées dans le tiers central de chacun des échantillons.

Dans un premier temps nous nous sommes particulièrement intéressés à l'orientation des joints de grains, déterminée par le logiciel Optimas. A l'aide d'un sous programme d'analyse d'images, nous pouvons déterminer l'orientation des joints de grains par rapport à la direction de compression. Dans un premier temps le sous programme transforme les joints en segments rectilignes facilement orientables. L'opération consiste à faire passer par un joint de grain une ligne droite dont l'orientation est l'orientation moyenne du joint (fig. 6.20). L'orientation du joint est ensuite déterminée automatiquement par le logiciel Optimas (fig. 6.21). Les figures (6.22) à (6.26) donnent les diagrammes radars des orientations des joints de grains (de 10 degrés en 10 degrés) par rapport à la direction de compression. Nous avons rassemblé dans le tableau (6.3) les résultats globaux de l'orientation moyenne (médiane) des joints de grains des échantillons. Nous préférons caractériser, pour l'orientation, les paramètres de position par la médiane car les distributions d'orientation présentent des caractères plurimodaux assez marqués et dans ce cas la moyenne arithmétique perd toute signification. Cependant la médiane ne remplit pas toutes les conditions de Yule (Pacé et Cluzel, 1988), elle dépend de la répartition des événements mais non de leur valeur et ne rend pas compte de toutes les observations de la série. Pour caractériser les observations et leurs dispersions, nous calculons l'écart médian pour chacune des séries. L'écart médian, ou écart "équiprobable", est l'écart qui a une chance sur deux d'être dépassé. Il y a 50 % des valeurs dans l'intervalle qui correspond à l'écart médian (cet intervalle étant centré sur la médiane). En ce qui concerne les orientations des joints de grains par rapport à la direction de compression, nous constatons que l'écart médian moyen est de 52 ° et que la médiane moyenne est orientée à 80 °. Il y a donc 50 % des joints qui sont compris entre 54 ° et 106 °.

En ce qui concerne les orientations cristallographiques des grains, nous présentons les textures du tiers central des échantillons, obtenues par l'analyse de lames minces de glace en utilisant l'appareil tétra-axial (Lliboutry, 1964). La direction des axes optiques a été déterminée en amenant chacun des cristaux en position équatoriale (Choumsky, 1958). Le résultat de ces mesures pour un échantillon consiste en une gerbe de directions d'axes



Figure 6.20 :

Transformation automatique des joints de grains en segments rectilignes orientables par le logiciel Optimas.

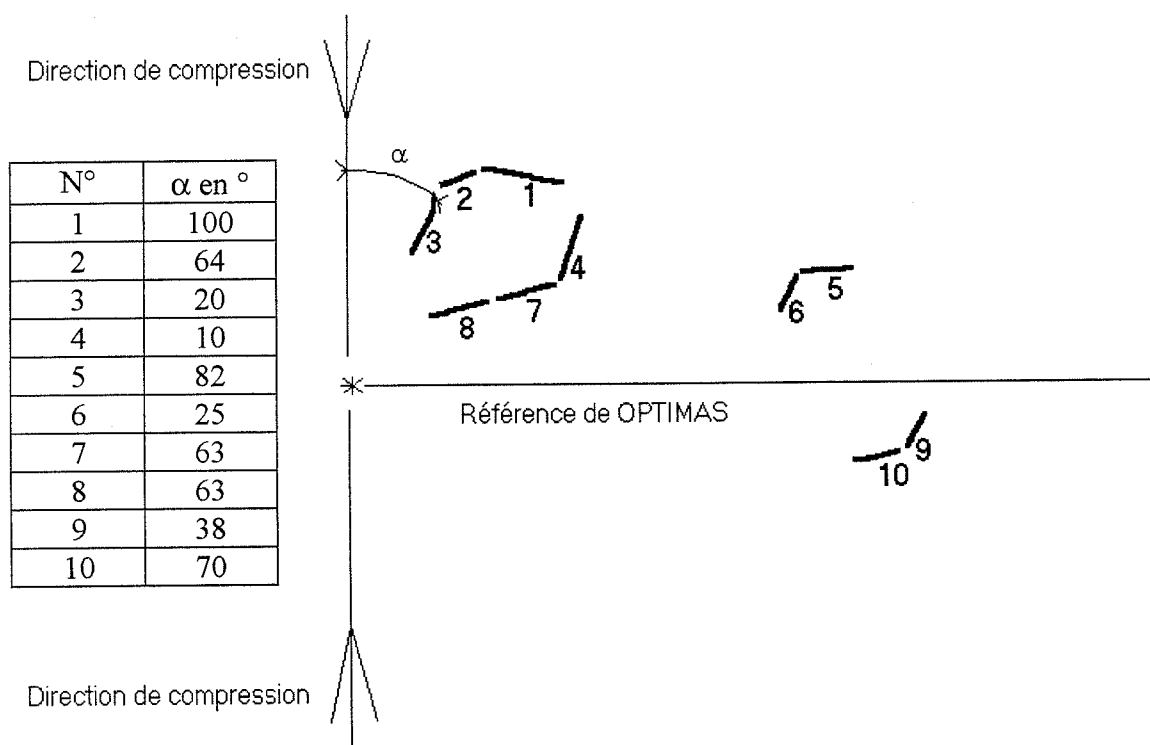


Figure 6.21 :

Détermination automatique de l'orientation de chacun des segments qui correspondent aux joints de grains, par rapport à la direction de compression.

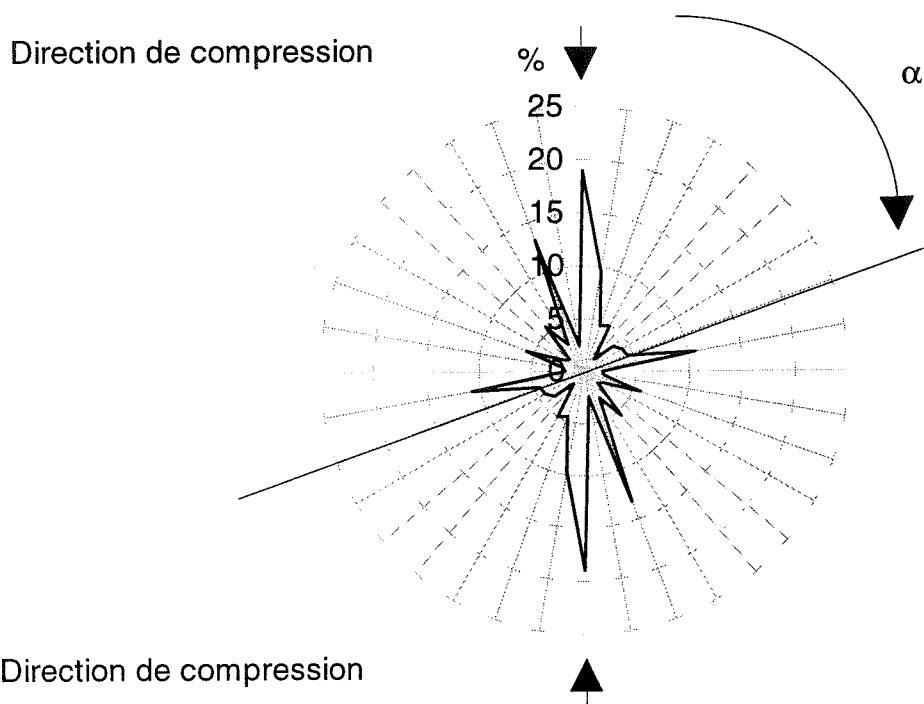


Figure 6.22 :

Orientation des joints de grains de l'échantillon N°2 (glace colonnaire naturelle).

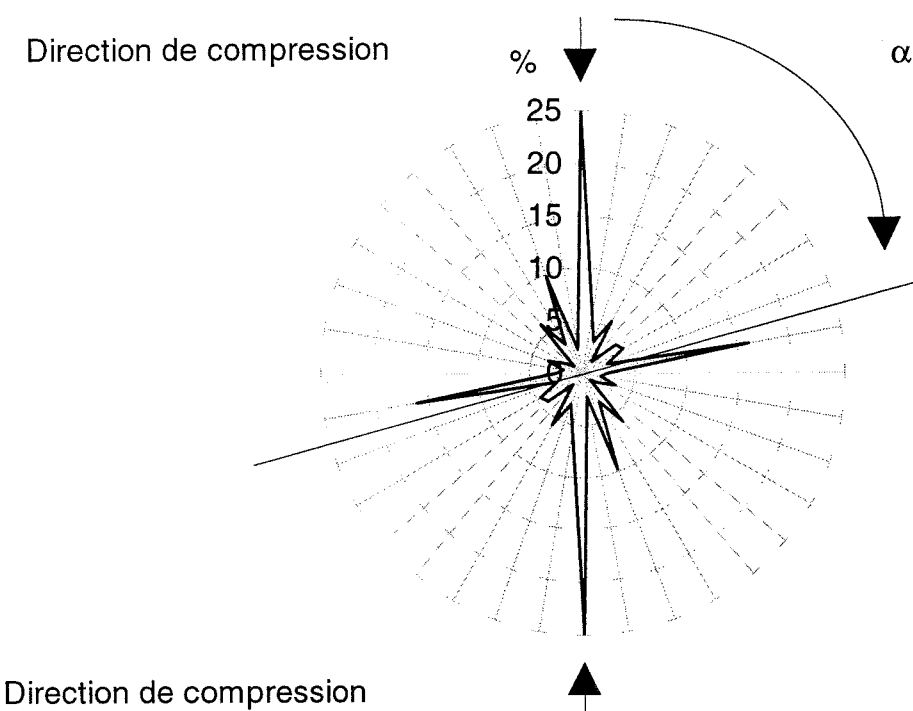


Figure 6.23 :

Orientation des joints de grains de l'échantillon N°6 (glace colonnaire naturelle).

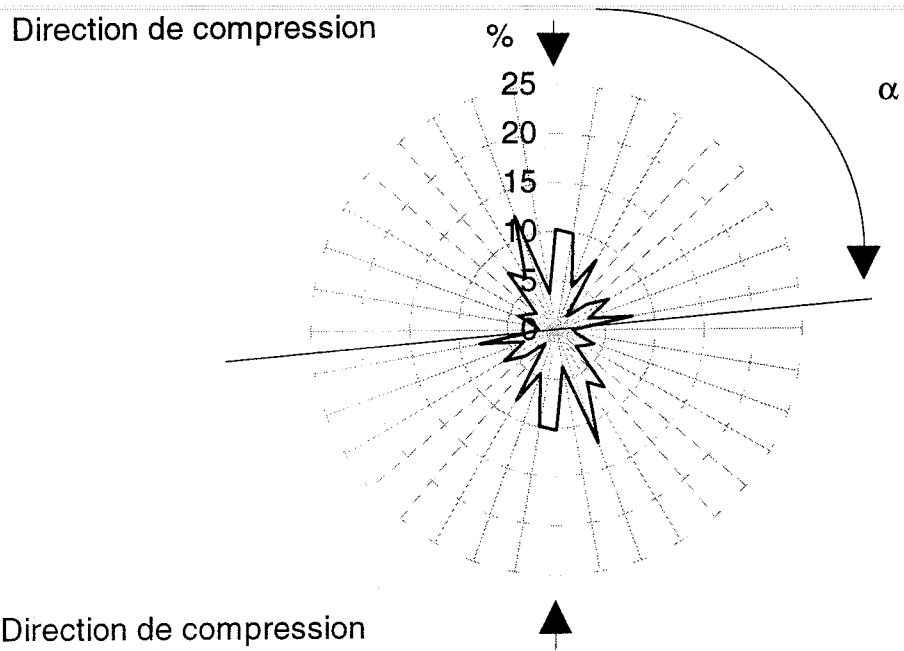


Figure 6.24 :

Orientation des joints de grains de l'échantillon N°9 (glace colonnaire "modèle").

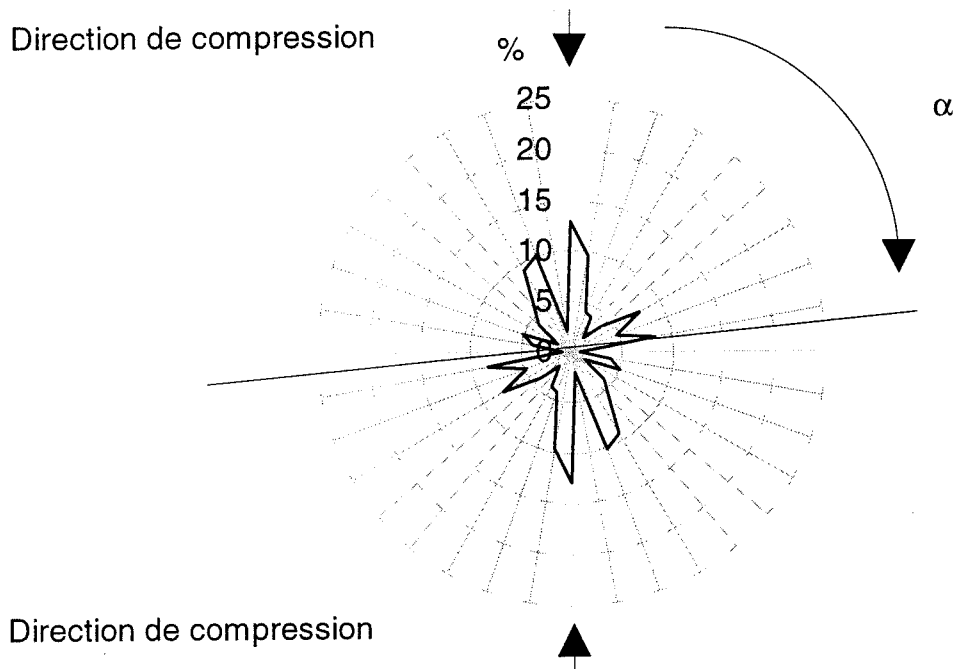


Figure 6.25 :

Orientation des joints de grains de l'échantillon N°18 (glace colonnaire "modèle").

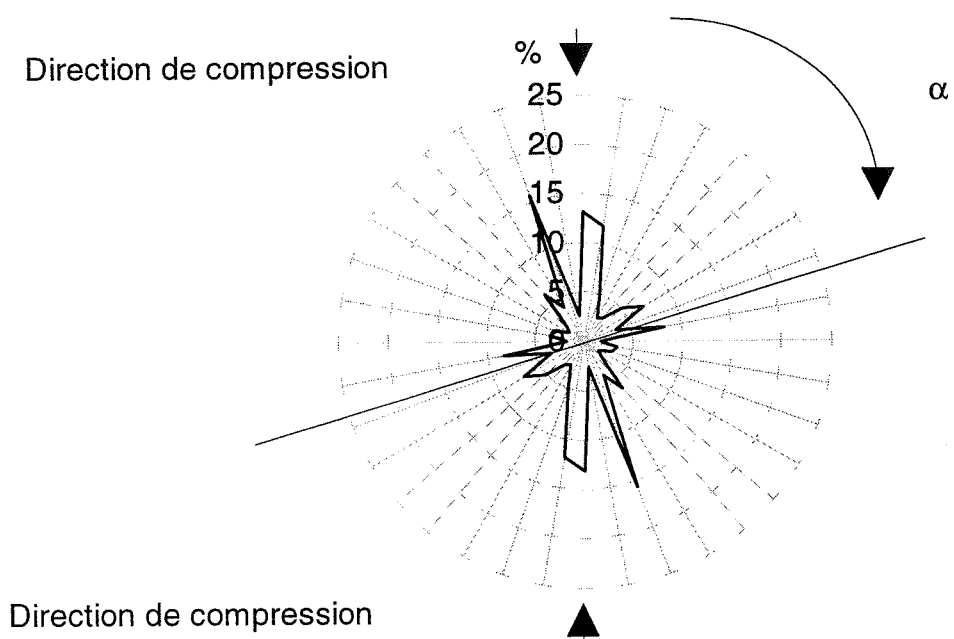


Figure 6.26 :

Orientation des joints de grains de l'échantillon N°19 (glace colonnaire "modèle").

optiques, c'est à dire en un ensemble de points sur une demi-sphère. La texture est la représentation de la demi-sphère sur le plan, réalisée en utilisant la projection équi-aérale de Schmidt, qui comme son nom l'indique conserve les surfaces, mais non les angles (Lliboutry, 1964). Les figures (6.27) à (6.31) donnent les directions des axes optiques, ou textures, représentées dans un diagramme de Schmidt. Les figures (6.32) à (6.36) donnent les diagrammes radars des orientations des plans de base (de 10 degrés en 10 degrés) de chacun des grains par rapport à la direction de compression. Nous avons rassemblé dans le tableau (6.4) les résultats globaux de l'orientation moyenne (médiane) des plans de base des grains.

6.3.2 Analyse des distributions.

L'analyse des textures des lames minces de glace montre que la glace colonnaire "modèle" présente des axes cristallographiques coplanaires: ceci est logique puisque le germe de croissance a été orienté à cet effet. Nous constatons aussi que pour la glace "modèle", les plans de base présentent des caractères plurimodaux assez marqués. Ceci est également logique car, comme le germe est construit grain par grain, il est très difficile de le rendre isotrope vis à vis de l'orientation cristallographique. Ce caractère particulier d'orientation aura certainement une incidence directe sur la germination des fissures. En effet, dans ces conditions, le tiers central de l'échantillon ne peut plus être considéré comme macroscopiquement isotrope.

Afin de réduire nos données à des paramètres de position, nous caractérisons les répartitions d'orientation par la médiane qui dans le cas présent est le paramètre le plus représentatif. En effet les distributions d'orientation présentent des caractères plurimodaux assez marqués. Pour les orientations des plans de base, le résultat est sensiblement le même que pour les joints de grains. L'écart médian moyen est de 45° et la médiane moyenne est orientée à 81° . Il y a donc 50 % des grains qui ont une orientation comprise entre $57,5^\circ$ et $102,5^\circ$. D'une façon générale il semble que les orientations soient principalement marquées autour de 90° . Il convient cependant de ne pas trop généraliser et d'analyser échantillon par échantillon l'influence de ce paramètre de position sur la germination des fissures.

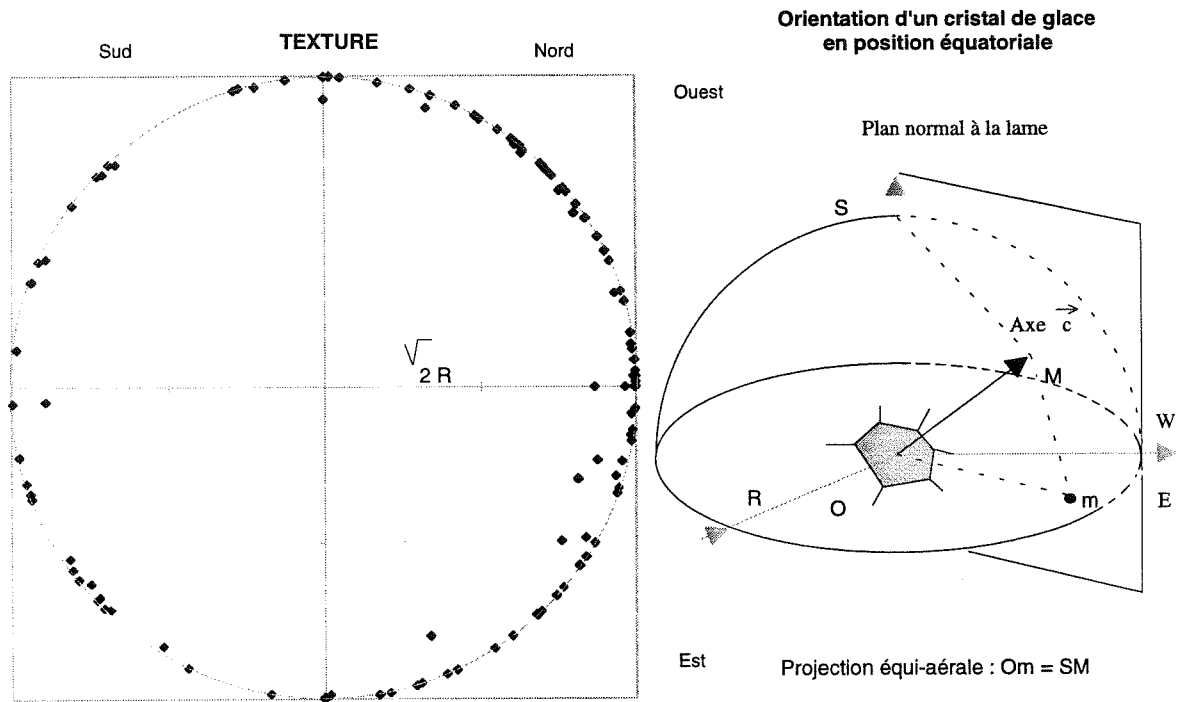


Figure 6.27 :

Texture de l'échantillon N°2 (glace colonnaire naturelle).

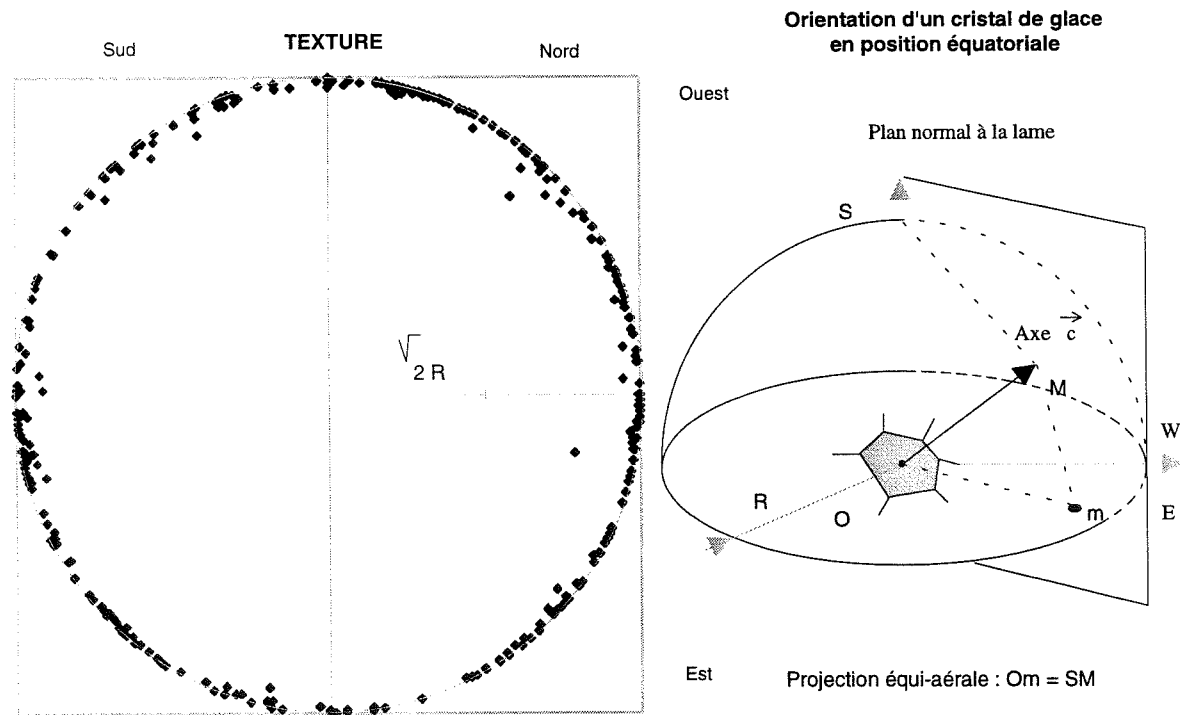


Figure 6.28 :

Texture de l'échantillon N°6 (glace colonnaire naturelle).

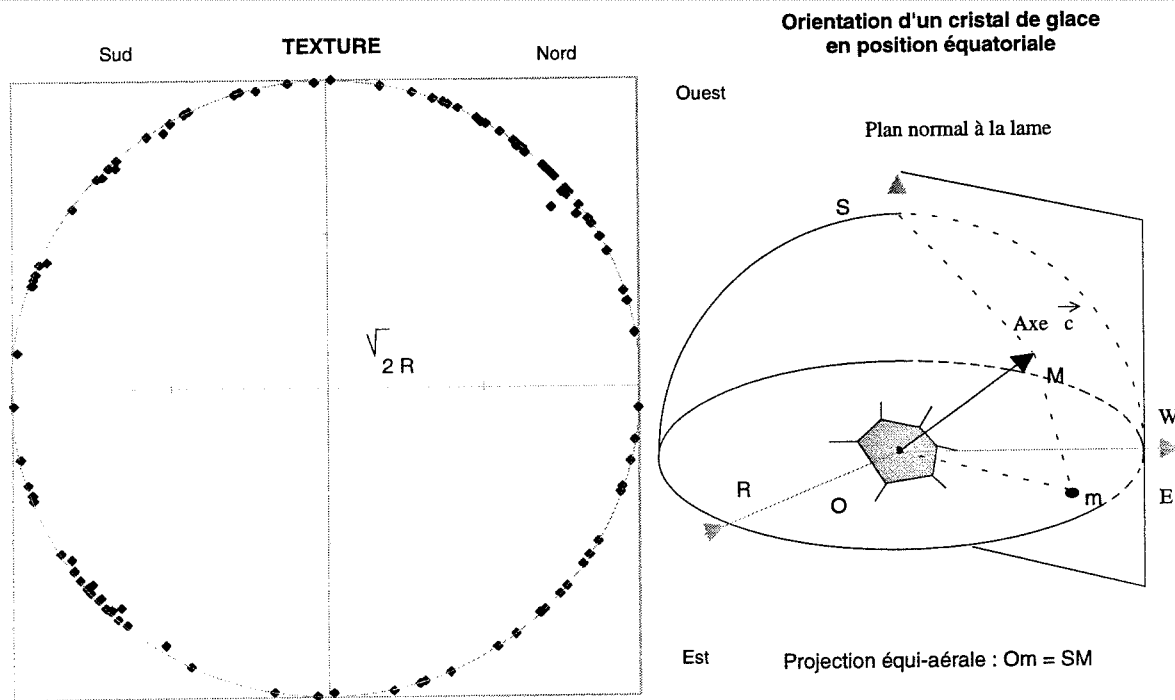


Figure 6.29 :

Texture de l'échantillon N°9 (glace colonnaire "modèle").

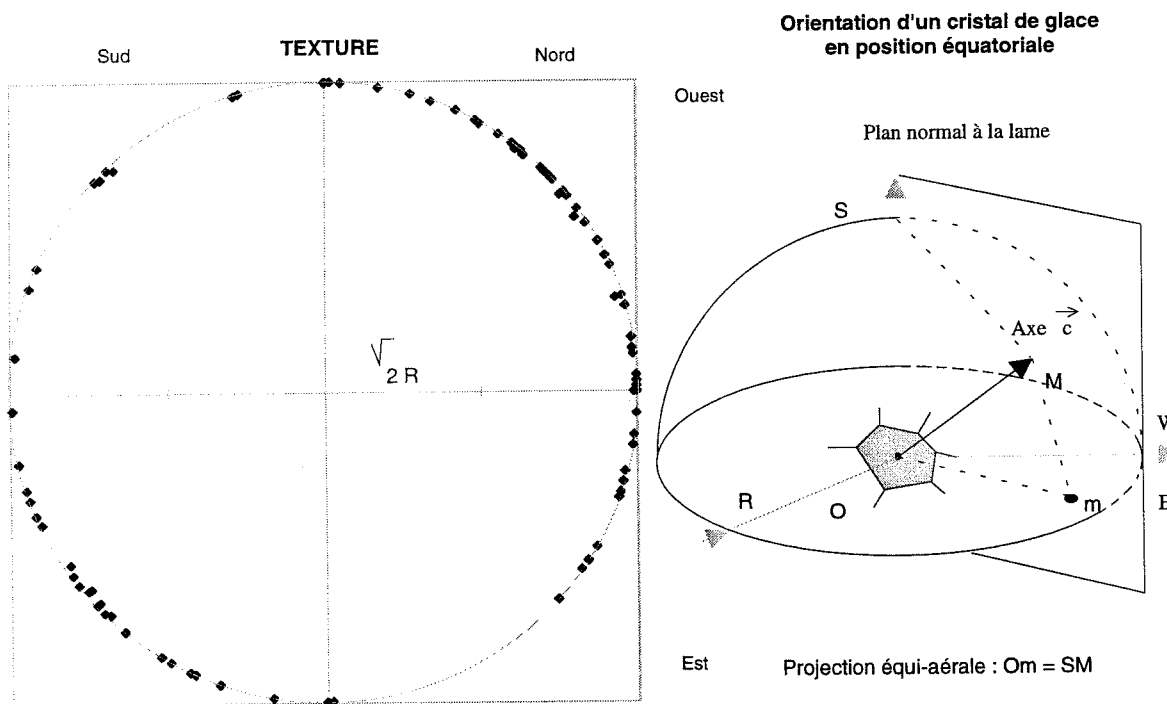


Figure 6.30 :

Texture de l'échantillon N°18 (glace colonnaire "modèle").

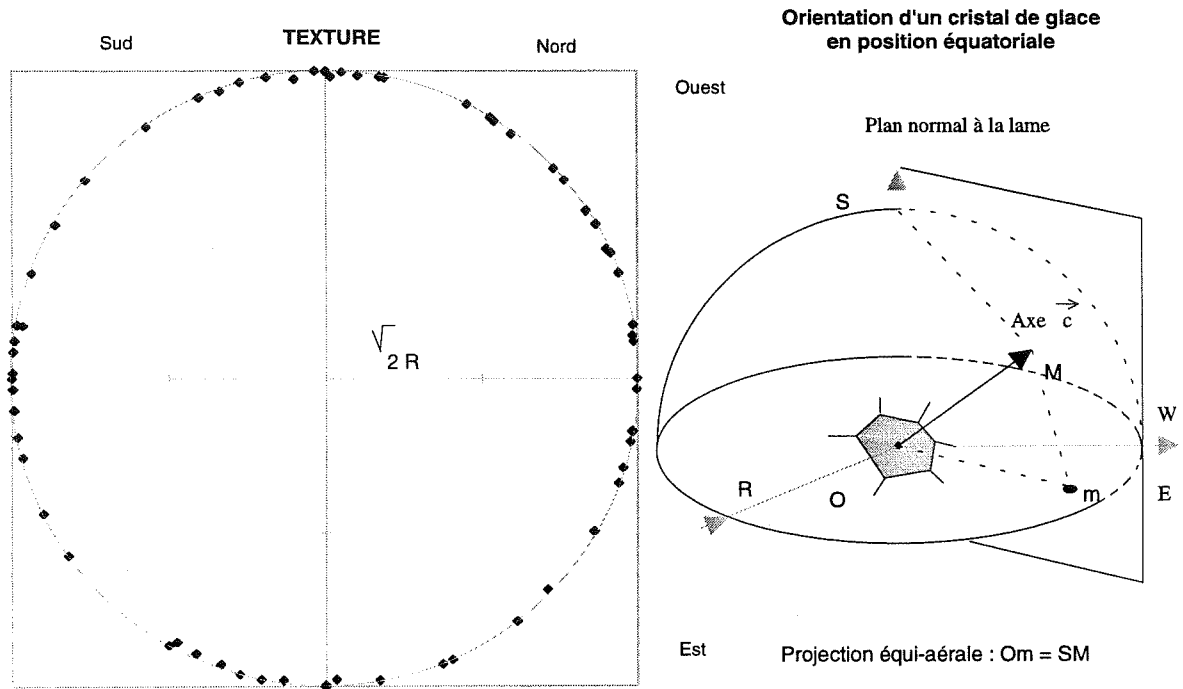


Figure 6.31 :

Texture de l'échantillon N°19 (glace columnaire "modèle").

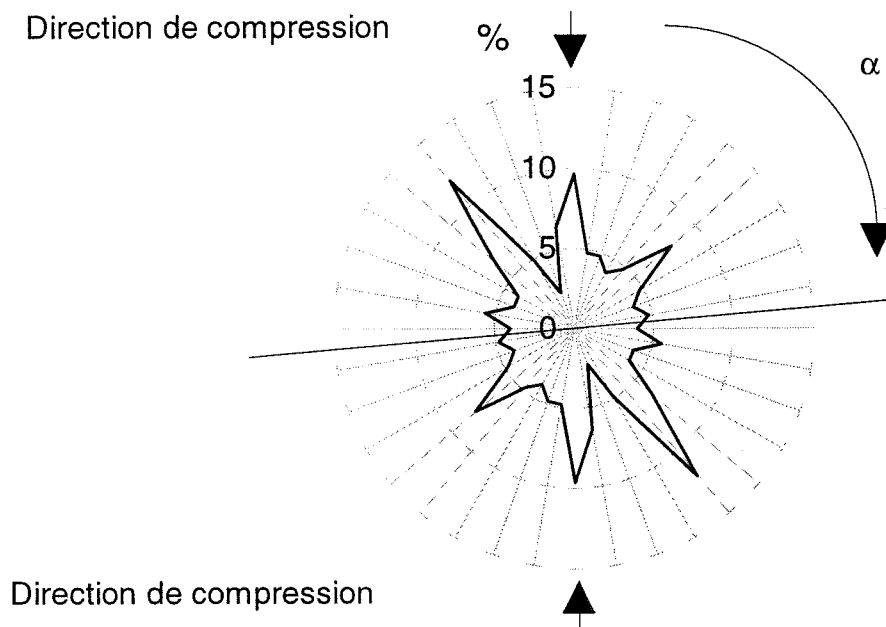


Figure 6.32 :

Orientation des plans de base des grains de l'échantillon N°2 (glace columnaire naturelle).

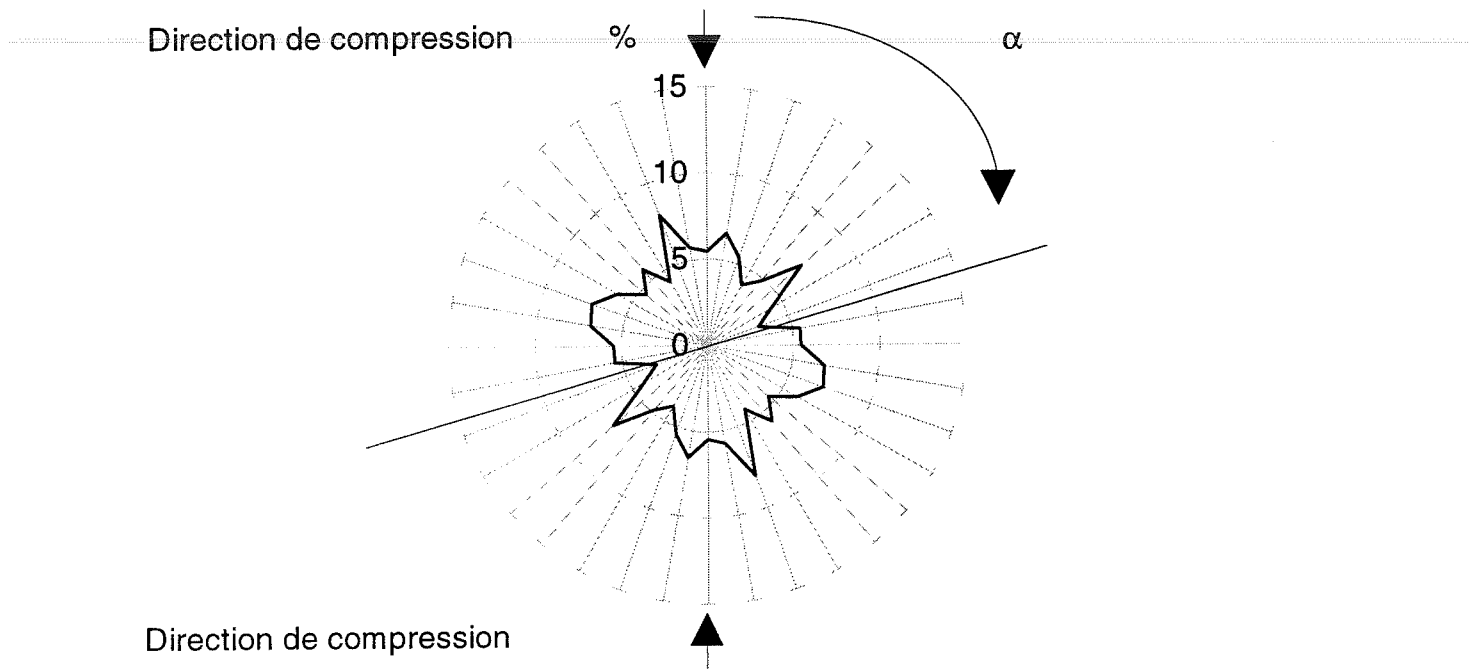


Figure 6.33 :

Orientation des plans de base des grains de l'échantillon N°6 (glace colonnaire naturelle).

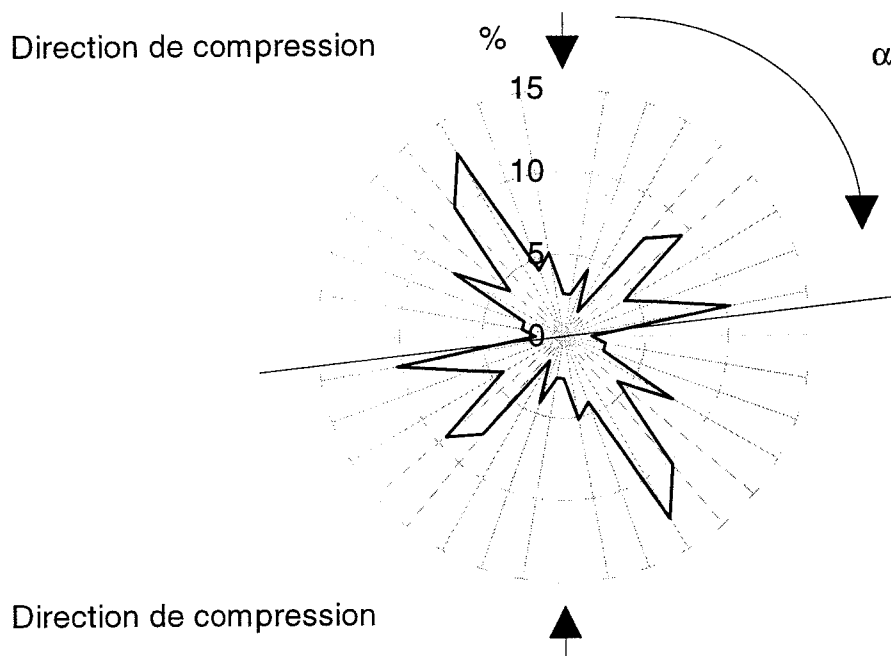


Figure 6.34 :

Orientation des plans de base des grains de l'échantillon N°9 (glace colonnaire "modèle").

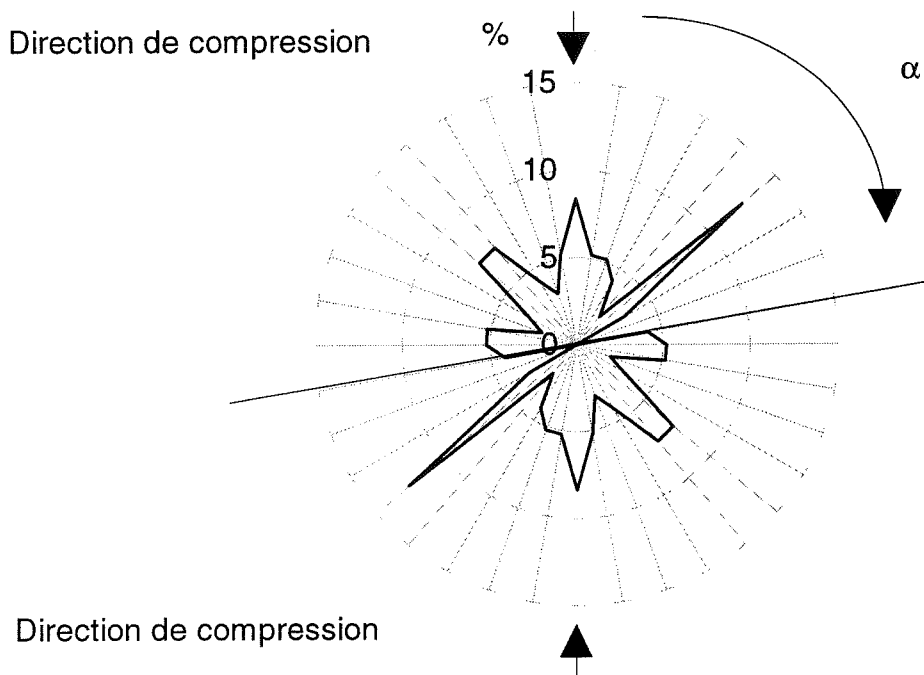


Figure 6.35 :

Orientation des plans de base des grains de l'échantillon N°18 (glace colonnaire "modèle").

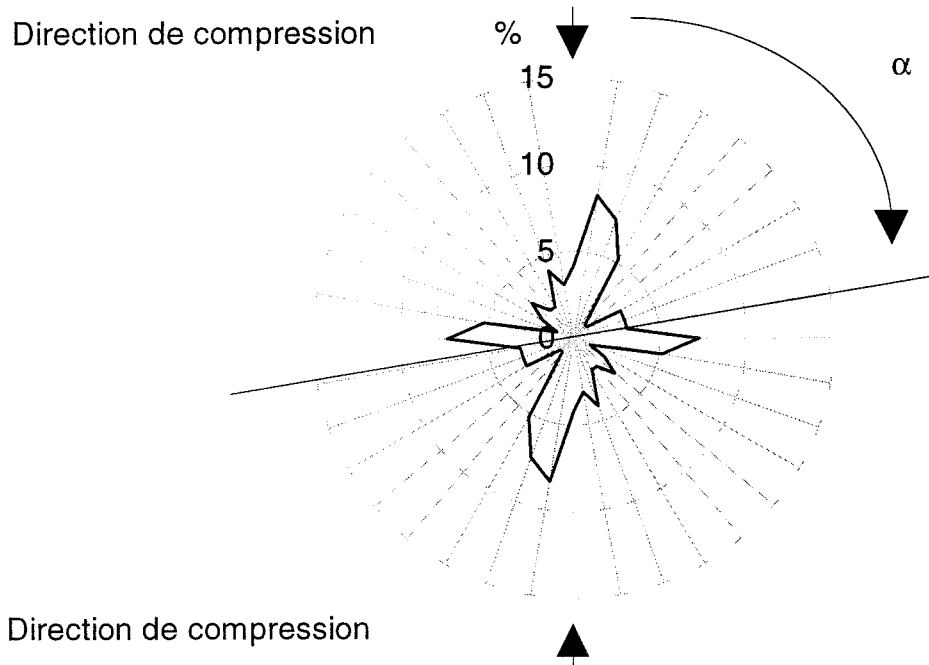


Figure 6.36 :

Orientation des plans de base des grains de l'échantillon N°19 (glace colonnaire "modèle").

6.4 Analyse de la germination des fissures : *étude détaillée.*

6.4.1 Apparition des fissures sur l'échantillon N°2.

Pour cet essai nous nous sommes particulièrement intéressés à l'apparition de la première fissure. Les figures (6.37) et (6.38) représentent la microstructure de l'échantillon observé dans son tiers central et testé sous une contrainte de compression de $-0,94$ MPa. Cette fissure apparaît pour une déformation de $-3,5 \cdot 10^{-3}$ après 7560 secondes de chargement, au niveau d'un joint de grain (fig. 6.37), dans une zone où les grains ont leurs plans de base perpendiculaires à la direction de compression (fig. 6.38). Les incompatibilités de déformation entre ce noyau "dur" et les grains voisins, mieux orientés vis à vis de la déformation viscoplastique, entraînent des concentrations de contraintes à l'origine de la germination de la microfissure. On observe une rupture quasi instantanée de la facette de joint qui, une fois les contraintes internes relaxées, n'évolue plus au cours du temps. L'échantillon a été déchargé après 9353 secondes (ayant atteint une déformation de $-5 \cdot 10^{-3}$) sans qu'aucune autre fissure n'apparaisse dans le champ de la caméra. Ces observations qualitatives, qui révèlent les relations entre microstructure, développement d'un champ de contrainte et germination de fissures, sont à rapprocher d'informations plus quantitatives obtenues sur d'autres essais. Outre l'influence de ce noyau "dur", nous comparons la longueur de cette première fissure à la longueur des joints de grains situés dans son voisinage et aux diamètres moyens des grains de son entourage. Les résultats globaux sur les paramètres de position (longueur et médiane) sont rassemblés dans le tableau (6.5).

Si nous analysons plus en détail la zone d'apparition de la première fissure, nous remarquons tout d'abord qu'elle apparaît dans un environnement défavorable pour la déformation viscoplastique (fig. 6.39), ensuite qu'elle apparaît au voisinage du plus gros grain du tiers central de l'échantillon (fig. 6.37 et fig. 6.40). Ceci sera à confirmer sur les autres essais, surtout s'il existe des diamètres singuliers qui rendent la répartition granulaire du tiers central hétérogène. Une fois les contraintes internes relaxées, la fissure n'évolue plus au cours du temps et le tiers central de l'échantillon se déforme normalement. L'analyse des plans de base de la zone restante (non fissurée) montre qu'une majorité de grains sont bien orientés pour se déformer (fig. 6.41).

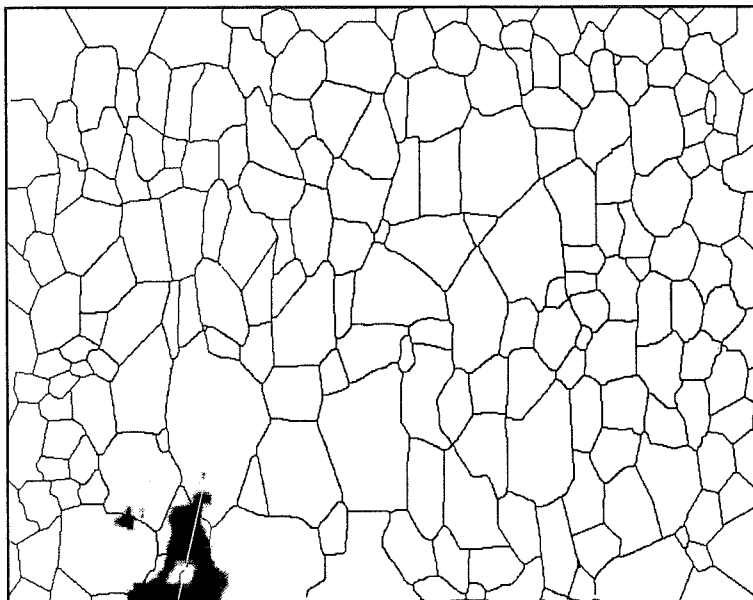


Figure 6.37 :

Microstructure de l'échantillon de glace colonnaire avec localisation de la première fissure pour un temps de 7560,85 secondes (N°2, glace naturelle).

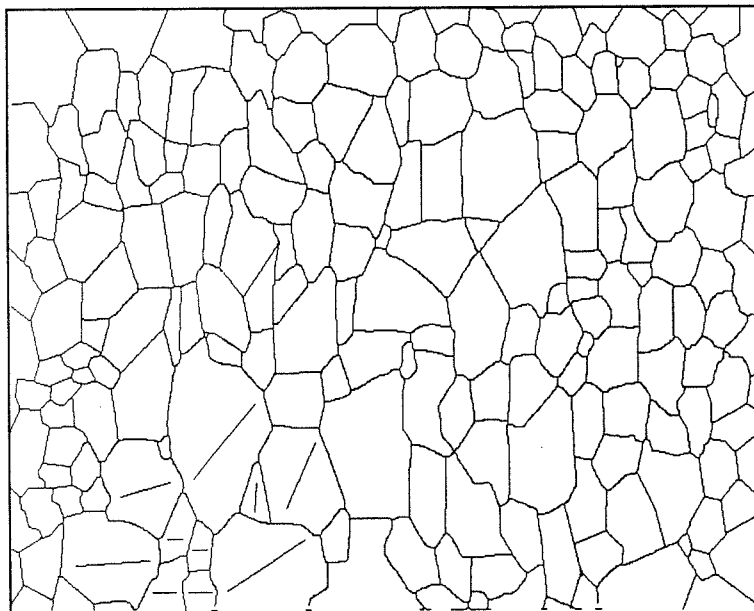


Figure 6.38 :

Microstructure de l'échantillon de glace colonnaire avec orientation des plans de base au voisinage de la première fissure (N°2, glace naturelle).

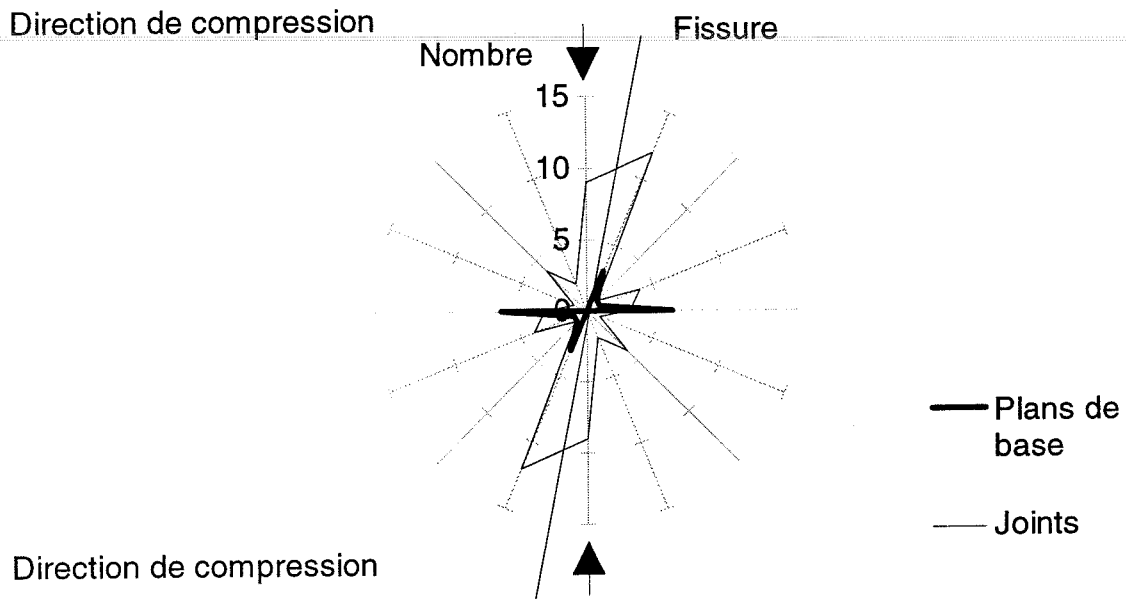


Figure 6.39 :

Orientation du voisinage de la première fissure (plans de base et joints) par rapport à la direction de compression. Mise en évidence de la direction de la fissure (N°2, glace naturelle).

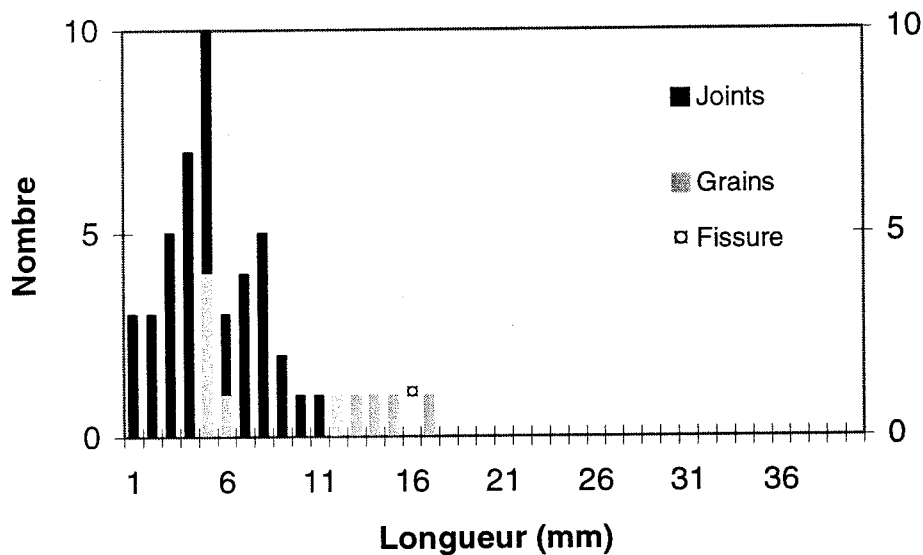


Figure 6.40 :

Caractéristiques géométriques de l'environnement de la première fissure (diamètre des grains et longueur des joints). Mise en évidence de l'influence du plus gros grain (N°2, glace naturelle).

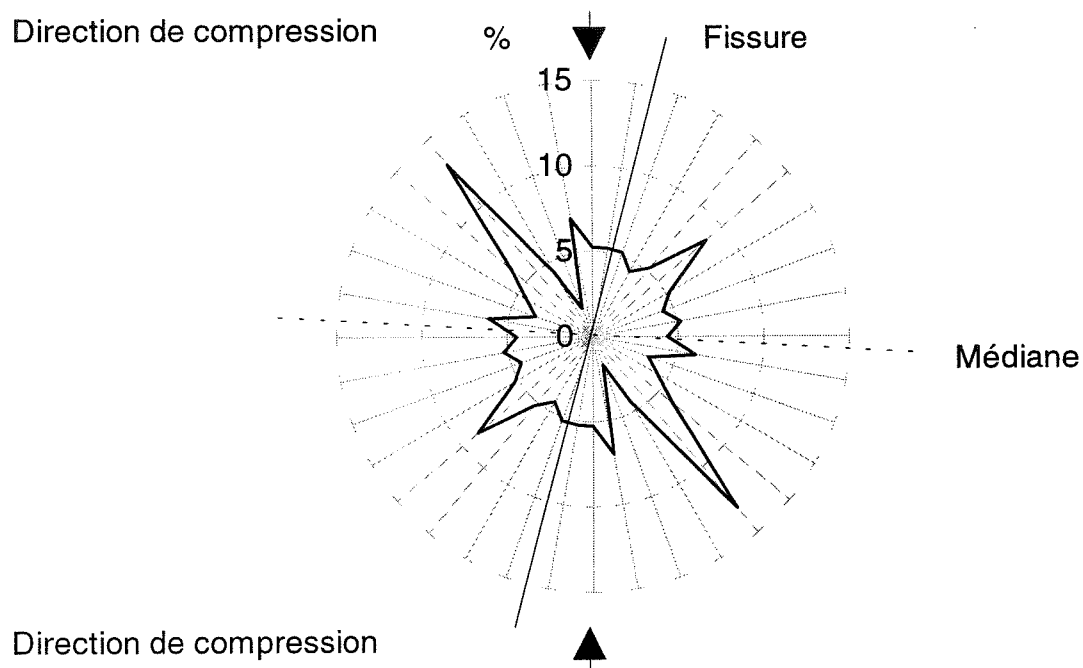


Figure 6.41 :

Orientation des plans de base du milieu non fissuré (tiers central de l'échantillon). Mise en évidence du déplacement de la médiane et de la direction de la fissure par rapport à la direction de compression (N°2, glace naturelle).

6.4.2 Apparition des fissures sur l'échantillon N°6.

Pour confirmer les remarques précédentes nous nous sommes intéressés à l'apparition des trois premières fissures (fig. 6.42). Nous constatons que chacune de ces fissures apparaît au niveau d'un joint de grain et dans une zone où les grains ont leurs plans de base perpendiculaires à la direction de compression (fig. 6.42). La première fissure apparaît au voisinage du plus gros grain du tiers central de l'échantillon. Cela suggère que les mécanismes de germination de fissures sont liés aux mécanismes d'empilement des dislocations qui d'après Cole (1986) induisent des contraintes proportionnelles à $d^{-1/2}$ (d étant le diamètre du grain).

Nous avons observé, pour cet essai, 460 fissures dans le tiers central de l'échantillon jusqu'à la décharge (1185 secondes). La déformation dans la direction principale était alors de $-10,5 \cdot 10^{-3}$, sous une contrainte de compression de $-0,9$ MPa. Nous avons observé deux types de fissures, intragranulaires et intergranulaires. Les deux prennent naissance à un joint de grain et se propagent quasi instantanément dans un grain (fig. 6.43) et le long du joint respectivement (fig. 6.44). Les longueurs des fissures sont déterminées à l'aide du logiciel Optimas. La difficulté réside dans le fait que les fissures sont généralement caractérisées par un éclair qui ressemble plus à une tache d'intensité variable qu'à une fente lumineuse. Nous estimons la dimension de la fissure en mesurant la longueur des zones d'intensité maximale de la tache lumineuse observée. Nous avons rassemblé dans le tableau (6.6) les résultats globaux obtenus sur les fissures.

La figure (6.45) donne le diagramme radar des orientations des plans de base, des joints de grains et des fissures, par rapport à la direction de compression. Nous constatons que la répartition des orientations des fissures par rapport à la direction de compression est trimodale avec une majorité de fissures orientées à $22,5^\circ$ (soit proche de la direction de compression). Ceci suggère que, pour cet essai, le mode principal d'ouverture des fissures est le mode de traction (matériau bidimensionnel et macroscopiquement isotrope). Cependant l'analyse des répartitions d'orientation révèle que le mode 1 n'est pas le seul mode d'ouverture possible des fissures pour cet essai. D'autre part les fissures sont prioritairement orientées dans la direction des joints de grains, ce qui est logique puisqu'il y a une majorité de fissures intergranulaires.

Nous nous sommes intéressés aussi à la répartition de la taille des fissures respectivement intergranulaires et intragranulaires (fig. 6.46). Nous constatons que la taille des fissures intergranulaires est comparable à la taille moyenne des joints et que leur répartition respective est similaire. Pour les fissures intragranulaires, leur taille moyenne est comparable au diamètre

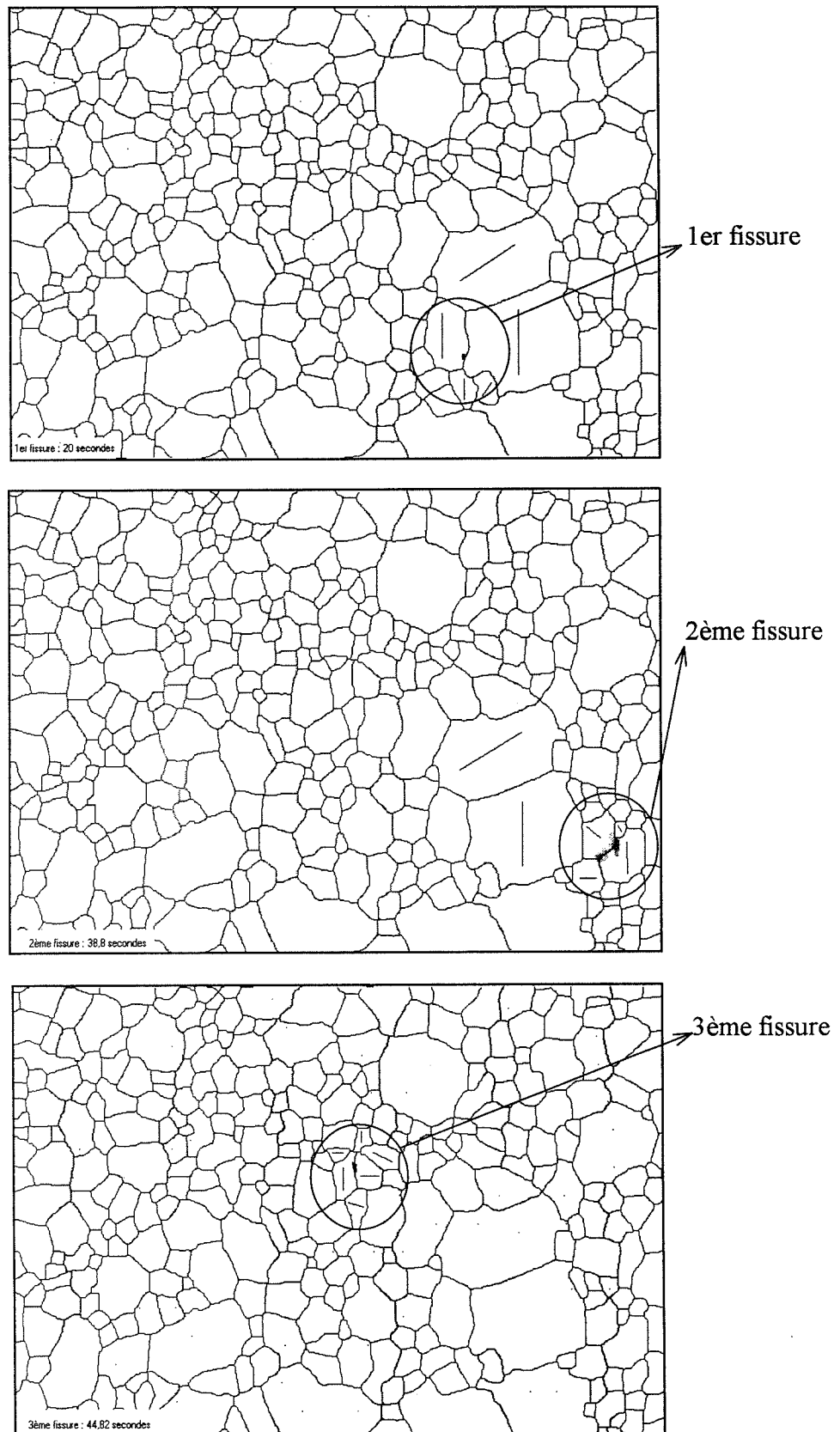


Figure 6.42 :

Microstructure de l'échantillon N°6 (glace naturelle) de glace colonnaire avec orientation des plans de base pour les trois premières fissures.

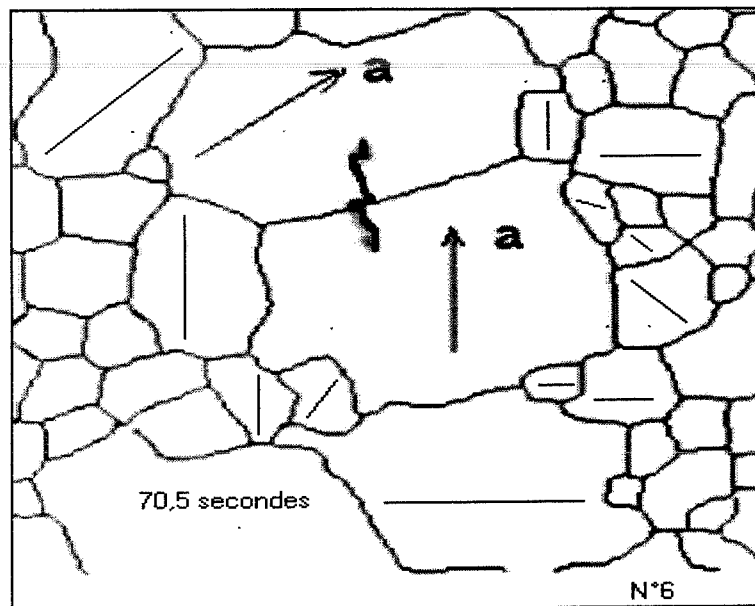


Figure 6.43 :

Apparition d'une fissure intragranulaire (échantillon N°6, glace naturelle) pendant la phase de chargement. Mise en évidence des plans de base autour de la fissure.

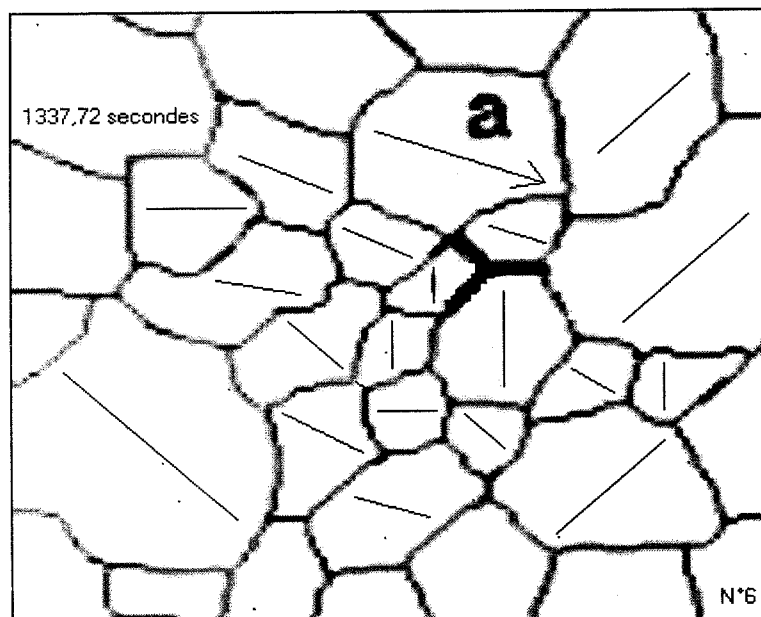


Figure 6.44 :

Apparition d'une fissure intergranulaire (échantillon N°6, glace naturelle) pendant la phase de déchargement. Mise en évidence des plans de base autour de la fissure.

Direction de compression

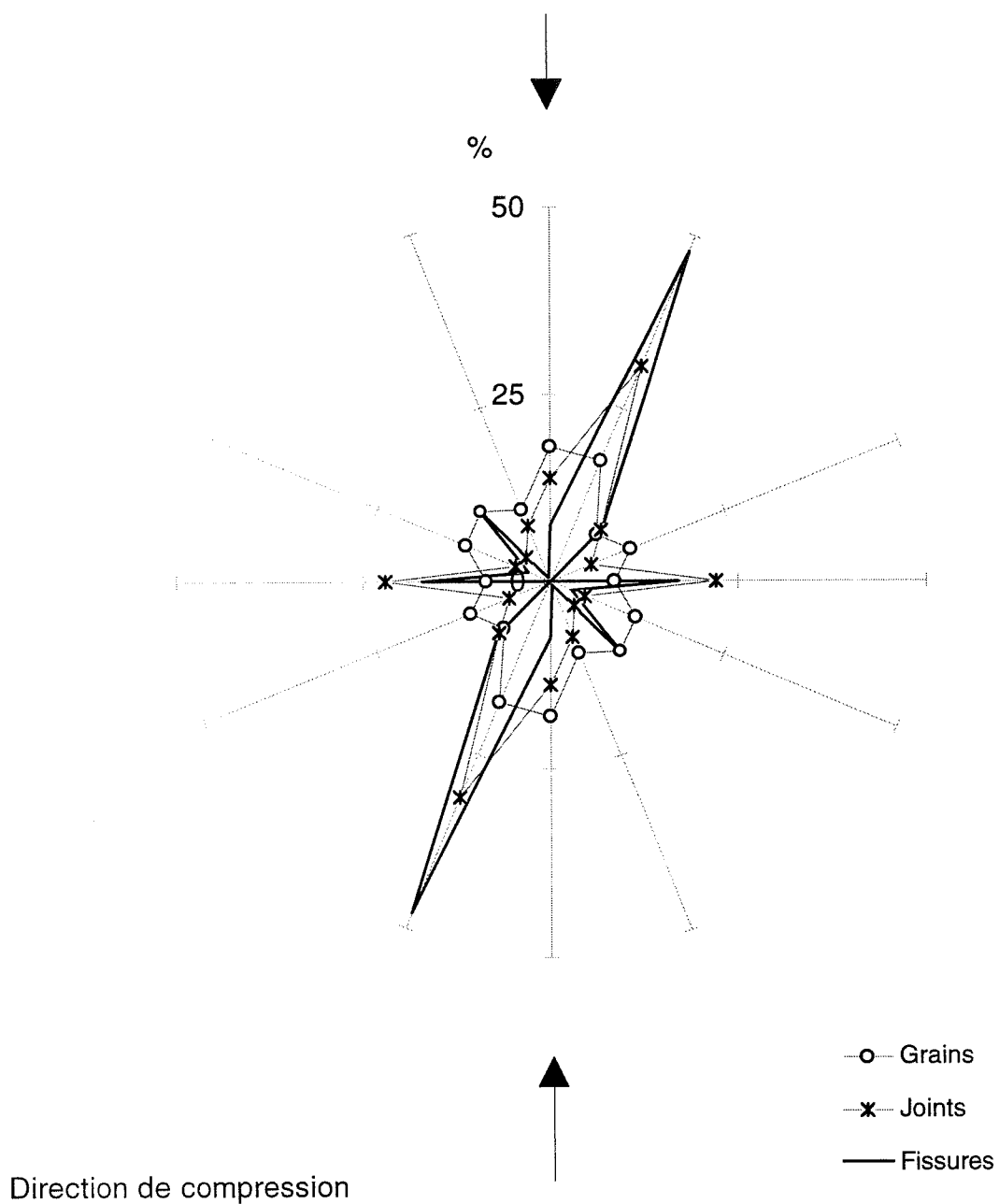


Figure 6.45 :

Comparaison de l'orientation des fissures, des plans de base, et des joints par rapport à la direction de compression sur l'échantillon N°6 (glace naturelle).

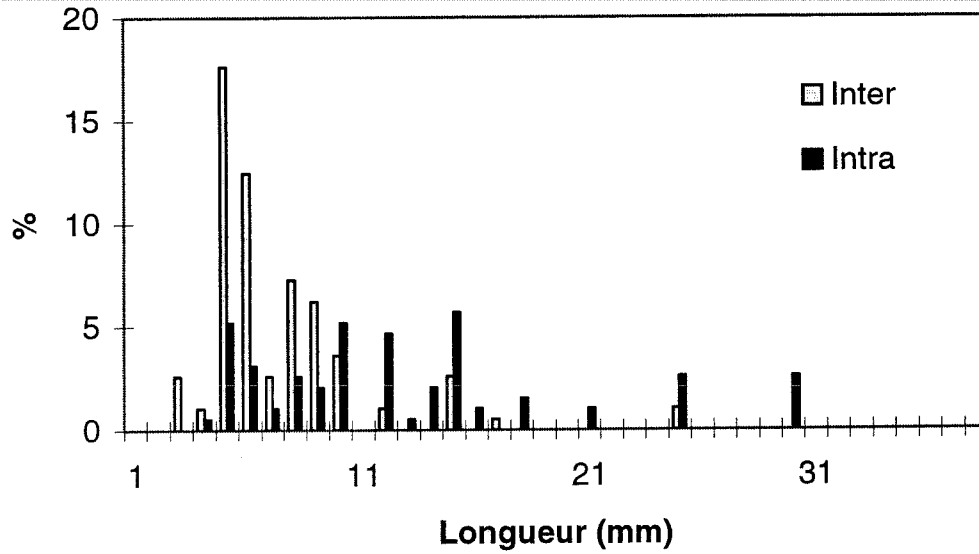


Figure 6.46 :

Histogramme de la longueur moyenne des fissures intergranulaires et intragranulaires sur l'échantillon N°6 (glace colonnaire naturelle).

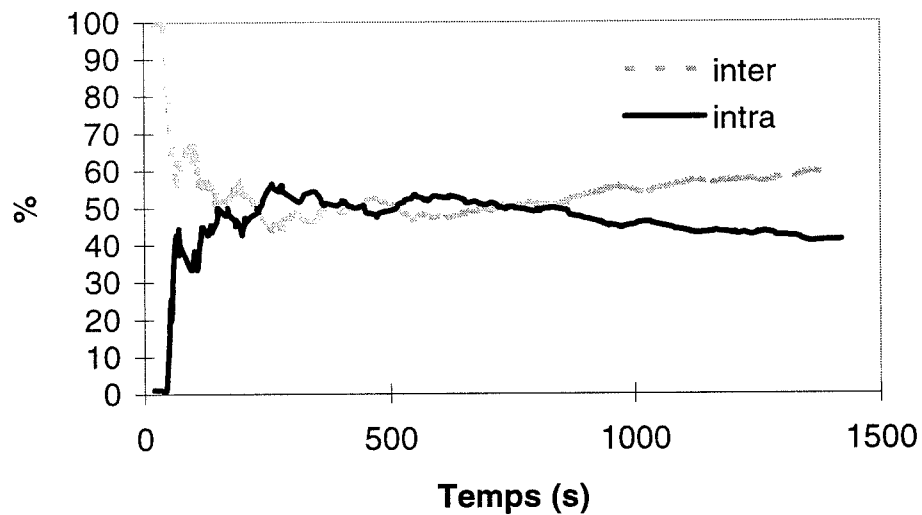


Figure 6.47 :

Evolution du pourcentage de fissures intergranulaires et intragranulaires observées dans le tiers central de l'échantillon N°6 (glace naturelle).

moyen des grains (mm), et les grains de plus gros diamètres sont traversés par des fissures intragranulaires.

Nous avons évalué l'évolution du pourcentage de fissures intergranulaires et intragranulaires au cours du temps. Au tout début de l'essai les fissures intergranulaires sont majoritaires, puis la proportion inter/intra tend à s'équilibrer. Les fissures intragranulaires tendent à disparaître au profit des fissures intergranulaires lorsque l'échantillon s'endommage catastrophiquement (fig. 6.47).

A la fin de l'essai (vers 1185 secondes) nous avons détecté 460 fissures dans le tiers central de l'échantillon qui comporte 274 grains à contours fermés. Nous pouvons estimer la densité de fissuration dans le tiers central de l'échantillon en faisant le rapport entre le nombre de fissures détectées et le nombre de grains. Pour cet essai, la densité de fissuration est d'environ 1,6 ce qui sous entend qu'il y a plus d'une fissure par grain. Certains auteurs (Gold, 1972, Cole, 1986 et Kalifa, 1988) estiment que la densité de fissuration est égale à une fissure par grain au pic de contrainte sur des essais à vitesse de déformation imposée. Ils notent que la proportion de fissures intergranulaires augmente avec la vitesse de déformation et que, dans la majeure partie des cas, il y a plus de fissures intragranulaires que de fissures intergranulaires (60 % contre 40 %) à la fin des essais. Ils notent aussi que la densité de fissuration dépasse une fissure par grain lorsque l'on dépasse le pic de contrainte. Pour eux ce résultat s'explique par la coalescence de nombreuses petites fissures, l'échantillon gardant toutefois toute sa cohésion. Pour l'échantillon N°6, les observations sont différentes. Nous n'avons pas particulièrement observé de coalescence de petites fissures. Il existe dans le tiers central de l'échantillon des grains qui ne sont pas fissurés (fig. 6.48). Si nous analysons plus en détail les zones les moins fissurées, nous remarquons que dans celles-ci les plans de base des grains non fissurés sont mieux orientés pour se déformer, autour de $135^\circ \pm k\pi/2$ (fig. 6.49). Une analyse similaire doit être effectuée sur les autres essais pour confirmer ce résultat.

6.4.3 Apparition des fissures sur l'échantillon N°9.

Comme pour l'échantillon précédent nous nous sommes intéressés à l'apparition des trois premières fissures (fig. 6.50). Nous constatons que ces fissures apparaissent au niveau d'un joint de grain et dans une zone où certains des grains adjacents ont leurs plans de base perpendiculaires ou parallèles à la direction de compression (fig. 6.50). La première fissure apparaît au voisinage du plus gros grain du tiers central de l'échantillon.

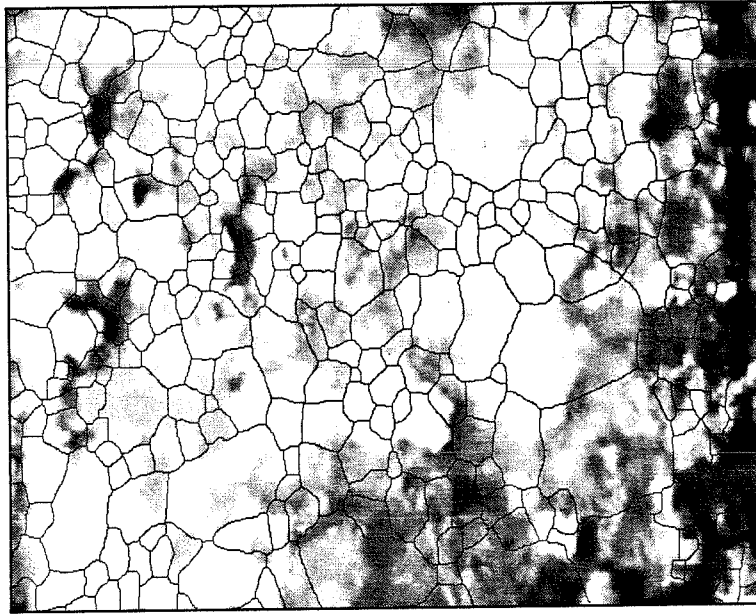


Figure 6.48 :

Etat de la fissuration du tiers central de l'échantillon N°6 (à 1185 secondes). Les zones sombres sont significatives d'un faible endommagement.

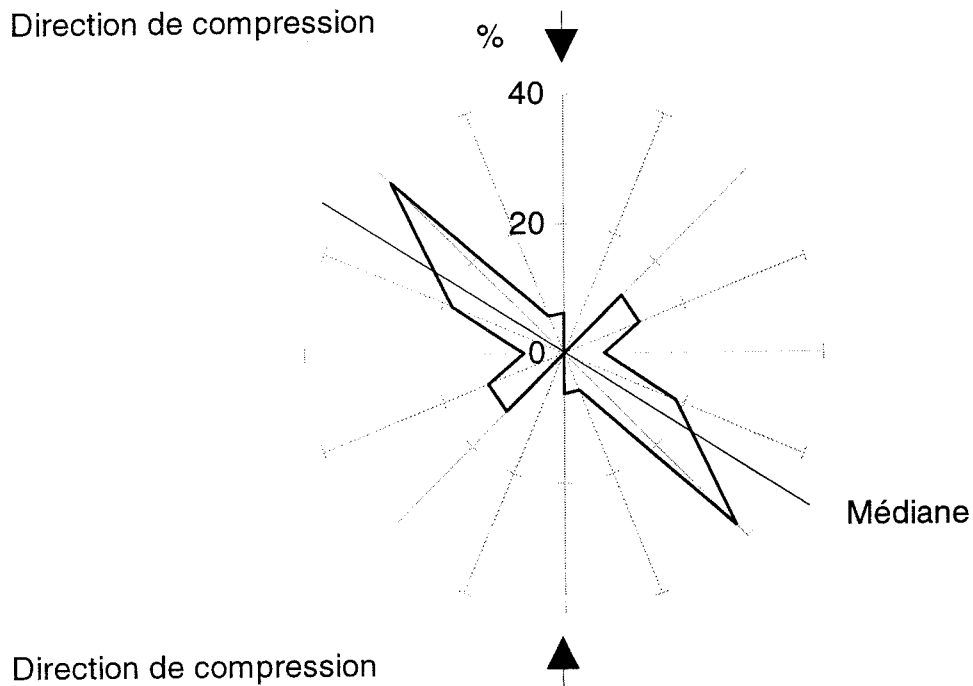


Figure 6.49 :

Orientation des plans de base des grains non fissurés en fin d'essai sur l'échantillon N°6 (glace colonnaire naturelle). Mise en évidence de la médiane par rapport à la direction de compression.

Nous avons observé, pour cet essai, 250 fissures dans le tiers central de l'échantillon jusqu'à la décharge (1629 secondes). La déformation dans la direction principale était alors de $-9 \cdot 10^{-3}$, sous une contrainte de compression de $-0,73$ MPa. Nous avons observé sur cet essai les deux types de fissures inter et intra-granulaires. Nous avons rassemblé dans le tableau (6.7) les résultats globaux obtenus sur les fissures.

La figure (6.51) donne le diagramme radar des orientations des plans de base, des joints de grains et des fissures, par rapport à la direction de compression. Nous constatons que la répartition des orientations de fissures par rapport à la direction de compression est tétramodale avec une majorité de fissures orientées à 0° et 90° . Si pour cet essai le mode principal d'ouverture des fissures reste le mode de traction, de nombreuses fissures s'ouvrent en mode 2 (cisaillement). Si nous traçons la répartition de la taille des fissures, nous constatons que la taille des fissures intergranulaires est comparable à la taille moyenne des joints ((fig. 6.52) et (tab. 6.2)). La taille des fissures intragranulaires est comparable au diamètre moyen des grains ((fig. 6.52) et (tab. 6.1)). Nous constatons que les plus gros diamètres sont traversés par des fissures intragranulaires et que ces fissures arrivent après un certain temps à coalescer. Nous avons évalué l'évolution du pourcentage de fissures intragranulaires et intergranulaires au cours du temps et constatons un comportement semblable à celui de l'échantillon N°6. Les fissures intragranulaires arrivent à être majoritaires sur des intervalles de temps de 100 secondes, autour de 300 et 600 secondes, puis tendent à disparaître à la fin de l'essai (fig. 6.53).

Pour cet essai nous avons calculé la densité de fissuration et trouvons une densité d'environ 2,8 en fin d'essai, correspondant à environ trois fissures par grain. Nous constatons que dans ce cas les petites fissures ont tendance à coalescer pour former de grandes fissures qui traversent les plus gros grains. Il est difficile dans ces conditions de savoir ce que représente une deux ou trois fissures par grain. Le calcul montre simplement qu'il y a un nombre important de fissures dans le tiers central de l'échantillon, suggérant que l'échantillon est proche de la ruine.

A la fin de l'essai, vers 1629 secondes, nous remarquons qu'il existe des zones moins fissurées (fig. 6.54) dans lesquelles les plans de base des grains (non fissurés) sont bien orientés pour se déformer, autour de $\pm 45^\circ$ (fig. 6.55).

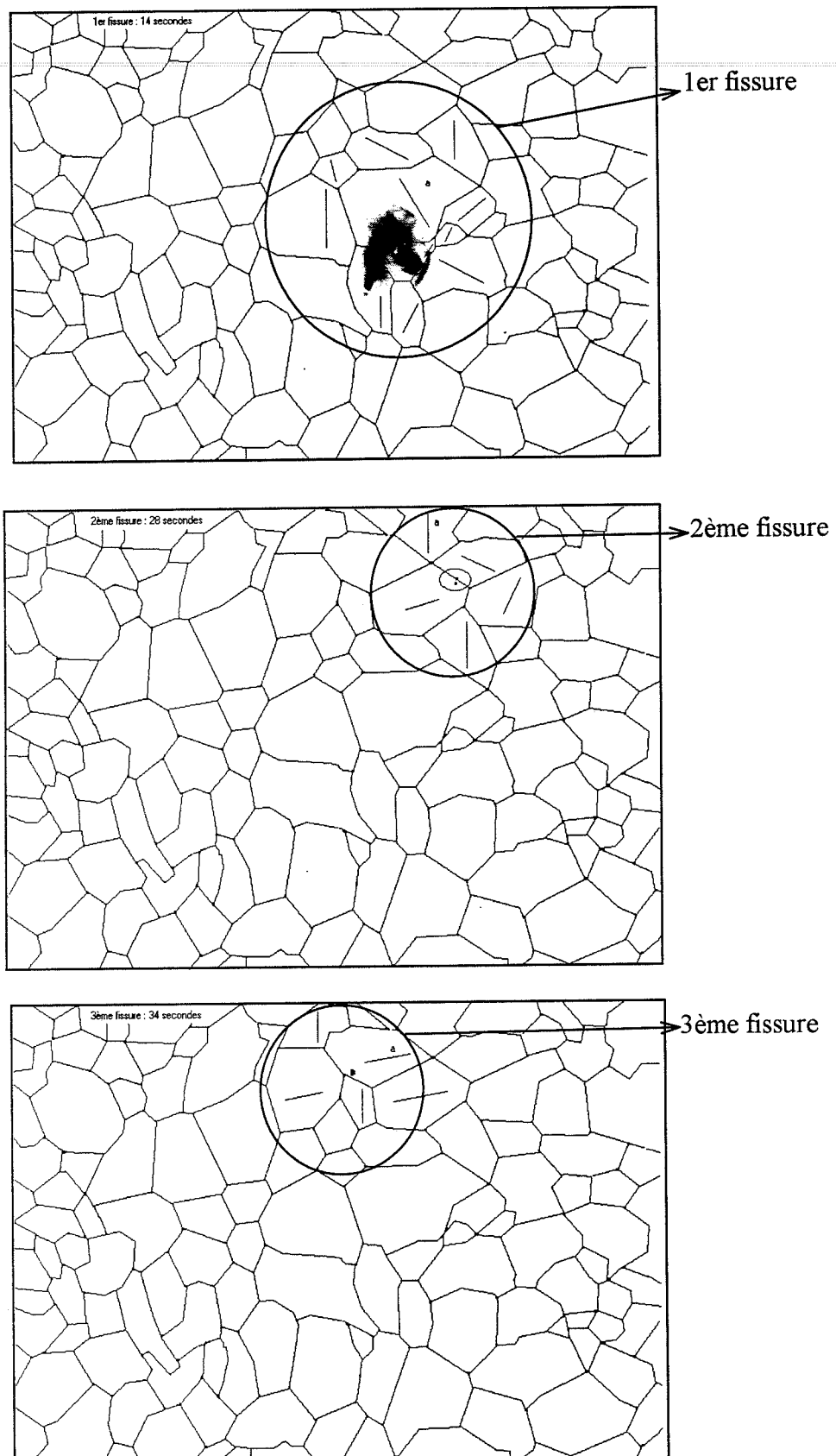


Figure 6.50 :

Microstructure de l'échantillon (N°9) de glace colonnaire "modèle" avec orientation des plans de base pour les trois premières fissures.

Direction de compression

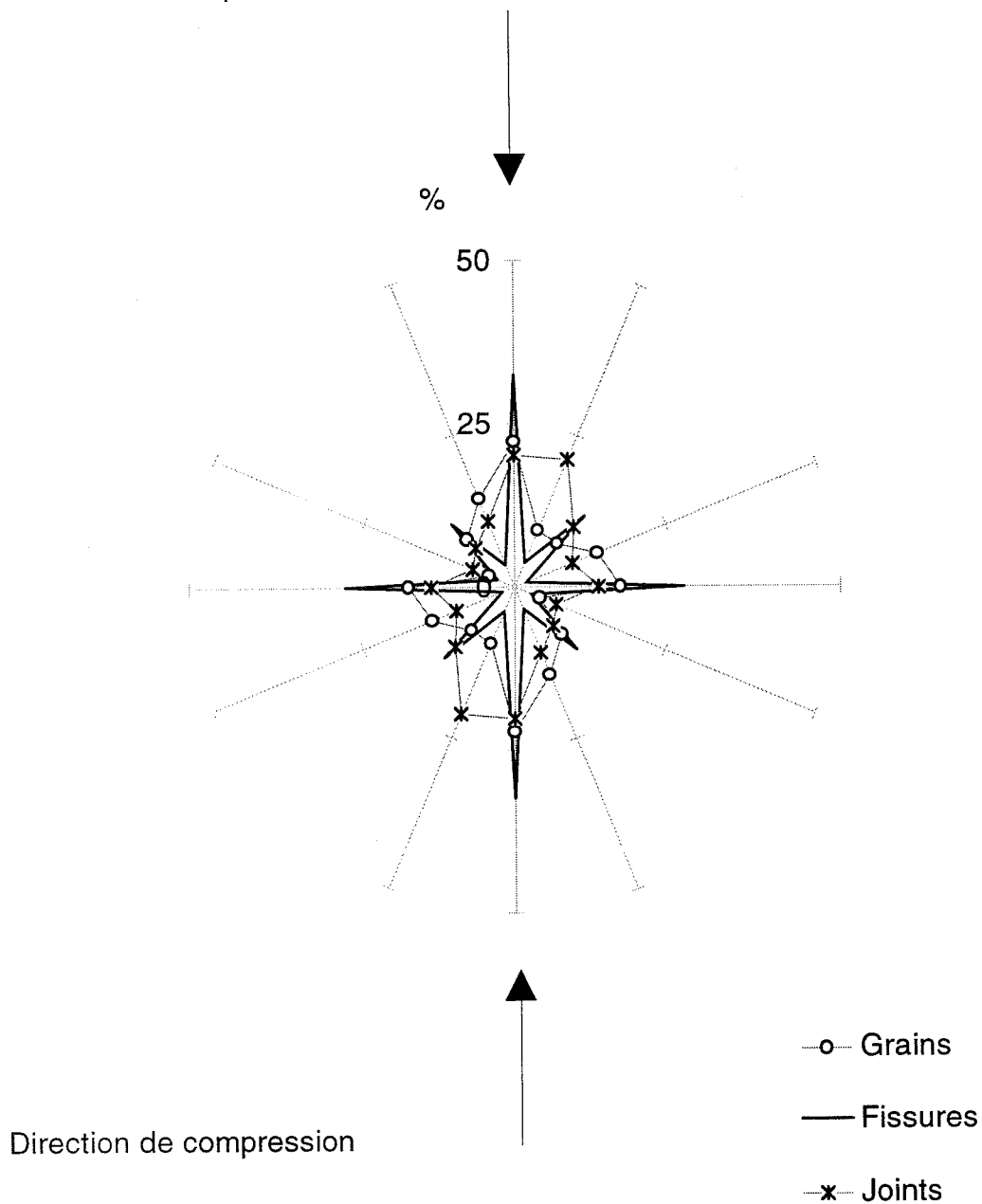


Figure 6.51 :

Comparaison de l'orientation des fissures, des plans de base, et des joints par rapport à la direction de compression sur l'échantillon N°9 (glace "modèle").

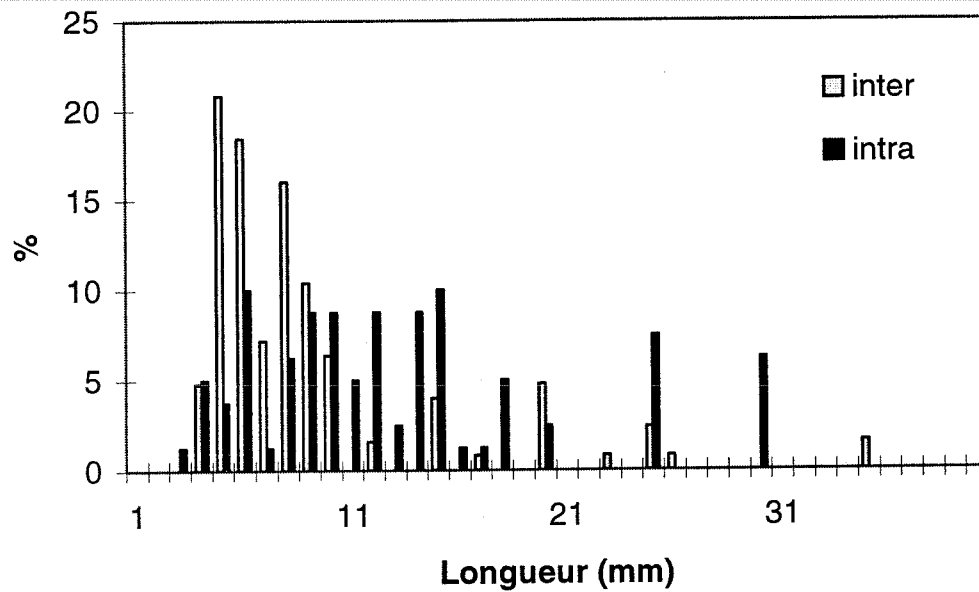


Figure 6.52 :

Histogramme de la longueur moyenne des fissures intergranulaires et intragranulaires sur l'échantillon N°9 (glace colonnaire "modèle").

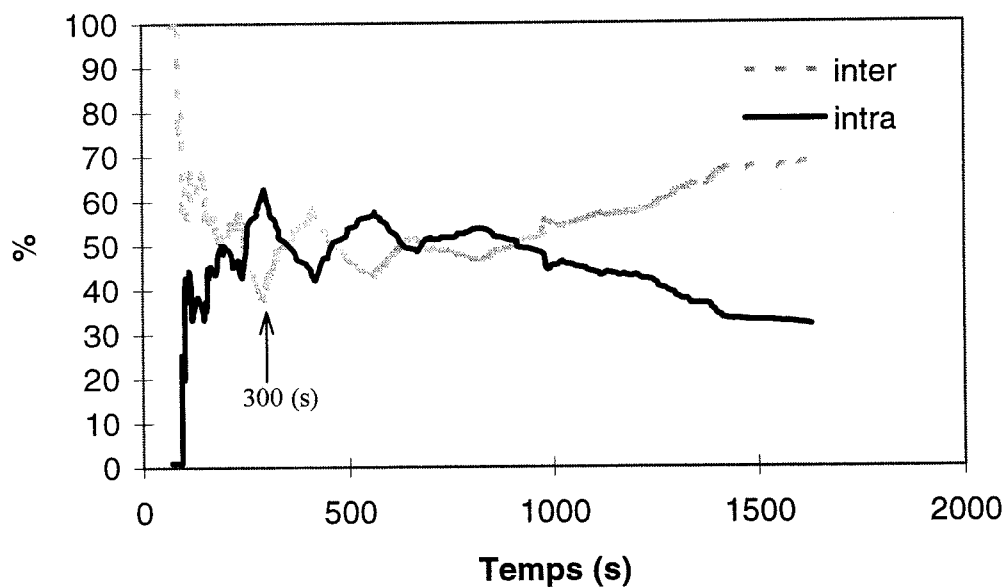


Figure 6.53 :

Evolution du pourcentage de fissures intergranulaires et intragranulaires observées dans le tiers central de l'échantillon N°9 (glace "modèle") au cours du temps.

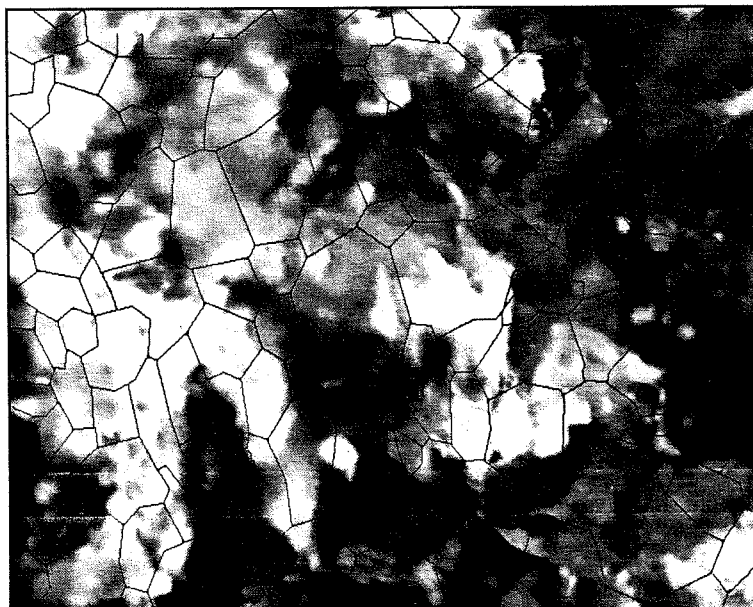


Figure 6.54 :

Etat de la fissuration du tiers central de l'échantillon N°9, glace "modèle" (à 1629 secondes). Les zones sombres sont significatives d'un faible endommagement.

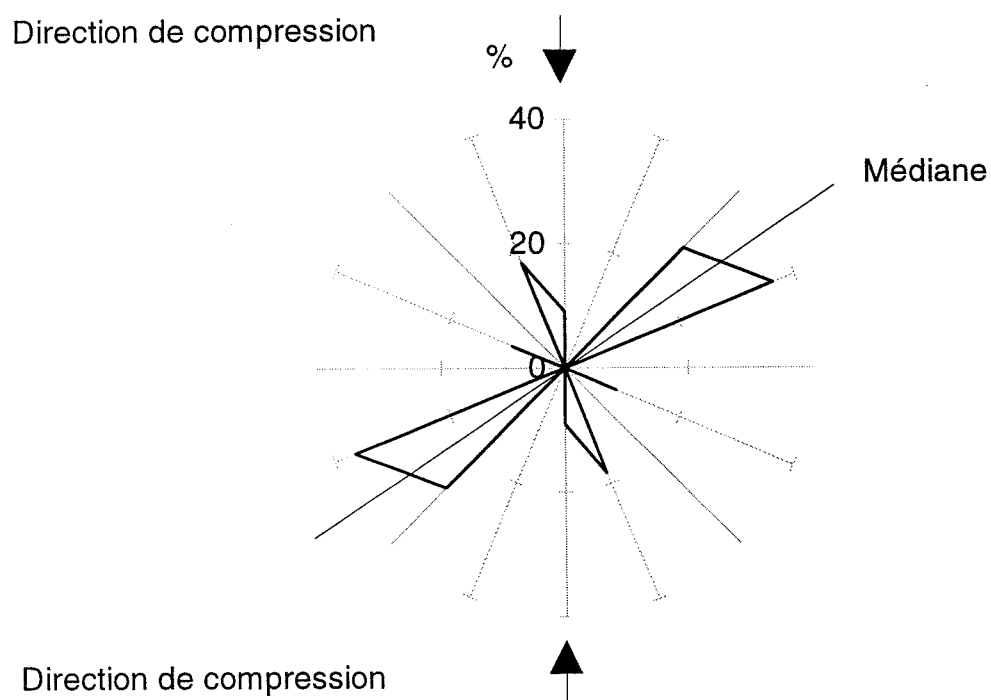


Figure 6.55 :

Orientation des plans de base des grains du milieu non fissuré sur l'échantillon N°9 (glace colonnaire "modèle"). Mise en évidence de la médiane par rapport à la direction de compression.

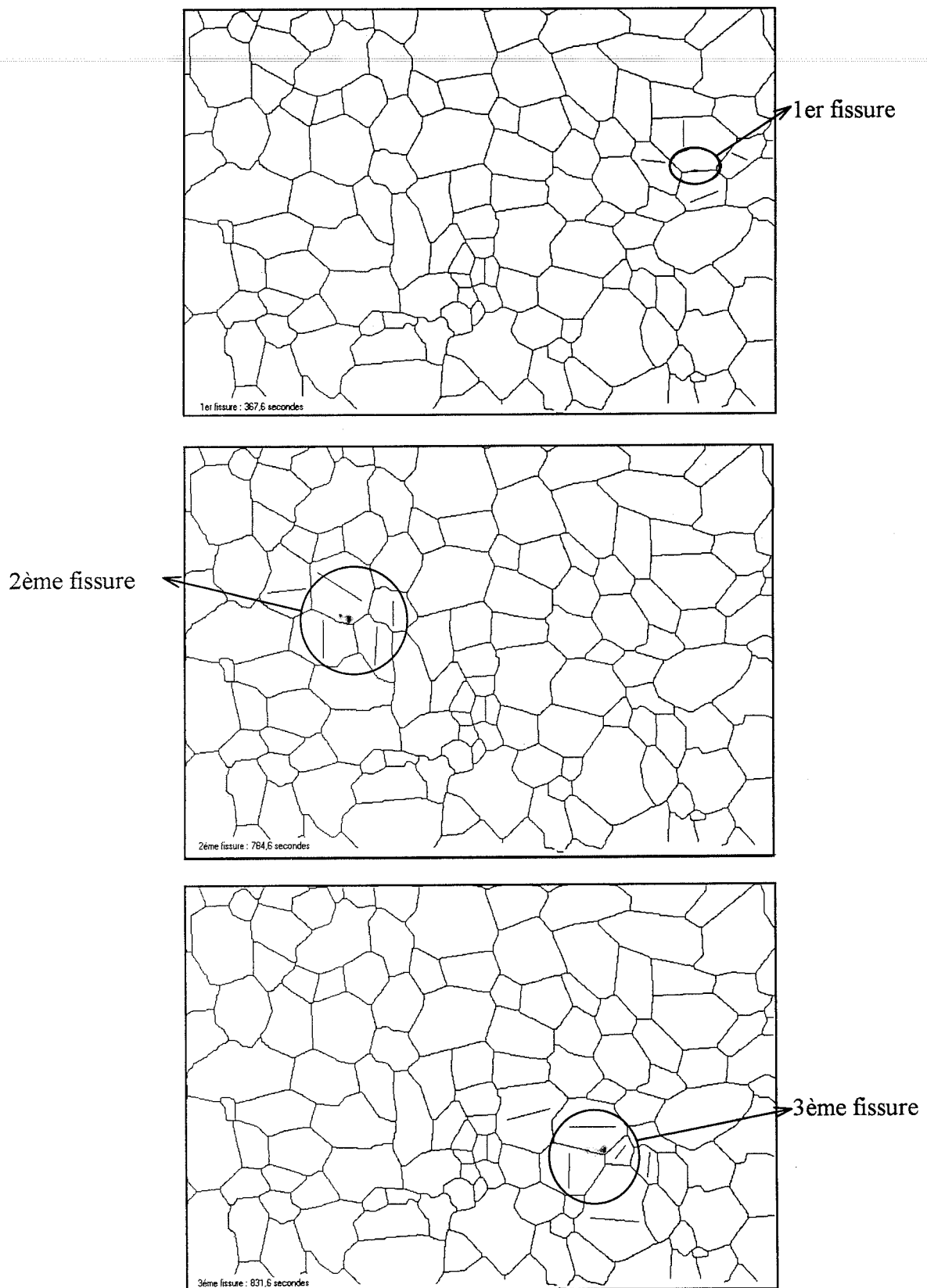


Figure 6.56 :

Microstructure de l'échantillon (N°18) de glace colonnaire "modèle" avec orientation des plans de base pour les trois premières fissures.

6.4.4 Apparition des fissures sur l'échantillon N°18.

Comme pour l'étude précédente, nous nous sommes intéressés à l'apparition des trois premières fissures (fig. 6.56). Nous constatons que ces fissures apparaissent au niveau d'un joint de grain et dans une zone où les grains ont leurs plans de base perpendiculaires et parallèles à la direction de compression (fig. 6.56). La première fissure apparaît après 367,6 secondes.

Nous n'avons observé pour cet essai que 21 fissures dans le tiers central de l'échantillon jusqu'à la décharge (6300 secondes). La déformation dans la direction principale était alors de $-4,8 \cdot 10^{-3}$ sous une contrainte de compression de $-0,94$ MPa. L'analyse des déformations longitudinales et transversales montre que l'échantillon se comporte comme s'il n'était pas endommagé. La vitesse de déformation dans la direction principale ne passe pas par un minimum (cf. chapitre 5). Comme pour les autres échantillons on observe deux types de fissures, inter et intragranulaires. Les résultats globaux sont rassemblés dans le tableau (6.8). La figure (6.57) donne le diagramme radar des orientations des plans de base, des joints de grains et des fissures par rapport à la direction de compression. Nous constatons que la répartition des orientations des fissures par rapport à la direction de compression est bimodale avec une majorité de fissures orientées à $22,5^\circ$. Les fissures s'ouvrent majoritairement dans la direction de compression maximale.

Pour avoir une idée de la taille des fissures intergranulaires et intragranulaires, nous avons tracé l'histogramme en fréquence de leurs longueurs (fig. 6.58). Sur un petit nombre de fissures nous ne pouvons pas conclure et évitons de faire des comparaisons car les moyennes ne sont plus significatives. Cependant, nous avons évalué l'évolution du pourcentage de fissures intergranulaires et intragranulaires au cours du temps et constatons que les fissures intragranulaires tendent aussi à disparaître au profit des fissures intergranulaires (fig. 6.59).

La densité de fissuration à la fin de l'essai vers 6300 secondes est d'environ 0,2 ce qui sous entend que l'échantillon est très peu endommagé (fig. 6.60). Les grains non fissurés ont leurs plans de base orientés à $55^\circ \pm k\pi/2$ (fig. 6.61).

6.4.5 Apparition des fissures sur l'échantillon N°19.

Nous nous sommes intéressés à l'apparition des trois premières fissures (fig. 6.62). Nous constatons que ces fissures apparaissent au niveau d'un joint de grain et dans une zone où les grains ont leurs plans de base perpendiculaires et parallèles à la direction de compression (fig.

Direction de compression

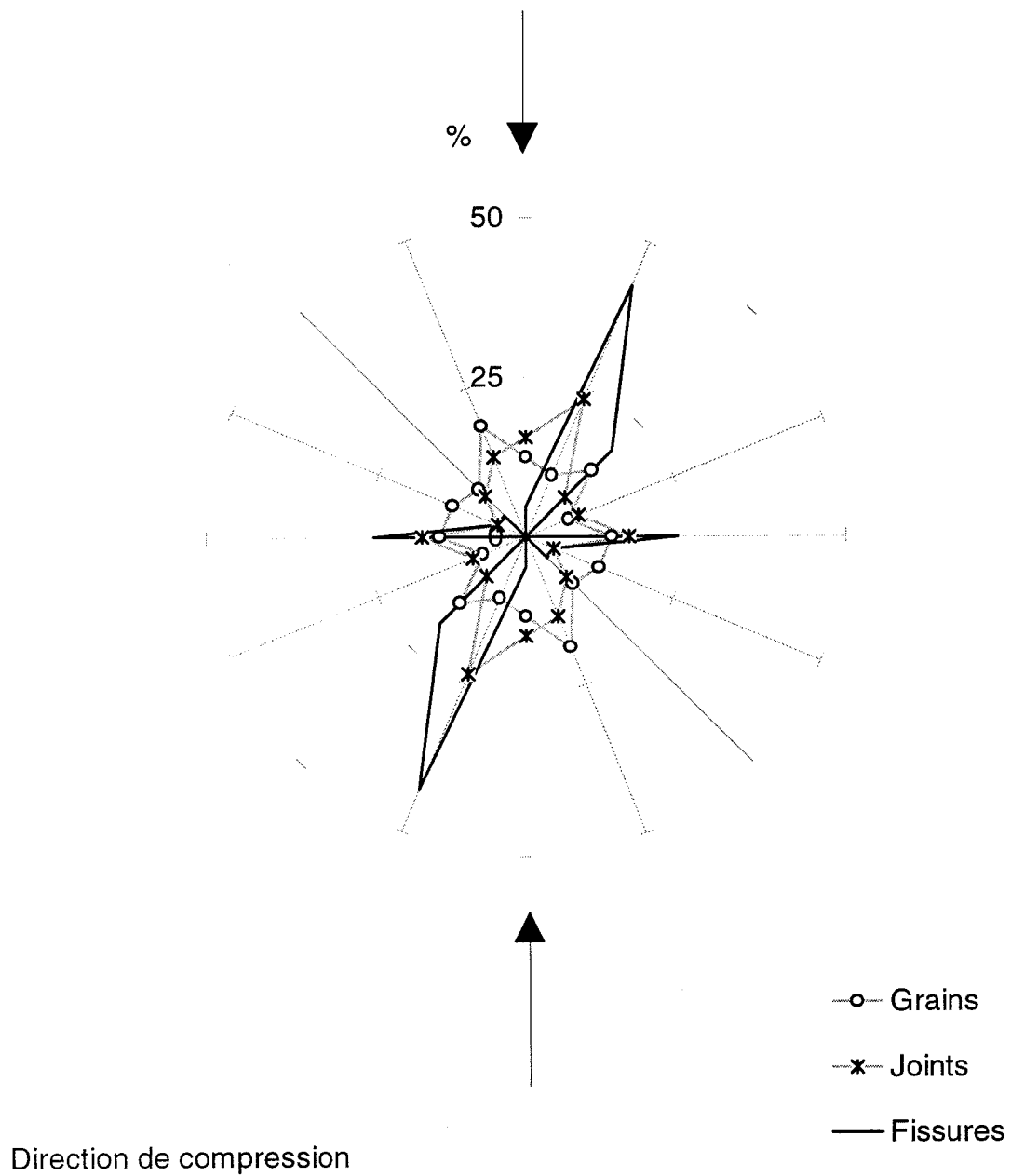


Figure 6.57 :

Comparaison de l'orientation des fissures, des plans de base, et des joints par rapport à la direction de compression sur l'échantillon N°18 (glace "modèle").

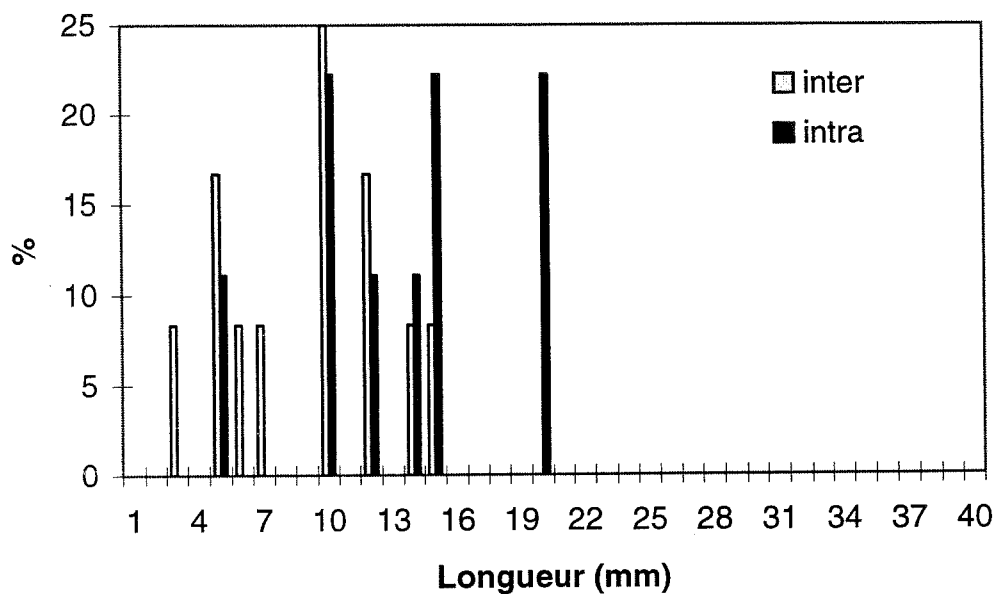


Figure 6.58 :

Histogramme de la longueur moyenne des fissures intergranulaires et intragranulaires sur l'échantillon N°18 (glace colonnaire "modèle").

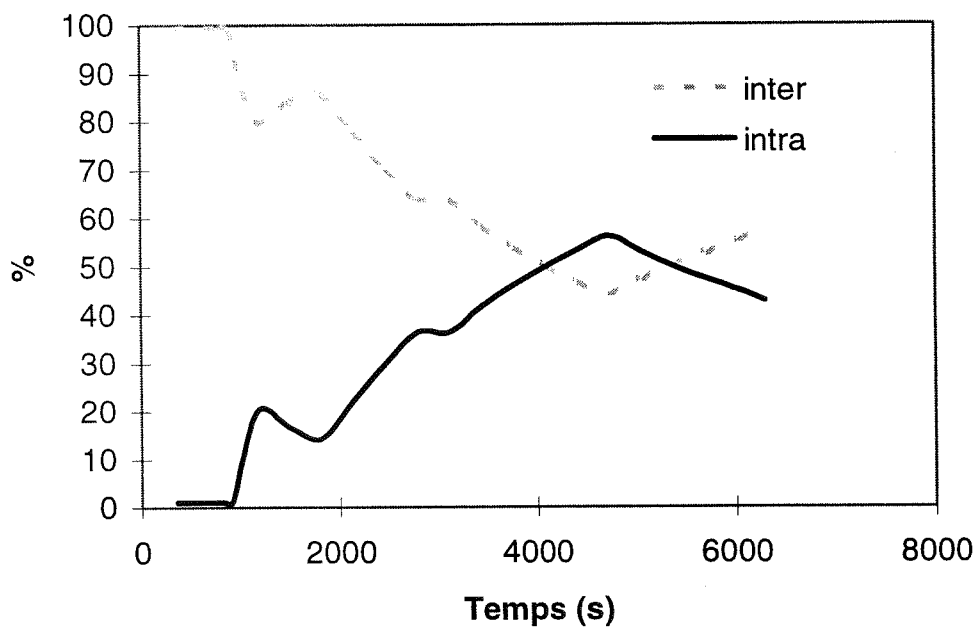


Figure 6.59 :

Evolution du pourcentage de fissures intergranulaires et intragranulaires observées dans le tiers central de l'échantillon N°18 (glace "modèle") au cours du temps.

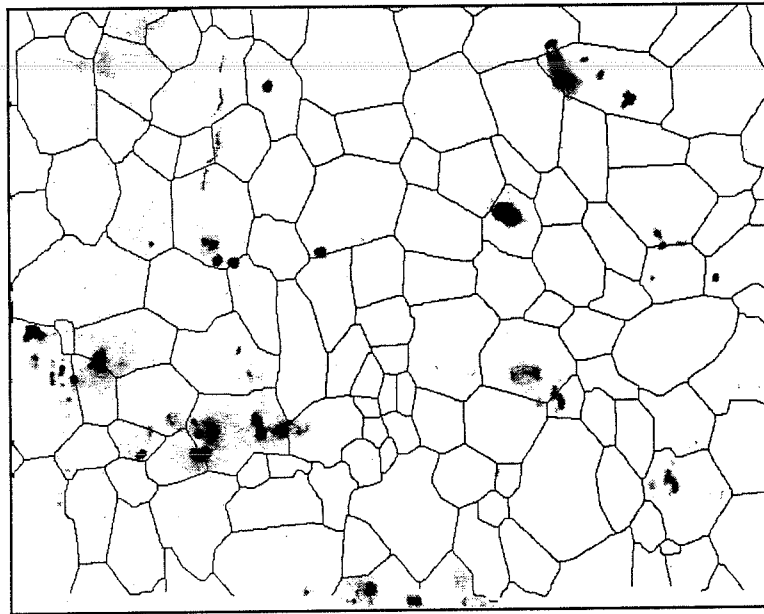


Figure 6.60 :

Etat de la fissuration du tiers central de l'échantillon N°18 (à 6300 secondes). Les zones blanches sont significatives d'un faible endommagement.

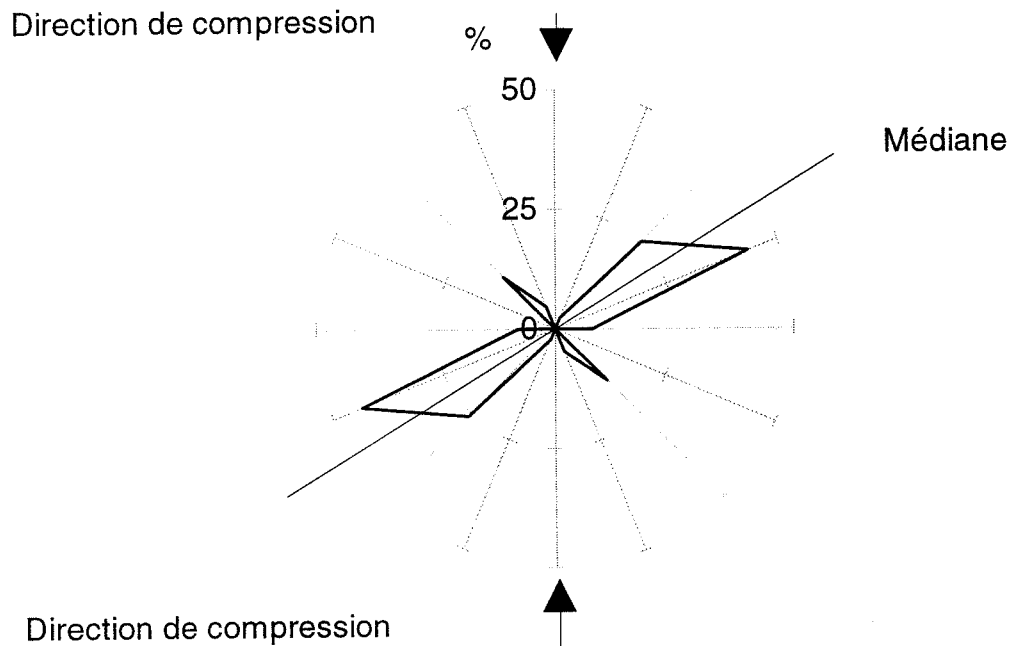


Figure 6.61 :

Orientation des plans de base des grains du milieu non fissuré sur l'échantillon N°18 (glace colonnaire "modèle"). Mise en évidence de la médiane par rapport à la direction de compression.

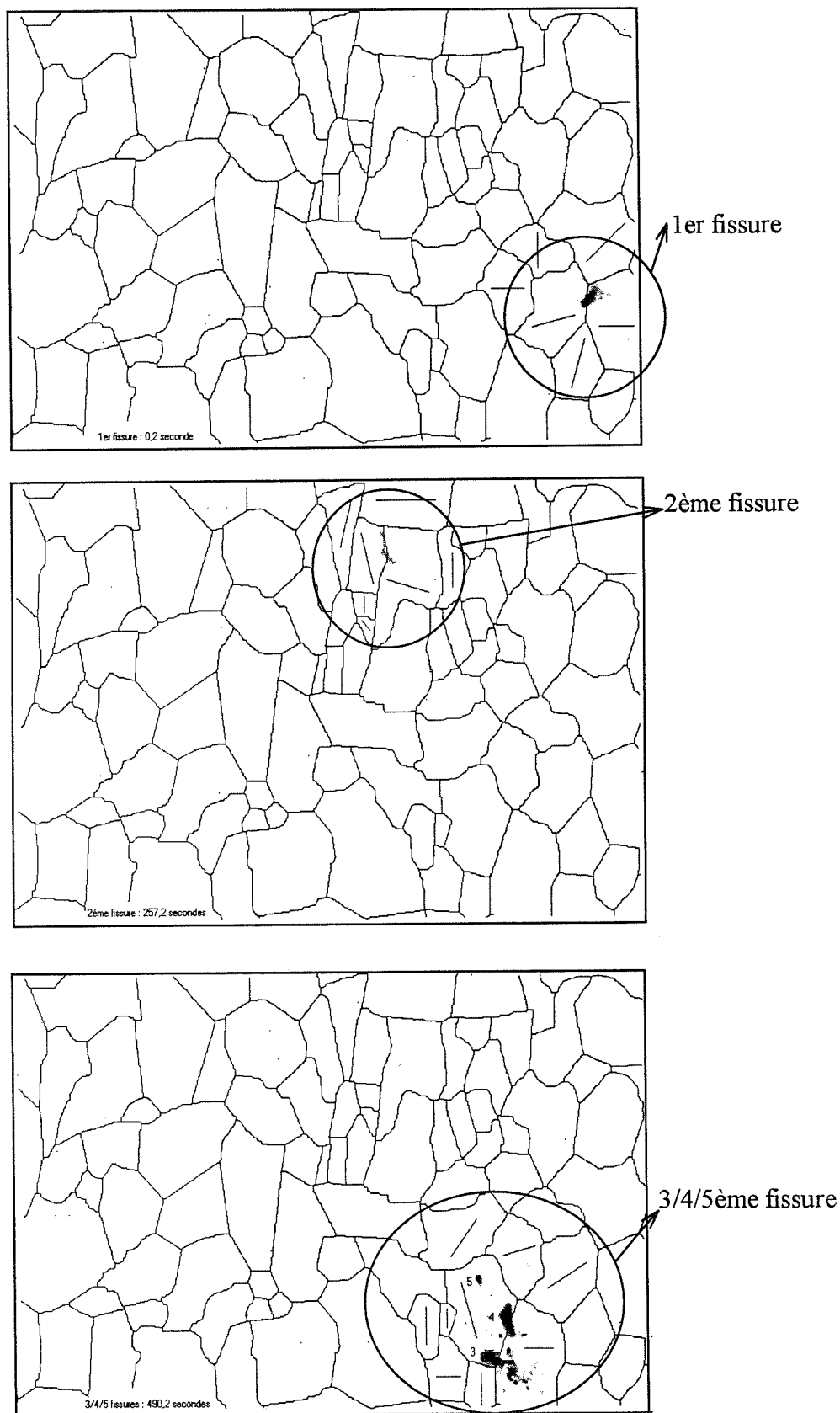


Figure 6.62 :

Microstructure de l'échantillon (N°19) de glace colonnaire "modèle" avec orientation des plans de base pour les cinq premières fissures.

6.62). La première fissure apparaît après 0,2 seconde, c'est à dire pratiquement au chargement. La germination de la fissure est associée ici à des phénomènes élastiques.

Nous avons observé pour cet essai 156 fissures dans le tiers central de l'échantillon jusqu'à la décharge (3529 secondes). La déformation dans la direction principale était alors de $-3,1 \cdot 10^{-3}$, sous une contrainte de compression de $-0,95$ MPa.

Les deux types de fissures, inter et intragranulaires sont présents. Nous avons remarqué que de nombreuses fissures apparaissent au même instant. Ceci suggère que certains des mécanismes qui sont à l'origine de la germination des fissures sont liés à des phénomènes élastiques. Gold (1972) considère qu'il existe deux distributions indépendantes de fissures dans le glace colonnaire. La première, majoritaire, est liée à la déformation et est la conséquence des mécanismes d'empilement des dislocations. La seconde, indépendante de la déformation, est liée à des mécanismes physiques qui sont localisés au niveau des joints de grains. Les résultats globaux sont rassemblés dans le tableau (6.9). La figure (6.63) donne le diagramme radar des orientations des plans de base, des joints de grains et des fissures, par rapport à la direction de compression. Nous constatons que la répartition des orientations des fissures est bimodale avec une majorité de fissures orientées à $157,5^\circ$, soit pratiquement dans la direction majeure des joints de grains. Pour l'autre mode nous constatons que les fissures sont orientées dans la direction majeure des plans de base. Cette répartition particulière correspond, en pourcentage, à la répartition des deux types de fissures (intergranulaires et intragranulaires).

Pour avoir une idée de la taille des fissures intergranulaires et intragranulaires, nous avons tracé l'histogramme en fréquence de leurs longueurs (fig. 6.64). Pour les fissures intergranulaires la taille est comparable à la longueur moyenne des joints de grains. De la même façon la taille des fissures intragranulaires est comparable à la taille moyenne des grains (diamètre).

Pour cet essai la densité de fissuration est environ de 2,3. Nous remarquons que les fissures intergranulaires sont nettement plus nombreuses que les fissures intragranulaires (63% contre 37%) par contre la tendance en début d'essai est inverse de celle observée pour les autres échantillons, avec une prédominance des fissures intragranulaires (fig. 6.65).

A la fin de l'essai, vers 3529 secondes, nous remarquons qu'il existe des grains qui ne sont pas ou pratiquement pas fissurés (fig. 6.66). Dans ces zones moins fissurées, nous remarquons que les plans de base des grains sont mieux orientés pour la déformation, autour de $127^\circ \pm k\pi/2$ (fig. 6.67).

Direction de compression

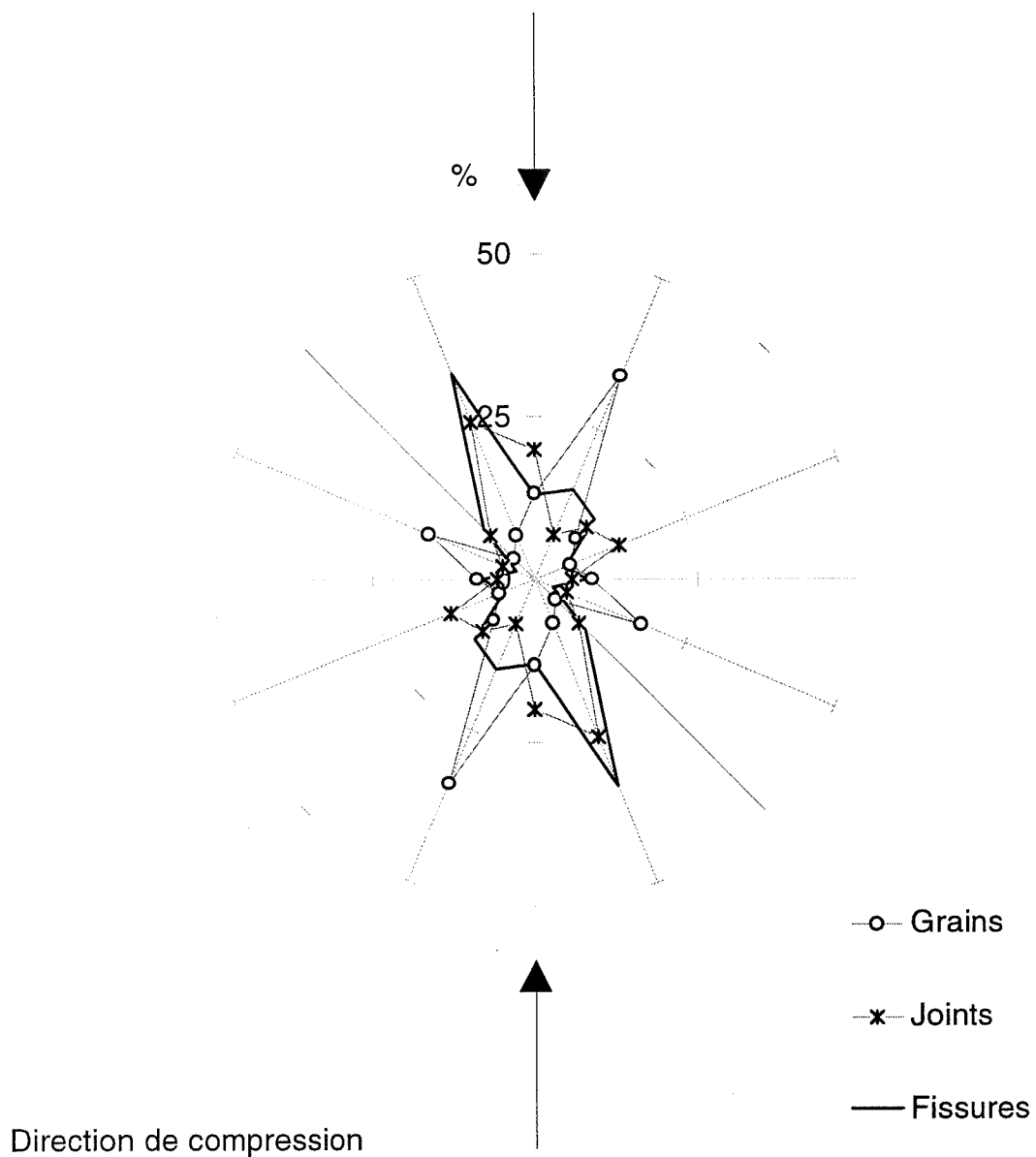


Figure 6.63 :

Comparaison de l'orientation des fissures, des plans de base, et des joints par rapport à la direction de compression sur l'échantillon N°19 (glace "modèle").

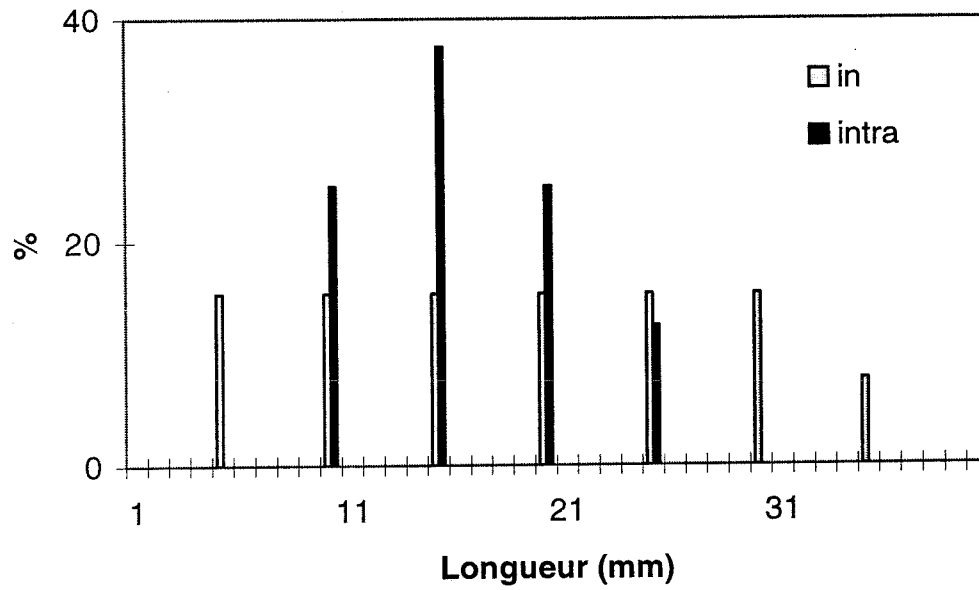


Figure 6.64 :

Histogramme de la longueur moyenne des fissures intergranulaires et intragranulaires sur l'échantillon N°19 (glace colonnaire "modèle").

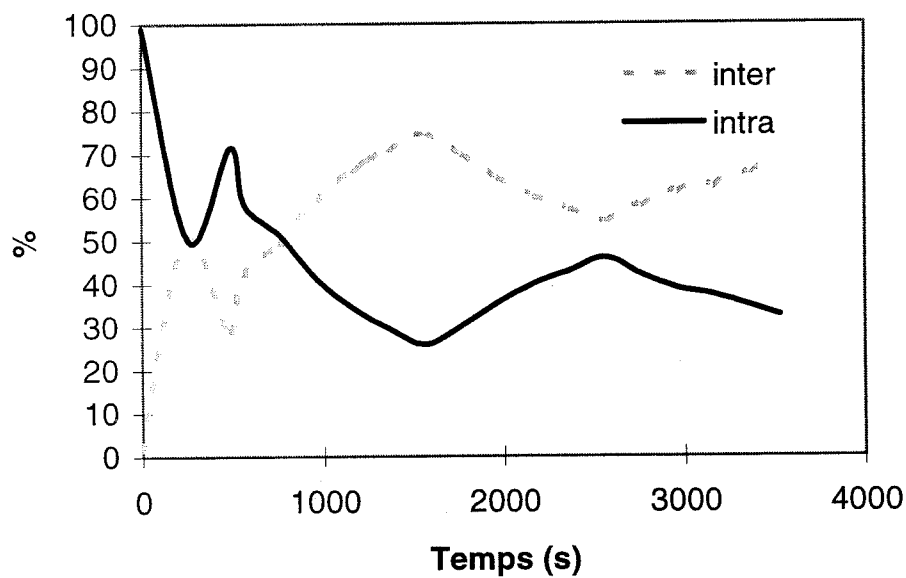


Figure 6.65 :

Evolution du pourcentage de fissures intergranulaires et intragranulaires observées dans le tiers central de l'échantillon N°19 (glace "modèle") au cours du temps.

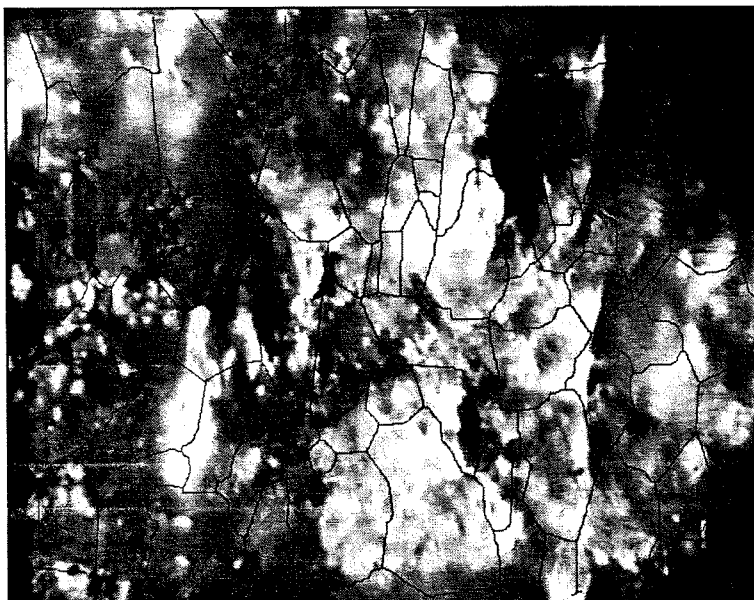


Figure 6.66 :

Etat de la fissuration du tiers central de l'échantillon N°19, glace "modèle" (à 3529 secondes). Les zones sombres sont significatives d'un faible endommagement.

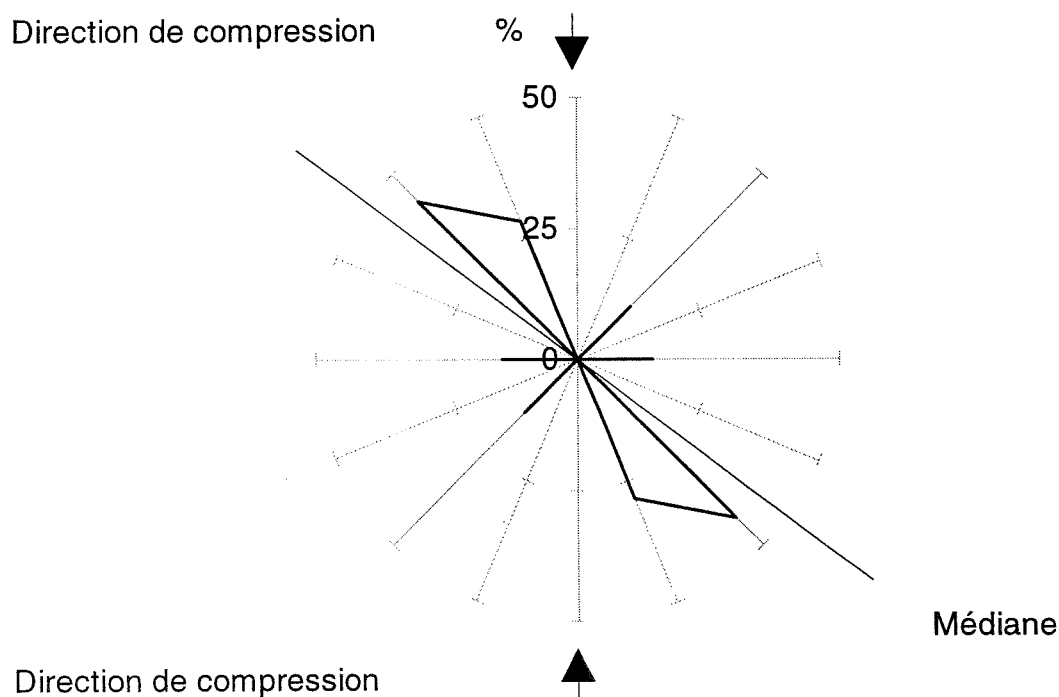


Figure 6.67 :

Orientation des plans de base des grains du milieu non fissuré sur l'échantillon N°19 (glace colonnaire "modèle"). Mise en évidence de la médiane par rapport à la direction de compression.

6.5 Corrélation spatio-temporelle.

Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques qui sont à l'origine de la germination des fissures dans la glace, nous nous sommes intéressés à la dépendance relative des variables espace et temps. Nous avons déterminé, sur chacun des échantillons, l'ensemble des couples espace-temps relatif à la nucléation des cinq premières fissures. Les variables temps sont données en différence, c'est à dire comme étant l'écart qui sépare l'apparition des fissures n et $n + 1$. Les variables espaces sont données en distances moyennes, c'est à dire comme étant les longueurs (en centimètre) qui séparent, a un instant donné, la $n^{\text{ième}}$ fissure et les $n-1$ autres. Les résultats globaux sur les couples espace-temps sont donnés dans le tableau (6.10) échantillon par échantillon. Nous avons mentionné, à titre indicatif, les correspondances entre ces longueurs et le diamètre moyen des grains des échantillons.

Avec l'aide de ces données, nous déterminons les corrélations spatio-temporelles illustrées par la figure (6.68). Il faut ici faire la différence entre la liaison corrélatrice qui concerne des structures de couples et la liaison réelle qui correspond à une relation de cause à effet. Compte tenu de nos observations, il semble que pour un matériau polycristallin comme la glace dont le comportement est principalement viscoplastique, les phénomènes espace et temps ne sont pas totalement indépendants. D'autre part les couples (temps, espace) utilisés pour le calcul des corrélations ne sont qu'un échantillon très restreint d'une population (5 premières fissures). Dans ces conditions le taux de probabilité de la liaison espace-temps est faible même si les corrélations obtenues sont fortes. Sur la figure (6.68) nous constatons que les corrélations sont faibles pour des écarts temporels inférieurs à 20 secondes. Cette remarque est à rapprocher des observations faites au chapitre précédent sur la cinétique d'apparition des fissures.

Dans une situation de fluage et sur les cinq premières fissures, il semble que les mécanismes élastiques n'ont pas d'influence sur la germination des fissures. Les corrélations les plus fortes sont établies pour des écarts temporels voisins de 100 secondes et ce pour des distances relatives comprises entre 2,5 et 5,5 fois la taille moyenne des grains.

Ces corrélations nous donnent à la fois des informations sur les processus qui sont à l'origine de la nucléation, mais aussi des informations sur les volumes élémentaires représentatifs dans lesquelles il n'y a pas coalescence de fissures.

Avec cette étude nous pouvons réduire notre analyse théorique à quelques grains dont le comportement est plus sûrement viscoplastique que purement élastique. Cependant notre analyse spatio-temporelle étant restrictive (5 premières fissures) une étude dans ce domaine serait à poursuivre sur un échantillon plus représentatif de la population des fissures.

6.6 Conclusions préliminaires et discussion.

6.6.1 Introduction.

Dans ce paragraphe nous faisons un bref résumé des résultats expérimentaux et nous nous attachons à analyser et comprendre les phénomènes physiques qui sont à l'origine de la nucléation des fissures par l'intermédiaire des modèles existants de nucléation. Pour avoir une idée des phénomènes physiques mis en jeu, nous dressons dans les tableaux (6.11) et (6.12) le bilan de l'état de la fissuration et de la déformation pour tous les essais.

D'une façon générale nous avons remarqué que les fissures apparaissent au cours du temps principalement aux joints de grains et aux points triples. Nous avons vu dans le Chapitre 4 que les joints de grains, surfaces d'accolement de deux réseaux désorientés, possèdent une énergie de joint qui varie en fonction de la désorientation des deux réseaux cristallins adjacents. Lorsqu'une fissure se forme le long d'un tel joint, l'énergie de rupture des liaisons atomiques est donc diminuée de cette énergie de joint. Il devrait donc être plus aisé de créer des fissures intergranulaires que des fissures intragranulaires. Il faut néanmoins tenir compte de l'anisotropie de l'énergie de rupture des liaisons atomiques. Il apparaît que celle d'un plan de clivage est inférieure à celle d'une surface intergranulaire (Chaboche, 1988). Dans les hexagonaux comme la glace, on observe toujours la naissance de clivages sur les plans de base (Gupta et Tian, 1994). La source essentielle de concentrations de contraintes génératrices de clivage est constituée par les hétérogénéités de déformation, c'est à dire les glissements hétérogènes ou les macles. Dans la glace, les concentrations de contraintes se trouvent en tête d'un empilement de dislocations bloquées par un joint de grain. Il est donc important d'étudier le mécanisme d'empilement de dislocation dans le polycristal de glace en compression, qui peut donner naissance à une fissure intergranulaire ou intragranulaire (critère de Stroh, 1957).

6.6.2 Vérification du critère de Stroh modifié par Smith et Barnby.

Smith et Barnby (1967) ont utilisé le critère de Stroh (1957) et montré que la fissure se forme en mode I dans la direction où la contrainte de traction est maximale. La théorie montre que la contrainte de traction est maximale si la fissure est orientée à $\pm 70,5^\circ$ du plan de base. Ce

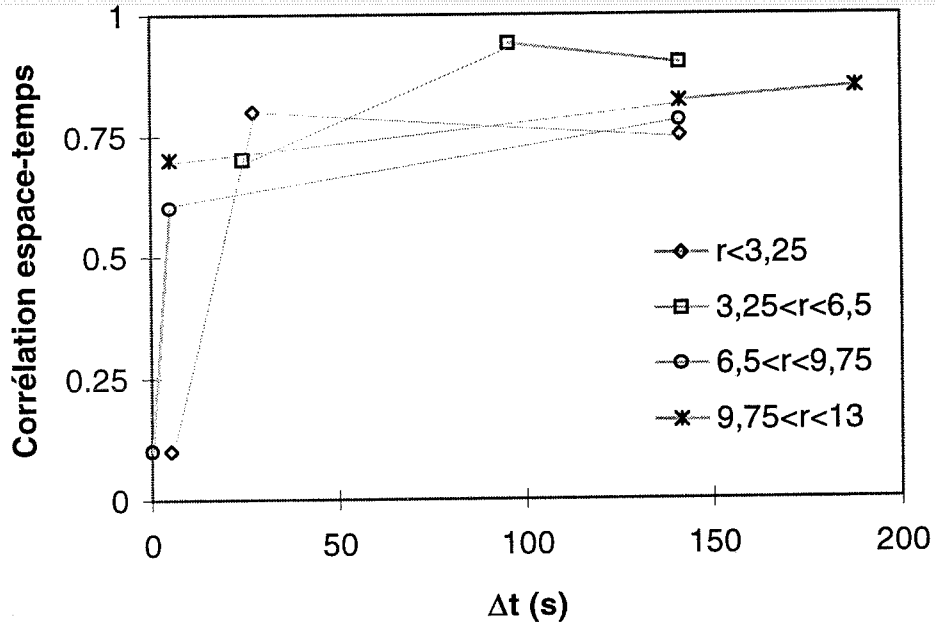


Figure 6.68 :

Corrélation spatio-temporelle sur les cinq premières fissures et pour les échantillons N°6 (glace naturelle), N°9 (glace "modèle"), N°18 (glace "modèle"), et N°19 (glace "modèle").

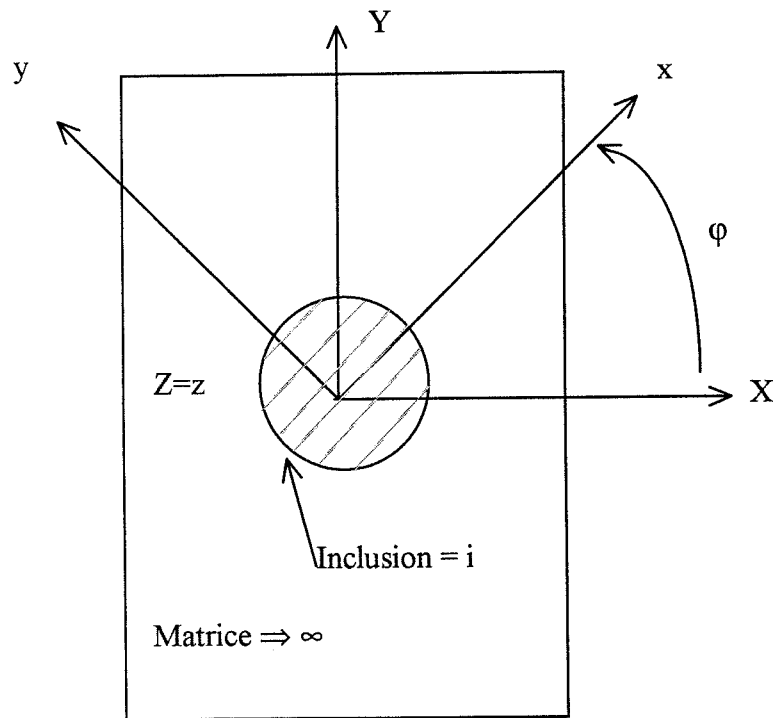


Figure 6.69 :

Schéma du modèle d'inclusion d'Eshelby pour une inclusion circulaire anisotrope.

résultat est obtenu en maximisant la fonction $F(\theta)$ (équation (3.24), Chapitre 3) par rapport à θ . Le résultat est de la forme :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial F(\theta)}{\partial \theta} = 0 &\Leftrightarrow \sin \theta(-2 + 6 \cos \theta) = 0 \\ \theta &= 0^\circ \\ \theta &= 70,52^\circ \end{aligned} \right\} \quad (6.3)$$

Nous avons rassemblé dans le tableau (6.13) les résultats des essais expérimentaux et comparons les orientations des fissures avec les orientations des plans de base et les orientations des joints pour les deux valeurs maximales. Nous avons indiqué dans le tableau (6.13) les valeurs théoriques des orientations des fissures obtenues avec le critère précédent.

Nous remarquons que le critère de Stroh est, en moyenne, assez bien vérifié dans pratiquement tous les cas de figure, avec une meilleure corrélation pour les joints de grains, si l'on considère que les empilements de dislocations sont à ce niveau (Wu et Niu, 1994). Les fissures s'ouvrent donc soit à 0° , soit à $\pm 70,5^\circ$ des plans de base ou des joints de grains. Il semble donc que le mécanisme d'empilement de dislocations, comme initiateur de fissuration, soit prépondérant. Pour vérifier cette hypothèse il convient de déterminer les contraintes d'initiations qui sont à l'origine de la nucléation.

6.7 Analyse et modélisation.

6.7.1 Détermination des contraintes d'initiations : *modèle de l'inclusion.*

6.7.1.1 Détermination des contraintes dans l'inclusion.

Pour calculer les contraintes locales qui sont à l'origine de la germination des fissures dans un polycristal de glace colonnaire, nous utilisons la méthode de l'inclusion d'Eshelby (1957), dont on connaît les résultats en élasticité ou en viscosité newtonienne. Cette approche a déjà été étudiée par d'autres auteurs (Sunder et Wu, 1989) mais seulement dans le cadre de l'élasticité. Nous nous intéressons à une inclusion circulaire viscoplastique anisotrope dans une matrice viscoplastique isotrope (fig. 6.69). Nous prendrons comme loi de comportement une loi de Glen (1955) avec un exposant des contraintes égal à un. Cette loi de comportement n'est évidemment pas celle d'un polycristal de glace ($n = 3$) mais elle présente l'avantage de simplifier les calculs qui, dans ce cas, peuvent se traiter analytiquement. Récemment Meyssonier (1997) a développé ces calculs. Il adopte pour le monocristal de glace un comportement orthotrope de

révolution autour de l'axe cristallographique, soit ici l'axe y. La forme générale de la loi de comportement dans le cas linéaire est de la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} s_{xx} &= 2 \eta_i \left(D_{xx} - \frac{2}{3} (\alpha - 1) D_{yy} \right) \\ s_{yy} &= 2 \eta_i \left(1 + \frac{4}{3} (\alpha - 1) \right) D_{yy} \\ s_{zz} &= 2 \eta_i \left(D_{zz} - \frac{2}{3} (\alpha - 1) D_{yy} \right) \\ s_{xy} &= 2 \eta_i \beta D_{xy} \\ s_{yz} &= 2 \eta_i \beta D_{yz} \\ s_{xz} &= 2 \eta_i D_{xz} \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

Dans cette formulation s représente le déviateur des contraintes et D le tenseur des vitesses de déformation. En l'absence de données fiables sur le comportement du monocristal et étant donné que sa caractéristique principale est le cisaillement très aisé parallèlement au plan de base, on adopte pour α la valeur 1 : le monocristal a le même comportement en compression simple suivant les axes x , y ou z . On adopte pour β qui représente le coefficient d'anisotropie plastique du monocristal en cisaillement, une valeur inférieure à 1. Compte tenu de ces considérations, la loi de comportement du monocristal s'écrit simplement :

$$\left. \begin{aligned} s_{xx} &= 2 \eta_i D_{xx} \\ s_{yy} &= 2 \eta_i D_{yy} \\ s_{zz} &= 2 \eta_i D_{zz} \\ s_{zy} &= 2 \eta_i \beta D_{zy} \\ s_{yz} &= 2 \eta_i \beta D_{yz} \\ s_{zz} &= 2 \eta_i D_{zz} \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

La matrice a un comportement viscoplastique isotrope. Sa loi de comportement est de la forme :

$$D_{ij} = \frac{1}{2\eta} S_{ij} \quad (6.6)$$

où D et S sont les tenseurs vitesse de déformation et deviateur des contraintes respectivement. En utilisant la méthode de l'inclusion d'Eshelby (1957), Meyssonier donne les équations, en déformations planes et dans le repère de l'inclusion (fig. 6.69), qui relie les contraintes dans l'inclusion aux vitesses de déformations à l'infini, sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) &= (\sigma_{xx}^{\infty} + \sigma_{yy}^{\infty}) \\ \frac{1}{2}(\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) &= 4 \eta_i D_{xx}^{\infty} \frac{1}{(1 + \lambda)} \\ \sigma_{xy} &= 4 \eta_i \beta D_{xy}^{\infty} \frac{1}{(1 + \lambda \beta)} \\ \lambda &= \frac{\eta_i}{\eta} \end{aligned} \right\} \quad (6.7)$$

Le matériau est soumis à un état de déformations planes et les axes de l'orthotropie (x,y,Z) se déduisent des axes (X,Y,Z) définissant le repère fixe ou "global", par une rotation d'angle φ autour de Z . Dans ces conditions les composantes du tenseur des contraintes dans l'inclusion s'expriment dans le repère lié à l'inclusion en fonction des composantes en repère fixe, par :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \cos 2\varphi \sigma_{XX} + \sin 2\varphi \sigma_{YY} + \sin 2\varphi \sigma_{XY} \\ \sigma_{yy} &= \sin 2\varphi \sigma_{XX} + \cos 2\varphi \sigma_{YY} - \sin 2\varphi \sigma_{XY} \\ \sigma_{xy} &= \frac{1}{2}(\sigma_{YY} - \sigma_{XX}) \sin 2\varphi + \sigma_{XY} \cos 2\varphi \\ \sigma_{zz} &= \sigma_{ZZ} \end{aligned} \right\} \quad (6.8)$$

De la même manière les composantes du tenseur des vitesses de déformations dans la matrice s'expriment dans le repère lié à l'inclusion par les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} D_{xx} &= D_{XX} \cos 2\varphi + D_{XY} \sin 2\varphi \\ D_{yy} &= -D_{XX} \cos 2\varphi - D_{XY} \sin 2\varphi \\ D_{xy} &= -D_{XX} \sin 2\varphi + D_{XY} \cos 2\varphi \\ D_{XX} + D_{YY} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.9)$$

A l'aide des équations (6.7), (6.8) et (6.9) les relations entre les composantes du tenseur des contraintes à l'infini et les composantes du tenseur des contraintes dans l'inclusion, exprimées dans le repère fixe, sont de la forme :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} - \sigma_{yy} &= 2(C \cos^2 2\varphi + E \sin^2 2\varphi)(\sigma_{xx}^{\infty} - \sigma_{yy}^{\infty}) + 2(C - E) \sin 4\varphi \sigma_{xy}^{\infty} \\ \sigma_{xy} &= \frac{1}{2}[(C - E)(\sigma_{xx}^{\infty} - \sigma_{yy}^{\infty}) \sin 4\varphi] + 2(C \sin^2 2\varphi + E \cos^2 2\varphi) \sigma_{xy}^{\infty} \\ \sigma_{xx} + \sigma_{yy} &= \sigma_{xx}^{\infty} + \sigma_{yy}^{\infty} \\ C &= \frac{\lambda}{(1 + \lambda)} \\ E &= \frac{\lambda \beta}{(1 + \lambda \beta)} \end{aligned} \right\} \quad (6.10)$$

Dans la suite on ne traitera que le cas de la compression uniaxiale, le tenseur des contraintes à l'infini est donc de la forme :

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_{XX}^{\infty} = 0 \\ \sigma_{YY}^{\infty} = \sigma \\ \sigma_{XY}^{\infty} = 0 \end{array} \right\} \quad (6.11)$$

et les composantes du tenseur des contraintes dans l'inclusion s'expriment dans le repère fixe (X,Y,Z) par :

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_{XX} = \frac{\sigma}{2} - (E \sin^2 2\varphi + C \cos^2 2\varphi) \sigma \\ \sigma_{YY} = \frac{\sigma}{2} + (E \sin^2 2\varphi + C \cos^2 2\varphi) \sigma \\ \sigma_{XY} = \frac{\sigma}{2} (E - C) \sin 4\varphi \end{array} \right\} \quad (6.12)$$

On vérifie que dans le cas où l'inclusion est isotrope et a la même viscosité que la matrice on a :

$$\left. \begin{array}{l} \lambda = \beta = 1 \\ C = E = \frac{1}{2} \end{array} \right\} \quad (6.13)$$

et l'équation (6.12) devient :

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_{XX} = 0 \\ \sigma_{YY} = \sigma \\ \sigma_{XY} = 0 \end{array} \right\} \quad (6.14)$$

Le cisaillement sur le plan de base de l'inclusion, engendré par la contrainte à l'infini, s'écrit en repère lié à l'inclusion :

$$\sigma_{xy} = \frac{1}{2} (-\sigma_{XX} + \sigma_{YY}) \sin 2\varphi + \sigma_{XY} \cos 2\varphi \quad (6.15)$$

En utilisant les formules d'interaction (6.12), le cisaillement sur le plan de base s'écrit :

$$\sigma_{xy} = E\sigma \sin 2\varphi \quad (6.16)$$

Nous déterminons les contraintes principales σ_1 et σ_2 dans l'inclusion et nous calculons l'angle ϕ entre la direction de la contrainte principale maximum et l'axe X. Les équations qui conduisent au calcul des contraintes principales et de ϕ sont :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{1}{2}(\sigma_{XX} + \sigma_{YY} + \Delta) \\ \sigma_2 &= \frac{1}{2}(\sigma_{XX} + \sigma_{YY} - \Delta) \\ \Delta &= \sqrt{(\sigma_{XX} - \sigma_{YY})^2 + 4\sigma_{XY}^2} \\ \operatorname{tg}(2\phi) &= \frac{2\sigma_{XY}}{(\sigma_{XX} - \sigma_{YY})} \end{aligned} \right\} \quad (6.17)$$

En utilisant les équations (6.12) les contraintes principales et l'angle ϕ s'expriment en fonction de la contrainte appliquée par :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{\sigma}{2} + \sqrt{\sigma^2(E^2 \sin^2 2\phi + C^2 \cos^2 2\phi)} \\ \sigma_2 &= \frac{\sigma}{2} - \sqrt{\sigma^2(E^2 \sin^2 2\phi + C^2 \cos^2 2\phi)} \\ \operatorname{tg}(2\phi) &= \frac{(C - E) \sin 2\phi \cos 2\phi}{(E \sin^2 2\phi + C \cos^2 2\phi)} \end{aligned} \right\} \quad (6.18)$$

6.7.1.2 Détermination du comportement effectif : *autocohérence*.

Les relations (6.18) ne sont utilisables qu'à condition de pouvoir donner aux paramètres C et E, donc au rapport η_i/η et au paramètre β , des valeurs raisonnables. En l'absence de données sur le comportement du monocristal on peut cependant obtenir des ordres de grandeur en utilisant les données sur le comportement d'un polycristal isotrope et sur celui d'une glace à texture fortement marquée présentant des axes c parallèles (glaces polaires).

Pour passer du modèle de l'inclusion à un modèle de polycristal, la solution logique est d'écrire la condition d'autocohérence. En supposant que le polycristal est constitué de grains de même taille, et que les grains entourant un grain d'orientation donnée ont une orientation quelconque, on peut assimiler chaque grain à une inclusion dans un milieu homogène dont les propriétés sont obtenues en écrivant que sa vitesse de déformation (ou sa contrainte) est la moyenne des vitesses de déformations D_{ij}^g (ou des contraintes σ_{ij}^g) de chaque grain. On écrit donc :

$$\left. \begin{aligned} \langle \sigma_{ij}^g \rangle &= \sigma_{ij}^\infty \\ \langle D_{ij}^g \rangle &= D_{ij}^\infty \end{aligned} \right\} \quad (6.19)$$

La moyenne $\langle \rangle$ étant à faire sur toutes les orientations cristallographiques des grains.

Nos échantillons de glace étant supposés présenter une orientation aléatoire des grains, cette moyenne s'exprime simplement comme :

$$\langle \sigma_{ij}^e \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sigma_{ij}^e(\varphi) d\varphi = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sigma_{ij}^e(\varphi) d\varphi \quad (6.20)$$

Il en est de même pour D_{ij} .

Les équations (6.12) donnent les relations entre les contraintes dans l'inclusion et les contraintes à l'infini dans le repère (X,Y,Z). L'écriture de l'autocohérence sur les contraintes, puisque $\sigma_{XX} + \sigma_{YY} = \sigma_{XX}^\infty + \sigma_{YY}^\infty$ et que $\langle \sin 4\varphi \rangle = 0$, se résume à :

$$\langle 2(E \sin^2 2\varphi + C \cos^2 2\varphi) \rangle = 1 \quad (6.21)$$

La résolution de cette équation conduit à l'égalité suivante :

$$E + C = 1, \text{ soit } \lambda^2 \beta = 1, \text{ soit } \frac{\eta_i}{\eta} \beta = 1 \quad (6.22)$$

Selon les expériences de Pimenta et al. (1987) une glace granulaire dont tous les axes c sont parallèles à une même direction, soumise à un cisaillement perpendiculairement à cette direction, se déforme environ 10 fois plus vite qu'une glace isotrope. Ce résultat tient compte de la présence des joints de grains. En le transposant à notre problème cela nous conduit à poser que la viscosité en cisaillement parallèlement au plan de base de l'inclusion est 10 fois plus faible que celle de la matrice soit :

$$\eta_i \beta = \eta / 10 \quad (6.23)$$

D'après la relation d'autocohérence (6.22), il s'ensuit :

$$\lambda = \frac{\eta_i}{\eta} = 10 \text{ soit } \beta = \frac{1}{100} \quad (6.24)$$

En remplaçant ces valeurs dans les équations (6.12), (6.16) et (6.18) nous obtenons :

$$\left. \begin{aligned} C &= \frac{10}{11} \text{ et } E = \frac{1}{11} \\ \sigma_{XX} &= \frac{\sigma}{2} - \left(\frac{1+9\cos^2 2\varphi}{11} \right) \sigma, \quad \sigma_{YY} = \frac{\sigma}{2} + \left(\frac{1+9\cos^2 2\varphi}{11} \right) \sigma \\ \sigma_{XY} &= \frac{-9}{22} \sin 4\varphi \sigma \\ \sigma_{xy} &= \frac{1}{11} \sin 2\varphi \sigma \\ \sigma_1 &= \frac{\sigma}{2} + \frac{1}{11} \sqrt{\sigma^2 (1+99\cos^2 2\varphi)}, \quad \sigma_2 = \frac{\sigma}{2} - \frac{1}{11} \sqrt{\sigma^2 (1+99\cos^2 2\varphi)} \\ \text{tg}(2\varphi) &= \frac{9 \sin 2\varphi \cos 2\varphi}{(1+9\cos^2 2\varphi)} \end{aligned} \right\} \quad (6.25)$$

La figure (6.70) donne les valeurs des contraintes principales dans l'inclusion en fonction de l'orientation cristallographique de celle-ci. Nous remarquons qu'il existe dans l'inclusion des zones en compression mais aussi des zones en traction. La contrainte

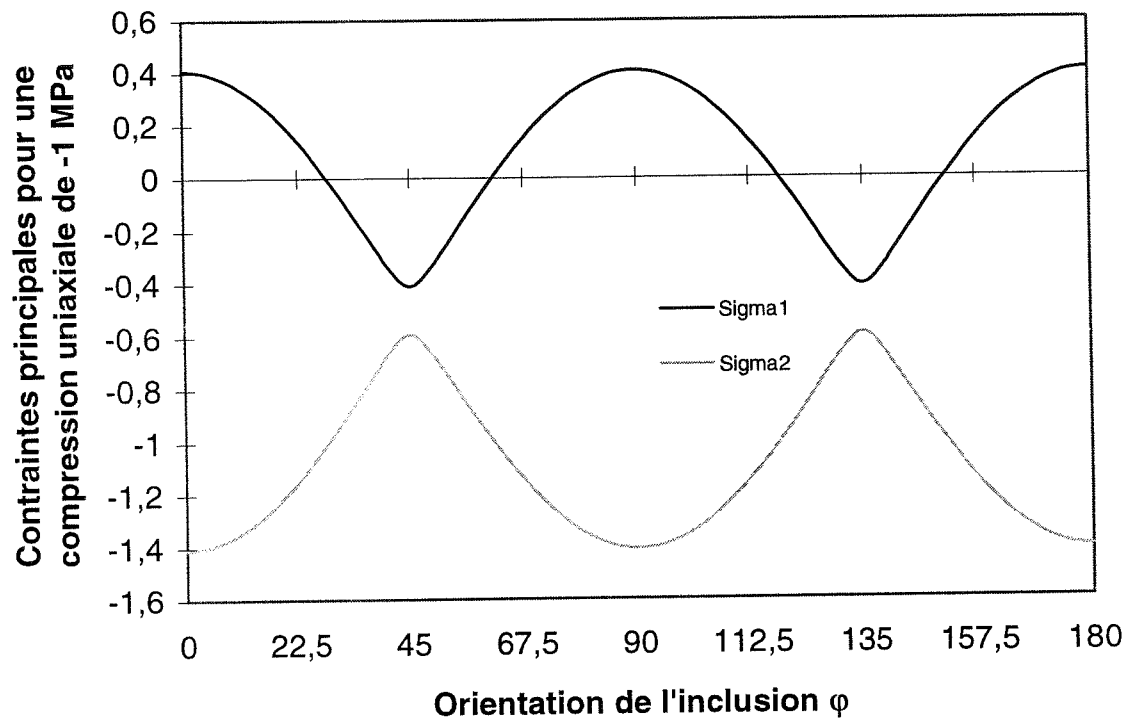


Figure 6.70 :

Détermination des contraintes principales dans l'inclusion, en repère fixe, en fonction de son orientation cristallographique.

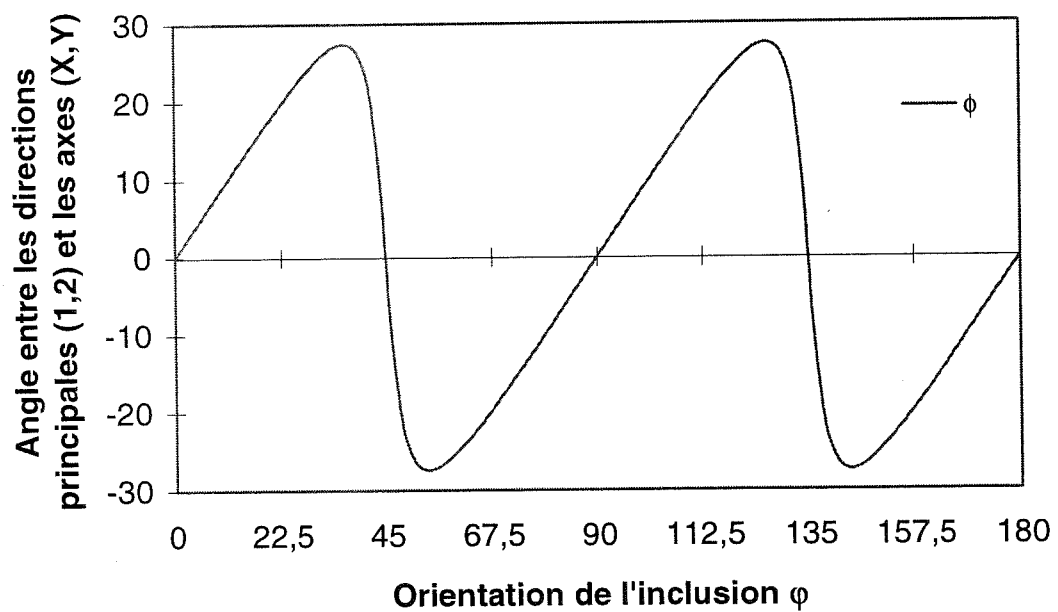


Figure 6.71 :

Variation de l'angle principal en fonction de l'orientation cristallographique de l'inclusion.

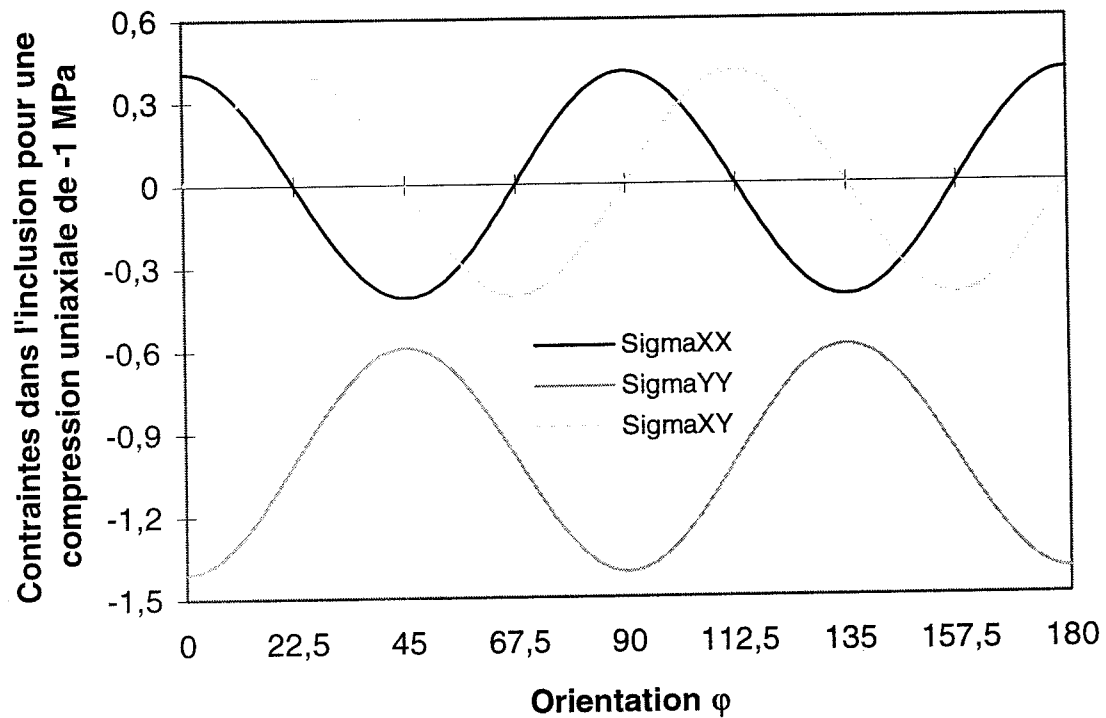


Figure 6.72 :

Détermination des contraintes dans l'inclusion, en repère fixe, en fonction de son orientation cristallographique.

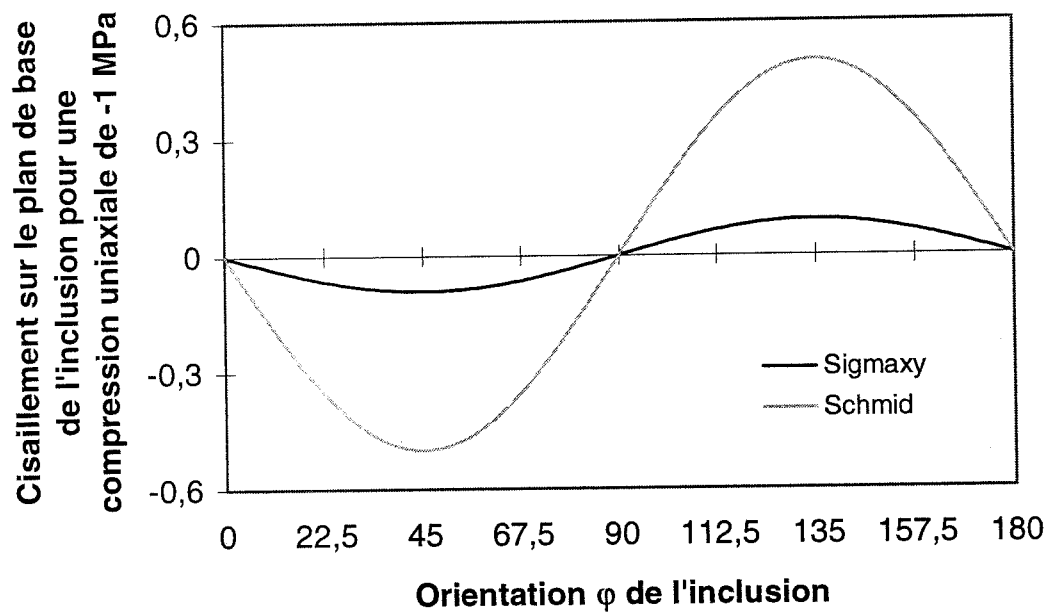


Figure 6.73 :

Comparaison du cisaillement sur le plan de base de l'inclusion avec le facteur de Schmid (monocrystal) pour une compression uniaxiale de -1 MPa.

principale de traction est maximale pour $\varphi = 0 \pm \pi/2$. dans cette configuration le grain constitue un "point dur" vis à vis du reste du polycristal. Ceci est à rapprocher de nos observations expérimentales: les fissures se forment principalement au voisinage des points durs. Si nous analysons plus en détail les figures (6.70), (6.71) et (6.72), nous remarquons qu'il existe en fait dans l'inclusion trois zones intéressantes. La première, symétrique de la troisième par rapport à $\varphi = 45^\circ \pm \pi/2$, est comprise entre $0^\circ < \varphi < 28^\circ$. Dans cette zone, il existe des contraintes de traction (inférieures à 0,5 MPa), mais trop faibles pour qu'il soit possible d'ouvrir des fissures en mode 1 (Schulson, 1979).

Dans la deuxième zone ($28^\circ < \varphi < 62^\circ$) il n'existe pas de contraintes de traction, et il n'est pas possible de donner naissance à une fissure dans l'inclusion en mode 1.

Le cisaillement sur le plan de base de l'inclusion (fig. 6.73) est maximum pour $\varphi = 45^\circ \pm \pi/2$. Nous avons comparé le cisaillement σ_{xy} sur le plan de base de l'inclusion et celui donné par Schmid pour le monocristal dans le cas de la compression uniaxiale (fig. 6.73). Nous remarquons que notre cisaillement maximal est nettement inférieur à celui donné par le facteur de Schmid (d'environ 5 fois plus faible). Dans ces conditions il est possible d'empiler des dislocations à la frontière de l'inclusion, mais il semble difficile, compte tenu de la faible valeur de la contrainte de cisaillement, de former une fissure en mode 2. Il apparaît vraisemblable alors qu'il y ait déplacement puis empilement des dislocations dans l'inclusion sans pour autant avoir naissance de fissures. Il est intuitif de penser que la fissure pourrait alors se former à partir d'un empilement de dislocations mais dans une zone où les contraintes de traction et de cisaillement sont suffisamment importantes pour permettre l'ouverture. Cette zone, compte tenu des remarques précédentes, ne peut se trouver qu'à la frontière inclusion-matrice, dans la matrice elle-même.

6.7.1.3 Détermination des contraintes dans la matrice.

Pour calculer les contraintes dans la matrice qui sont à l'origine de la germination des fissures dans le polycristal de glace colonnaire, nous utilisons les résultats de Meyssonier (1997). Il donne les équations, en déformations planes et coordonnées polaires (R, Θ) et dans le repère de l'inclusion (fig. 6.69), qui relie les vitesses de déformations dans la matrice aux vitesses de déformations à l'infini. Le champ de vitesses de déformations dans la matrice n'est pas constant mais dépend de R et de Θ , et peut se mettre sous la forme :

$$\left.
\begin{aligned}
D_{RR} &= D_{xx}^{\infty}(1 + g(R)F)\cos 2\Theta + D_{xy}^{\infty}(1 - g(R)F)\sin 2\Theta \\
D_{R\Theta} &= -D_{xx}^{\infty}(1 - g(R)F)\sin 2\Theta + D_{xy}^{\infty}(1 + g(R)F)\cos 2\Theta \\
F &= \frac{1 - \lambda\alpha}{1 + \lambda\alpha} = -\frac{1 - \lambda\beta}{1 + \lambda\beta} = \frac{-9}{11} \\
g(R) &= \frac{3}{x^4} - \frac{2}{x^2} \\
x &= \frac{R}{R_0}
\end{aligned}
\right\} (6.26)$$

Dans cette expression on a posé $\lambda = 10$ et $\beta = 0,01$.

La pression isotrope dans la matrice est donnée par :

$$p = p^{\infty} - \frac{4\eta}{x^2}(D_{xx}^{\infty}F\cos 2\Theta - D_{xy}^{\infty}F\sin 2\Theta) \quad (6.27)$$

Lorsque $R = R_0$, nous nous trouvons à la frontière inclusion-matrice. Meyssonier (1997) montre que les contraintes principales dans la matrice ne sont pas forcément maximales à la frontière inclusion-matrice. Cependant, et afin de simplifier l'étude, nous nous plaçons à la frontière inclusion-matrice car au regard d'un critère de nucléation c'est à cet endroit que l'empilement des dislocations est possible. Dans les conditions du problème, c'est à dire dans un cas de compression uniaxiale σ suivant Y, et en utilisant l'équation (6.6) et le changement de repère (6.8), les équations (6.26) permettent d'exprimer de déviateur des contraintes S et la pression, à la frontière ($x = 1$, $g(1) = 1$) et dans le repère de l'inclusion, sous la forme :

$$\left.
\begin{aligned}
p^{\infty} &= \frac{\sigma}{2} \\
S_{XX}^{\infty} &= \frac{-\sigma}{2} = -S_{YY}^{\infty} \\
S_{ZZ}^{\infty} &= S_{XY}^{\infty} = 0 \\
p &= \frac{\sigma}{2} + \sigma(\cos 2\varphi \cos 2\Theta F + \sin 2\varphi \sin 2\Theta F) \\
S_{RR} &= \frac{-\sigma}{2} [(1 + F)\cos 2\varphi \cos 2\Theta - (1 - F)\sin 2\varphi \sin 2\Theta] \\
S_{R\Theta} &= \frac{\sigma}{2} [(1 - F)\cos 2\varphi \sin 2\Theta + (1 + F)\sin 2\varphi \cos 2\Theta]
\end{aligned}
\right\} (6.28)$$

Dans ces conditions les contraintes dans la matrice à la frontière de l'inclusion s'expriment dans le repère de l'inclusion par :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{RR} &= \frac{\sigma}{2} + \frac{\sigma}{2} [(F-1)\cos 2\varphi \cos 2\Theta + (F+1)\sin 2\varphi \sin 2\Theta] \\ \sigma_{\Theta\Theta} &= \frac{\sigma}{2} + \frac{\sigma}{2} [(1+3F)\cos 2\varphi \cos 2\Theta + (3F-1)\sin 2\varphi \sin 2\Theta] \\ \sigma_{R\Theta} &= \frac{\sigma}{2} [(1-F)\cos 2\varphi \sin 2\Theta + (1+F)\sin 2\varphi \cos 2\Theta] \end{aligned} \right\} \quad (6.29)$$

Les équations qui conduisent au calcul des contraintes principales et de l'angle ϕ_1 entre la direction 1 et le rayon polaire d'angle Θ (fig. 6.74) sont données, dans le repère de l'inclusion, par:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{\sigma}{2} + \frac{1}{11} \left[\sqrt{\sigma^2(1+99\sin^2 2\Theta)} - 9\sigma \cos 2(\varphi - \Theta) \right] \\ \sigma_2 &= \frac{\sigma}{2} - \frac{1}{11} \left[\sqrt{\sigma^2(1+99\sin^2 2\Theta)} + 9\sigma \cos 2(\varphi - \Theta) \right] \\ \operatorname{tg}(\phi_1) &= \frac{\sqrt{\sigma^2(1+99\sin^2 2\Theta)} + \sigma(\cos 2\varphi \cos 2\Theta - 10\sin 2\varphi \sin 2\Theta)}{\sigma(10\cos 2\varphi \sin 2\Theta + \sin 2\varphi \cos 2\Theta)} \end{aligned} \right\} \quad (6.30)$$

Ces expressions sont valables pour la frontière de l'inclusion. Afin de mettre en évidence les zones en traction et les zones en compression, nous avons réduit notre étude à trois cas particuliers c'est à dire à trois valeurs de l'orientation φ de l'inclusion ($0, \pi/4, \pi/2$). La figure (6.75) donne les valeurs des contraintes principales à la frontière inclusion-matrice en fonction de Θ lorsque φ est nul. Nous avons représenté sur la figure (6.76) la variation de l'angle principal ϕ_1 , pour Θ compris entre 0 et $\pi/2$. De la même manière, la figure (6.77) donne les valeurs des contraintes principales lorsque $\varphi = \pi/4$ pour Θ compris entre $-\pi/4$ et $+\pi/4$. La figure (6.78) donne la variation de l'angle principal dans la configuration précédente. Enfin, la figure (6.79) donne les valeurs des contraintes principales lorsque $\varphi = \pi/2$ pour Θ compris entre 0 et $-\pi/2$. La figure (6.80) donne la variation de l'angle principal lorsque $\varphi = \pi/2$.

Nous remarquons qu'il existe à la frontière inclusion-matrice, des zones en traction et des zones en compression. La contrainte maximale de traction est donnée pour une orientation cristallographique de l'inclusion de 45° par rapport au repère fixe (X,Y,Z). Dans cette configuration particulière la contrainte de traction maximale a lieu dans une direction perpendiculaire à la direction de compression à 45° du plan de base de l'inclusion. Ce résultat est tout à fait compatible avec nos résultats expérimentaux qui montrent que les grains non fissurés ont leurs plans de base majoritairement orientés à 45° . Nous avons déterminé, dans ce cas précis, la contrainte principale maximale de traction. Cette contrainte est de 1,22 MPa lorsque la contrainte uniaxiale de compression

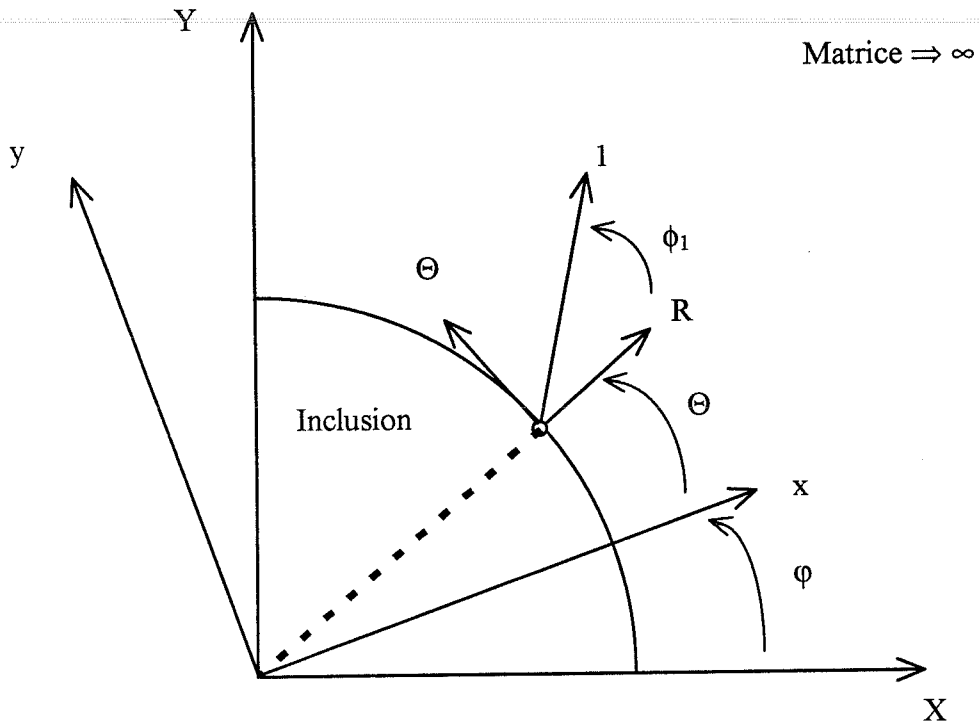


Figure 6.74 :

Orientation des différents repères par rapport au repère de l'inclusion et au repère fixe.

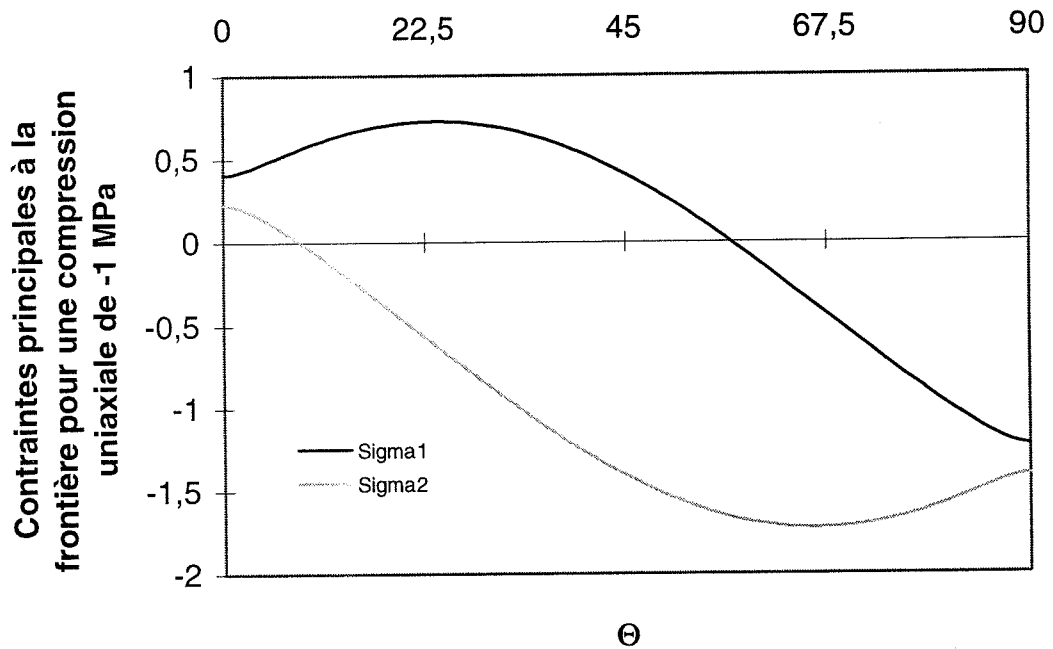


Figure 6.75 :

Détermination des contraintes principales à la frontière, dans le repère de l'inclusion, pour une orientation cristallographique de l'inclusion de 0° .

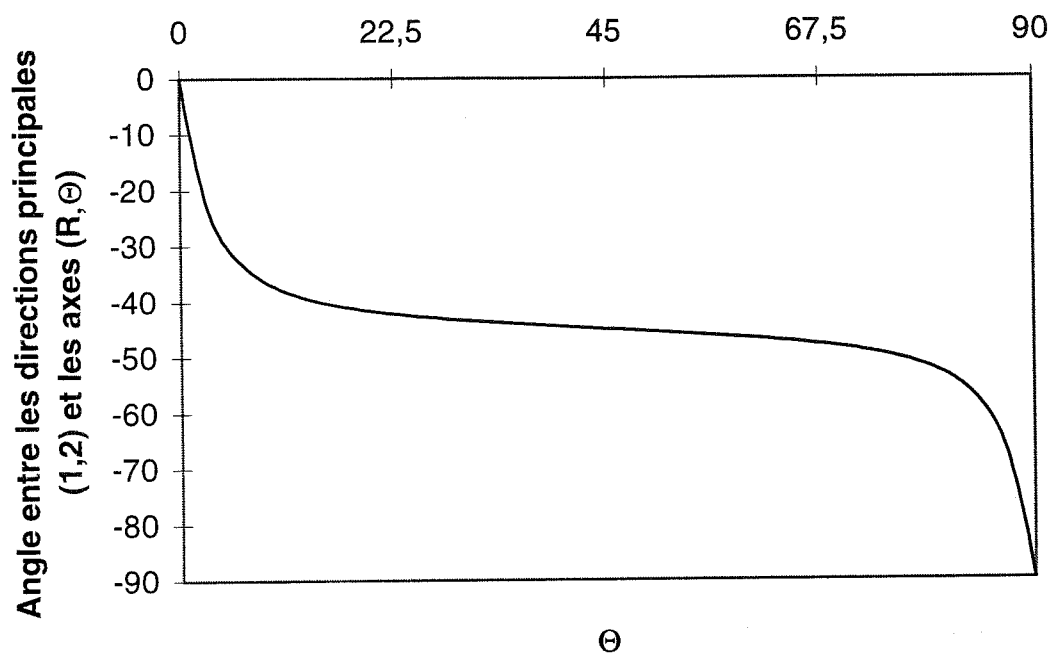


Figure 6.76 :

Variation de l'angle principal pour une orientation cristallographique de l'inclusion de 0° .

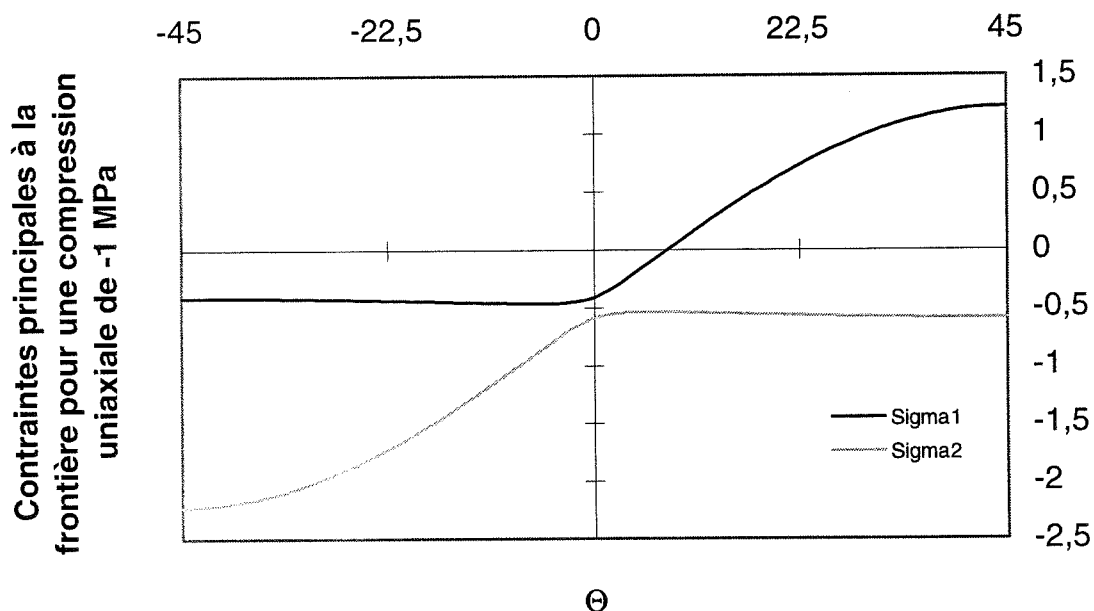


Figure 6.77 :

Détermination des contraintes principales à la frontière, dans le repère de l'inclusion, pour une orientation cristallographique de l'inclusion de 45° .

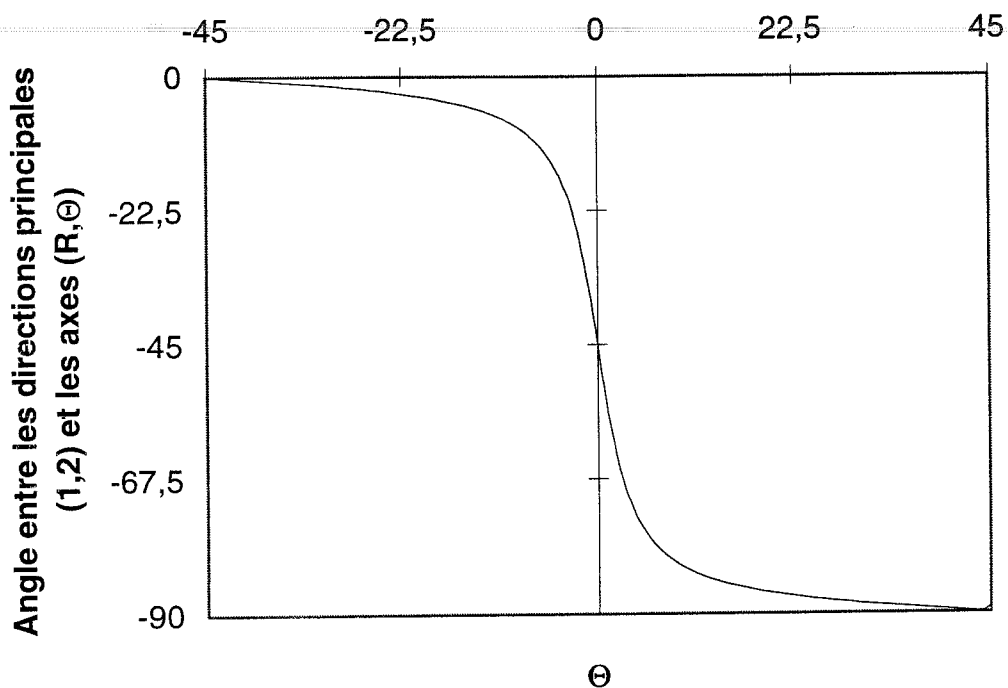


Figure 6.78 :

Variation de l'angle principal pour une orientation cristallographique de l'inclusion de 45° .

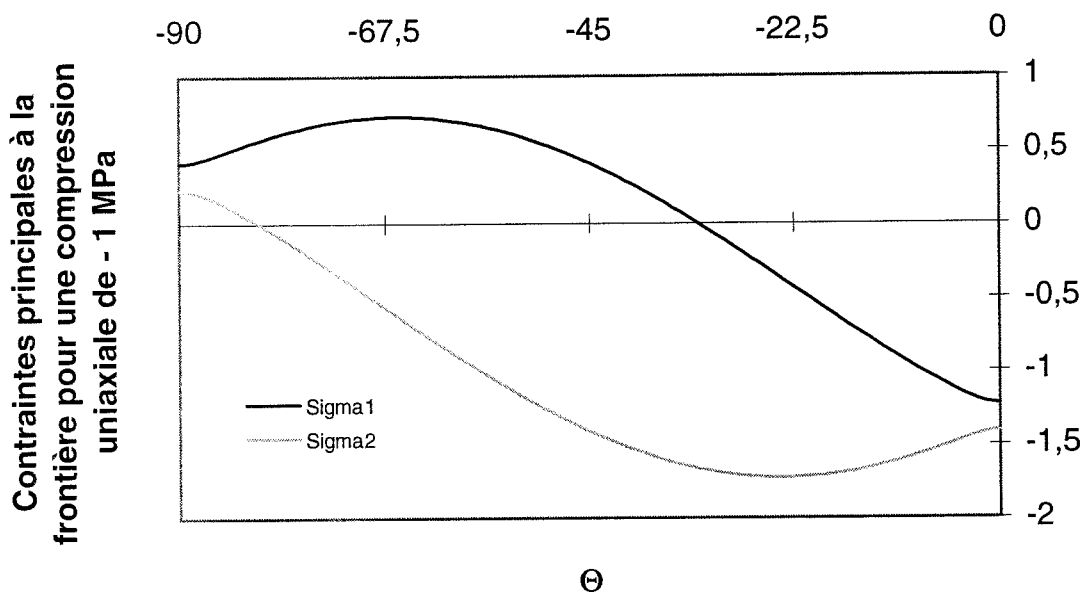


Figure 6.79 :

Détermination des contraintes principales à la frontière, dans le repère de l'inclusion, pour une orientation cristallographique de l'inclusion de 90° .

appliquée à l'infini est de - 1 MPa. Il est possible, dans cette situation, de donner naissance à une fissure à la frontière inclusion-matrice en mode 1 qui sera parallèle à la direction de compression.

6.7.2 Critère de nucléation.

Nous savons qu'il est possible de mobiliser le mouvement des dislocations d'un polycristal de glace colonnaire en compression uniaxiale par des essais de fluage. En réalité les dislocations se déplacent sur les plans de base des monocristaux (ici sur les plans de base de l'inclusion) sous l'action d'un cisaillement critique. Dans le polycristal le glissement est empêché par un joint de grain ou un défaut et il se crée alors un empilement de dislocations. A chaque empilement est associé un champ de contrainte qui conduit, s'il devient critique, à la germination d'une fissure. La majorité des auteurs qui ont travaillé sur cette question ont utilisé le critère de germination donné par Stroh (1957) et modifié par Smith et Barnby (1967). Si l'on adopte le modèle de l'inclusion, il semble que ce critère soit mal adapté car le cisaillement effectif sur le plan de base de l'inclusion, engendré par la contrainte à l'infini, est trop faible pour donner naissance à une fissure par empilement de dislocations. Gold (1972) et Schulson et al. (1992) montrent qu'il y a nucléation de fissures dans la glace colonnaire en compression uniaxiale pour une contrainte de compression à l'infini de - 1 MPa. Nos observations montrent qu'il y a nucléation de fissure dans la glace colonnaire "modèle" pour une contrainte de compression à l'infini de -0,73 MPa (EN°9). Pour établir un critère de nucléation nous faisons l'hypothèse que les fissures s'ouvrent en mode 1. Le critère de nucléation est un critère de contrainte analogue à celui de Stroh (1957), la fissure s'ouvre lorsque le facteur d'intensité de contraintes en mode 1 atteint la valeur critique K_{Ic} . La direction préférentielle de la fissure correspond à la valeur maximum de K_I . Dans ces conditions, et à l'aide de l'équation (6.26) l'expression de K_I est de la forme :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 > 0 \\ K_I = \sigma_1 \sqrt{\pi a} = \left(\frac{\sigma}{2} + \frac{1}{11} \left[\sqrt{\sigma^2 (1 + 99 \sin^2 2\Theta)} - 9\sigma \cos 2(\varphi - \Theta) \right] \right) \sqrt{\pi a} \end{aligned} \right\} \quad (6.31)$$

Dans cette expression $2a$ représente la longueur de la fissure. Le critère d'initiation s'écrit :

$$\left. \begin{aligned} K_I &= K_{Ic} \\ \sigma_1 &= \sigma_c \\ \left(\frac{\sigma}{2} + \frac{1}{11} \left[\sqrt{\sigma^2 (1 + 99 \sin^2 2\Theta)} - 9\sigma \cos 2(\varphi - \Theta) \right] \right) &= \sigma_c \end{aligned} \right\} \quad (6.32)$$

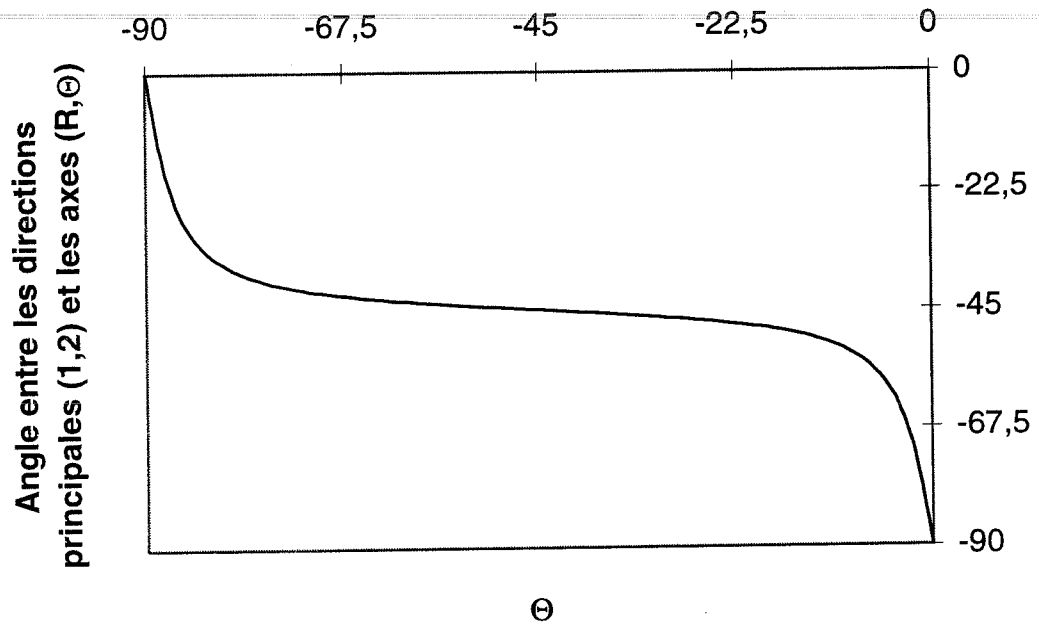


Figure 6.80 :

Variation de l'angle principal pour une orientation cristallographique de l'inclusion de 90° .

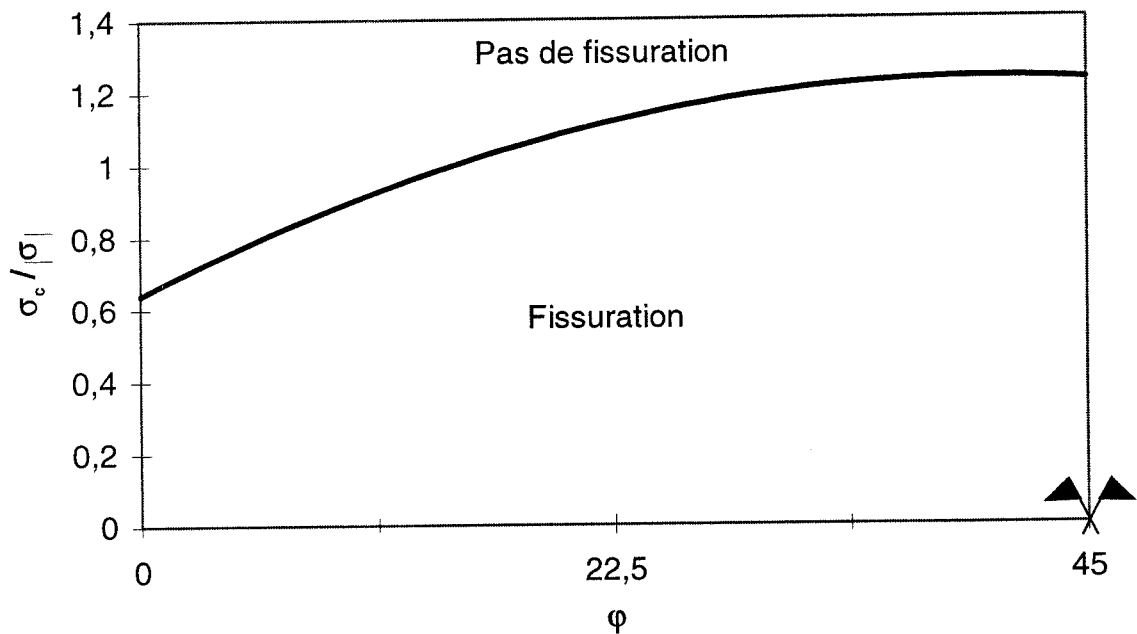


Figure 6.81 :

Evolution du critère de nucléation en fonction de l'orientation cristallographique de l'inclusion pour une orientation φ comprise entre 0 et 45° (symétrie par rapport à $\varphi = \pi/4$).

où σ_c est une contrainte critique de traction que l'on peut estimer à 1 MPa (Schulson, 1979). Dans le cas d'une compression uniaxiale $\sigma = -|\sigma|$, il y aura germination d'une fissure à la frontière inclusion-matrice si :

$$\left. \begin{aligned} k(\varphi, \Theta) &\geq \left(11 \frac{\sigma_c}{|\sigma|} + \frac{29}{2} \right) \\ k(\varphi, \Theta) &= \sqrt{(1 + 99 \sin^2 2\Theta + 18 \cos^2(\varphi - \Theta))} \end{aligned} \right\} \quad (6.33)$$

Un extremum de $k(\varphi, \Theta)$ est donné pour :

$$\frac{\partial k(\varphi, \Theta)}{\partial \varphi} = 0 \quad \text{soit} \quad \varphi = \Theta \quad (6.34)$$

et dans ce cas, $k(\varphi, \Theta)$ est maximum pour $\Theta = 45^\circ \pm \pi/2$ et prend la valeur 28.

Selon le critère (6.33) il ne peut donc y avoir fissuration que si :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sigma_c}{|\sigma|} &\leq 1,22 \\ \text{soit} \quad |\sigma| &\geq 0,815 \sigma_c \end{aligned} \right\} \quad (6.35)$$

Pour $\sigma_c/|\sigma|=1,22$ il n'y a fissuration possible que dans le cas particulier d'une orientation cristallographique de l'inclusion de $\varphi = 45^\circ$ et pour $\Theta = 45^\circ$ (fig. 6.77). Alors pour une contrainte de compression à l'infini de -1 MPa, la contrainte maximale de traction σ_1 à la frontière inclusion-matrice est de 1,22 MPa.

Nous avons déterminé par voie numérique les valeurs de $\sigma_c/|\sigma|$ telles que pour une orientation d'inclusion φ donnée il existe au moins une valeur de Θ permettant de vérifier le critère (6.33). Ces valeurs de $\sigma_c/|\sigma|$ sont tracées en fonction de φ , pour φ compris entre 0 et 45° (il y a symétrie par rapport à $\varphi = \pi/4$) sur la figure (6.81). Cette courbe donne la limite pour une orientation cristallographique φ donnée, de la valeur de $\sigma_c/|\sigma|$ en dessous de laquelle il ne peut y avoir germination d'une fissure.

6.8 Conclusion générale.

Dans ce chapitre nous avons fait une analyse statistique de l'apparition des fissures au cours du temps et mis en relation les paramètres influents. L'analyse statistique des paramètres structuraux montre que les distributions de taille de grains et de fissures sont aléatoires et qu'il n'y a pas de relation évidente entre le diamètre moyen des grains et la longueur des fissures contrairement à ce qui est souvent admis (Cole, 1986).

Cependant l'analyse expérimentale a permis de montrer que la première fissure se localise souvent au voisinage des plus gros grains. L'analyse statistique des paramètres structuraux et la confrontation expérimentale ont montré l'importance des caractères plurimodaux sur l'apparition des fissures. En ce qui concerne les paramètres d'orientation, nous avons montré que l'apparition de la première fissure est à mettre en relation avec l'orientation cristallographique du voisinage. Les monocristaux qui ont leurs plans de base orientés à $0^\circ \pm \pi/2$ constituent des "points durs" vis à vis du reste du polycristal.

La corrélation spatio-temporelle a mis en évidence l'effet important du comportement viscoplastique.

Nous avons utilisé le critère de Stroh (1957) modifié par Smith et Barnby (1967) et avons constaté que, dans l'ensemble, il était assez bien vérifié. Cela suggère que les fissures s'ouvrent par empilement de dislocations dans des zones en traction. Cette constatation est à rapprocher des observations faites par d'autres auteurs (Gold, 1972; Schulson, 1990; Kalifa, 1988) qui montrent que l'orientation des fissures est proche de la direction de compression maximum.

En utilisant le modèle de l'inclusion d'Eshelby (1957), dans le cadre d'un comportement viscoplastique newtonien, nous avons constaté qu'il était impossible, sous une contrainte de compression uniaxiale à l'infini de -1 MPa, de former des fissures par empilement de dislocations dans le monocristal ou l'inclusion, mais qu'il existait à la frontière inclusion-matrice des zones de traction où la germination des fissures était possible. La traction principale maximale est obtenue pour une orientation cristallographique de l'inclusion de $45^\circ \pm \pi/2$. Les observations faites sur les échantillons après les essais, montrent que la plupart des grains non fissurés sont orientés à 45° de la direction de compression maximale. Cette remarque est tout à fait compatible avec le modèle de l'inclusion utilisé. Un critère de nucléation a été déterminé en faisant l'hypothèse que les fissures s'ouvriraient en mode I. L'étape suivante devra être la modélisation par éléments finis (2D en déformations planes) du comportement viscoplastique non newtonien d'un assemblage de grains de glace colonnaire de géométrie et d'orientations cristallographiques connues.

Chapitre 7

Conclusions Générales et perspectives

En s'inspirant d'une étude de Gold (1972), notre démarche a consisté à conduire une série d'expérience de fluage en compression uniaxiale à des niveaux de contraintes compris entre -1 et -0,5 MPa, sur différents types de glaces columnaires préparés en laboratoire.

Plus de la moitié du travail rapporté ici, a été consacrée à la réalisation et la mise au point d'une procédure expérimentale. La première phase expérimentale a consisté en la fabrication d'un matériau de glace colonnaire "modèle". Un procédé a été mis au point en laboratoire qui permet d'obtenir des colonnes de glace de lac régulières dont les orientations cristallographiques sont contrôlées. La deuxième phase expérimentale a consisté en la réalisation d'une expérience de fluage en compression uniaxiale avec acquisition de données. La partie la plus originale réside dans le suivi et l'enregistrement, par un système vidéo, de l'endommagement du matériau. Cette technique nous a permis de caractériser l'évolution de la fissuration et de mettre en relation l'apparition des fissures avec la microstructure de chacun des échantillons de glace colonnaire.

L'étude des résultats expérimentaux a consisté en l'analyse du comportement, endommagé ou non, de la glace colonnaire "modèle" et naturelle. Dans un premier temps nous avons étudié le comportement en fluage et avons constaté que la phase transitoire était assez bien reproduite par une loi d'Andrade. Pour la phase de fluage secondaire les analyses sont plus délicates. En effet nous n'avons pas assez de résultats expérimentaux pour pouvoir tirer de conclusion quant à la nature et à l'influence des divers paramètres. Nous constatons cependant que la glace colonnaire "modèle" a un comportement proche d'un matériau bidimensionnel. Pour des niveaux de contraintes équivalents (au voisinage de -0,5 MPa) la glace colonnaire naturelle s'écrouit plus vite que la glace colonnaire "modèle". Ce premier résultat est à mettre en relation avec des considérations géométriques. En effet la forte conicité des colonnes de glace colonnaire naturelle permet de donner au matériau une direction d'écrouissage supplémentaire. La comparaison des résultats expérimentaux obtenus d'une part sur la glace colonnaire naturelle et d'autre part sur la glace colonnaire "modèle", nous a donné quelques informations quantitatives sur l'influence du glissement des joints de grains pendant la phase de chargement et la phase de déchargement.

Nous avons analysé l'endommagement de fluage qui correspond au processus de naissance et de croissance de microfissures dans la glace colonnaire. Cet endommagement se développe en

fonction du temps sous sollicitation constante (compression uniaxiale $\cong -1$ MPa) et se manifeste surtout lors du fluage tertiaire par une augmentation de la vitesse de fluage à l'approche de la rupture. En compression uniaxiale le comportement de la glace colonnaire reste ductile endommageable. Nous avons remarqué que l'endommagement n'était pas nul en fluage primaire et qu'il fallait alors rendre compte du fluage secondaire par une loi de Norton-Hoff endommagée. L'idée était de rendre compte de cet endommagement par la notion de contrainte effective. Nous avons remarqué, après l'analyse des résultats expérimentaux, qu'il était difficile de rendre compte du matériau endommagé par une variable scalaire. Le principe de la contrainte effective (Chaboche, 1988) ne s'applique pas ici, car c'est le champ local viscoplastique et la structure du polycristal qui gouverne le mécanisme de germination de fissures et contrôle le phénomène d'endommagement. Les résultats expérimentaux et la formulation énergétique adoptée, confirment cette remarque et montrent l'importance de la zone plastique en tête de fissure sur le comportement du matériau. Notre formulation, même si elle reste hypothétique, permet, par le calage de certains paramètres, de reproduire au mieux le comportement du matériau endommagé. Cependant elle reste incomplète car il nous a été impossible de déterminer objectivement l'évolution du nombre de fissures au cours du temps.

La partie la plus intéressante de l'étude réside dans l'analyse des images vidéo sur l'apparition des fissures du tiers central de chacun des échantillons. L'analyse statistique qui en a découlé a montré que la première fissure se localisait souvent au voisinage des plus gros grains soulignant l'importance des paramètres structuraux. L'analyse statistique des paramètres d'orientation a montré que l'apparition des fissures est à mettre en relation avec l'orientation cristallographique du voisinage. La vérification expérimentale du critère de Stroh a confirmé nos hypothèses et nos observations sur l'apparition des fissures. Les fissures s'ouvrent dans des zones en traction et leur orientation est proche de la direction de compression maximum. Pour déterminer un critère de nucléation il faut connaître les contraintes et les déformations au voisinage des pointes ou fronts de fissures. En élasticité linéaire ceci se traduit par l'étude des singularités du champ de contraintes à la tête de la fissure. Cependant cette analyse est insuffisante lorsque les déformations plastiques interviennent. La connaissance des contraintes et des déformations locales dans le cas de la plasticité non confinée nécessite des études assez complexes. Pour pallier cette difficulté nous avons utilisé le modèle de l'inclusion d'Eshelby (1957), dans le cadre d'un comportement viscoplastique newtonien. Cette loi de comportement n'est évidemment pas celle d'un polycristal de glace mais elle présente l'avantage de simplifier les calculs qui, dans ce cas, peuvent se traiter analytiquement. Les résultats obtenus nous ont montré qu'il était impossible, sous une contrainte de compression à l'infini de -1 MPa, de former des fissures par empilement des dislocations dans le monocristal ou l'inclusion. En

revanche nous avons constaté qu'il existait à la frontière inclusion-matrice des zones en traction ou la germination des fissures était possible. En utilisant la notion de facteur d'intensité de contraintes en mode I, nous avons montré qu'il existait des zones où la germination était possible pour une orientation cristallographique d'inclusion donnée.

La traction principale maximale alors déterminée a été obtenue pour une orientation de l'inclusion de $45^\circ \pm \pi/2$ par rapport à la direction de compression. Ce calcul est tout à fait compatible avec nos analyses expérimentales qui montrent que la plupart des grains non fissurés après essais sont orientés à 45° de cette direction.

Cette confrontation nous a permis de montrer l'importance des paramètres d'orientation sur les mécanismes de germination de fissures. Nous suggérons en fait qu'il existe un couplage important entre le développement d'une zone plastique en tête de fissure et l'orientation cristallographique de son voisinage. Bien évidemment le modèle théorique utilisé est assez éloigné de la réalité. En effet il ne traduit pas le comportement mécanique d'un polycristal de glace. Cependant en utilisant la glace colonnaire "modèle" il serait tout à fait possible de fabriquer un matériau qui soit compatible avec le schéma d'Eshelby. On pourrait en effet réaliser une inclusion circulaire anisotrope (monocristal) dans une matrice de glace granulaire isotrope et il deviendrait alors possible de tester séparément chaque hypothèse en utilisant un matériau modèle spécialement élaboré à cet effet.

L'étape suivante de ce travail pourra être, par exemple, la modélisation par éléments finis d'un ensemble de grains de glace colonnaire de géométries et d'orientations cristallographiques connues, inclus dans une matrice isotrope de glace de glacier (fig. 7.1). La prise en compte d'un comportement viscoplastique non newtonien permettra de reproduire plus fidèlement de la réalité du comportement mécanique d'un polycristal de glace colonnaire.



Figure 7.1 :

Photo d'une lame mince de glace. La partie centrale est composée d'un polycristal de glace colonnaire dont les grains ont des géométries et des orientations cristallographiques connues. La partie périphérique est constituée d'une glace de glacier isotrope. Ce matériau, fabriqué en laboratoire, constitue une inclusion.

Références bibliographiques

Ahmad, S.; Whitworth, R.W. **1988**. *Dislocation motion in ice : a study by synchrotron X-ray topography*. Phil. Mag., Vol. A57, N° 5, pp749-766.

Ashby, M.F.; Jones, D.R.H. **1991**. *Matériaux, t2 : Microstructure et Mise en Oeuvre*. 1st ed., Dunod, Paris.

Bernal, J.D.; Fowler, R.H. **1933**. *A theory of water and ionic solutions with particular reference to hydrogen and hydroxyl ion*. J. Chem. Phys., Vol. 1, pp515-548.

Bilby, B.A.; Hewitt, J. **1962**. *Hydrogen in steel-iron, the stability of microcracks*. Acta. Metall. Mater., Vol. 10, pp587-600.

Chaboche, J.L. **1988**. *Continuum damage mechanics: part 1- General concepts and part 2- Damage and growth, crack initiation and crack growth*. J. Applied Mechanics, Vol. 55, pp59-72.

Choumsky, P.A. **1958**. *Principes de glaciologie structurale*. C.E.D.P., Paris, pp1-309.

Choi, K.; Karr, D.G. **1989**. *A damage mechanics model for uniaxial creep and cyclic loading of polycrystalline ice*. 8th Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, The Hague, Proc. 4, pp75-82.

Cocks, A.C.F.; Ashby, M.F. **1983**. *Cleavage cracks in elastic-creeping solids*. Technical Report of University of Cambridge, Engineering Dept., N° 93.

Cooksley, S.D. **1984**. *Yield and fracture surfaces of brittle solids under multiaxial loading*. Ph-D thesis, Cambridge Univ., Engineering Dept., Cambridge, England.

Cole, D.M. **1979**. *Preparation of polycrystalline ice specimens for laboratory experiments*. Cold Regions Science and Technology, Vol. 1, N° 2, pp153-159.

Cole, D.M. **1986**. *The effect of grain size on internal fracturing in polycrystalline ice*. C.R.R.E.L. Report, N° 86-5.

Cole, D.M. **1987**. *Strain-rate and grain size effects in ice*. J. of Glaciol., Vol. 33, N° 15, pp274-280.

Cole, D.M. **1988**. *Crack nucleation in polycrystalline ice*. Cold Regions Science and Technology, Vol. 27, N° 3, pp257-267.

Cole, D.M. **1990**. *Reversed direct-stress testing of ice, initial experimental results and analysis*. Cold Regions Science and Technology, Vol. 18, pp303-321.

Cole, D.M. **1991**. *Anelastic straining in polycrystalline ice*. 6th Int. Conf. on Cold Regions Engineering (Specialty Conference), A.S.C.E., W. Lebanon N.H., pp505-518.

- Duva, J.M.; Crow, P.D. **1994**. *Analysis of consolidation of reinforced materials by power-law creep*. Mechanics of Materials, Vol. 17, pp25-32.
- Duval, P. **1976**. *Lois du fluage transitoire ou permanent de la glace polycristalline pour divers états de contrainte*. Annales de Géophysique, T. 32, N° 4, pp335-350.
- Duval, P.; Ashby, M.F.; Anderman, I. **1983**. *Rate-controlling processes in the creep of polycrystalline ice*. J. Physical Chemistry, Vol. 87, N° 21, pp4066-4074.
- Duval, P.; Kalifa, P.; Lestringant, R. **1991**. *Visco-elasticity and the compressive failure of polycrystalline ice*. 6th Int. Conf. on Cold Regions Engineering (Specialty Conference), A.S.C.E., W. Lebanon N.H., pp494-503.
- Eshelby, J.D.; Frank, F.C.; Nabarro, F.R.N. **1951**. *The equilibrium of linear arrays of dislocations*. Phil. Mag. Vol. 42, pp351-364.
- Eshelby, J.D. **1957**. *The determination of elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems*. In. Proc. Roy. Soc. Lond., Vol. A241, pp376-396.
- Fletcher, N.H. **1970**. *The Chemical Physics of Ice*. 1st ed., Cambridge University Press, Cambridge.
- Friedel, J. **1956**. *Les dislocations*. Gauthier-Villard ed., Paris.
- Frost, H.J.; Gupta, V. **1993**. *Crack nucleation mechanisms and fracture toughness measurements in freshwater ice*. Ice Mechanics Symposium, 1st Joint A.S.C.E.-E.M.D., A.S.M.E.-A.M.D., S.E.S. Meeting, Charlottesville, Virginia.
- Gammon, H.; Sunder, S.S. **1983**. *Elastic constants of ice samples by Brillouin spectroscopy*. Journal of Physical Chemistry, Vol. B87, pp4025-4029.
- Gagliardini, O.; Meyssonier, J. **1997**. *Flow simulation of firn-covered cold glacier*. Annals of Glaciology, Vol. 24, sous presse.
- Ghahremani, F.; Hutchinson, J.W.; Tvergaard, V. **1990**. *Three-dimensional effects in microcrack nucleation in brittle polycrystals*. Journal of American Ceramics Society, Vol. 73, pp1548-1554.
- Glen, J.W. **1955**. *The creep of polycrystalline ice*. Proc. R. Soc. Lond., Vol A228, pp519-538.
- Glen, J.W. **1975**. *The mechanics of ice*. Cold Regions and Engineering Laboratory, Monograph II-C2b, pp1-43.
- Gold, L.W. **1958**. *Some observations on the dependence of strain on stress for ice*. Can. J. Phys., Vol. 36, N° 10, pp1265-1275.
- Gold, L.W. **1967**. *Physics of snow and ice*. Inst. Low Temp. Sci., Hokkaido Univ., Vol. 1, pp359.
- Gold, L.W. **1970**. *The Failure Process in Columnar Grained Ice*. Ph. D. Thesis. McGill University.

- Gold, L.W. **1972**. *The process of failure of columnar-grained ice*. Philosophical Magazine, Vol. 26, N° 2, pp311-327.
- Gold, L.W.; Jones, S.J.; Slade, T.D. **1992**. *A comparison of crack initiation conditions for columnar-grain and granular ice*. In Proceedings. 11th Int. Symp. on Ice Problems, Banff, Alberta, Vol. 1, International Association of Hydraulic Research, pp200-209.
- Gold, L.W. **1993**. *The Canadian Habbakuk Project*. Edition International Glaciological Society, 323p.
- Gold, L.W. **1994**. *The elastic modulus of columnar-grain fresh-water ice*. Annals of Glaciology, Vol. 19, pp13-18.
- Gold, L.W. **1996**. *Statistical Characteristics for the type and width of deformation induced cracks in columnar-grain ice*. Journal of Glaciology, sous presse.
- Goubert, A. **1993**. *Fluage transitoire de la glace polycristalline en compression uniaxiale*. Thèse de 3^{ème} cycle, Université Joseph Fourier Grenoble-1, Grenoble.
- Griffith, A.A. **1924**. *The theory of rupture*. 1st Int. Cong. Appl. Mech., Delft, Proc., pp54-63.
- Gupta, V.; Tian, X. **1994**. *Measurement of Cleavage Strength in Ice Crystals by a Laser Spallation Technique*. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol. 116, pp35-42.
- Hawkes, I.; Mellor, M. **1972**. *Deformation and fracture of ice under uniaxial stress*. Journal of Glaciology, Vol. 11, N° 61, pp103-131.
- Hobbs, P.V. **1974**. *Ice Physics*. Clarendon Press, Oxford.
- Hondoh, T.; Higashi, A. **1983**. *Generation and absorption of dislocations at large-angle grain boundaries in deformed ice crystals*. J. Phys. Chem., Vol. 87, N° 21, pp4044-4050.
- Hondoh, T.; Iwamatsu, H.; Mae, S. **1990**. *Dislocation mobility for non-basal glide in ice measured by in situ X-ray topography*. Phil. Mag., Vol. A62, N° 1, pp89-102.
- Inglis, C.E. **1913**. *Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners*. Trans; Inst. Naval. Archit., Vol. 55, pp219.
- Irwin, G.R. **1958**. *Fracture mechanics*. Jour. App. Mech., Vol 24, pp361.
- Jacka, T.H. **1984**. *The time and strain required for development of minimum strain rates in ice*. Cold Regions and Science Technology, Vol. 8, pp261-268.
- Jacka, T.H.; Lile, R.C. **1984**. *Sample preparation techniques and compression apparatus for ice flow studies*. Cold Regions and Science Technology, Vol. 8, pp235-240.
- Jaeger, J.C.; Cook, N.G.W. **1984**. *Fundamentals of rock mechanics*. 3^{ème} édition, édité par Chapman (Londres) et Hall (New York).
- Jordaan, I.J.; Singh, S.K. **1994**. *Compressive ice failure: critical zones of high pressure*. Proc. of I.A.H.R. Ice Symposium, Trondheim, Norway, pp505-514.

- Kalifa, P. 1988. *Contribution à l'étude de la fissuration dans la glace polycristalline en compression*. Thèse de 3^{ème} cycle, Université Joseph Fourier Grenoble-1, Grenoble.
- Lawn, R.W.; Wilshaw, T.R. 1975. *Fracture of brittle solids*. 1st edition, Cambridge University Press, Cambridge.
- Lee, R.W.; Schulson, E.M. 1986. *The strength and ductility of ice under tension*. Proc. 5th Int. O.M.A.E. Symp., A.S.M.E. IV, Tokyo, pp298-302.
- Le Gac, H. 1980. *Contribution à la détermination des lois de comportement de la glace polycristalline*. Thèse de 3^{ème} cycle, Université Joseph Fourier Grenoble-1, Publication L.G.G.E., N° 293, Grenoble.
- Le Gac, H.; Duval, P. 1980. *Constitutive relations for non-elastic deformation of polycrystalline ice*. Physics and Mechanics of Ice, I.U.T.A.M. Symp., Copenhagen, Springer Verlag, Berlin, pp51-59.
- Lemaitre, J.; Chaboche, J.L. 1985. *Mécanique des matériaux solides*. 1st edition, Dunod, Paris.
- Liu, F.; Baker, I.; Dudley, M. 1993. *Dynamic observations of dislocation generation at grain boundaries in ice*. Phil. Mag., Vol. A67, N° 5, pp1261-1276.
- Liu, F.; Baker, I.; Dudley, M. 1995. *Dislocation-grain boundary interactions in ice crystals*. Phil. Mag., Vol. A71, N° 1, pp15-42.
- Lliboutry, L. 1964. *Traité de glaciologie, t.1: Glace Neige et Hydrologie Nivale*. 1st edition, Masson, Paris.
- Malecot, Y. 1994. *Etude du fluage transitoire de la glace colonnaire*. D.E.A. de Mécanique des solides et des structures, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.
- McKenna, R.F.; Meyssonier, J.; Jordaan, I.J. 1989. *Peak pressures from a damage model for ice in compression*. 8th Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, The Hague, Proc., Vol. 4, pp67-73.
- Mellor, M.; Cole, D.M. 1982. *Deformation and failure of ice under constant stress or constant strain rate*. Cold Regions Sciences and Technology, Vol. 5, pp201-219.
- Meyssonier, J.; Duval, P. 1989. *Creep behaviour of damaged ice under uniaxial compression: a preliminary study*. In Axelsson, K.B.E. and L. Fransson, ed. P.O.A.C. 89, 10th Int. Conf. on Port and Ocean Engineering under Arctic Conditions, Luleå, Sweden, Proc., Vol. 1, pp225-234.
- Meyssonier, J.; Goubert, A. 1994. *Transient creep of polycrystalline ice under uniaxial compression: an assessment of internal state variable models*. Annals of Glaciology, Vol. 19, pp55-62.
- Meyssonier, J. 1997. *Inclusion circulaire viscoplastique anisotrope dans une matrice viscoplastique isotrope*. communication personnelle.

Michel, B.; Ramseier, R.O. 1969. *Classification of river and lake ice based on its genesis, structure and texture*. Département de Génie-Civil, Université Laval, Québec, Canada, Report N° S15.

Nixon, W.A.; Wasif, M.A. 1992. *Development of cracks in S2 fresh-water ice under constant strain rate loading*. I.A.H.R. 92, 11th Int. Symp. on Ice, Banff, Alberta, Canada, Proc., Vol. 2, pp1167-1175.

Orowan, E. 1946. *The creep of metals*. Journal of West Scotland Iron and Steel Institute, N° 54, pp45-96.

Pacé, P.; Cluzel, R. 1988. *Statistique et probabilité*. Aide mémoire Technor, Delagrave, Paris.

Petrenko, V.F.; Whitworth, W. 1994. *Structure of ordinary ice Ih, Part II: defects in ice*. Vol. 1, C.R.R.E.L. Report, N° 94-4 and N° 94-12.

Petch, N.J. 1953. *The cleavage of polycrystals*. Journal of the Iron Steel Institute, Vol. 174, pp25-28.

Picu, R.C.; Gupta, V. 1995. *Crack nucleation in columnar ice due to grain boundary sliding*. Acta Metallurgica et Materialia, Vol. 43, pp3783.

Pimenta, P.; Duval, P.; Lipenkov, V.Y. 1987. *Mechanical behavior of anisotropic polar ice*. International Association of Hydrological Sciences Publication 170 (Symposium at Vancouver 1987 - Physical Basis of Ice Sheet Modelling), pp57-66.

Plé, O. 1992. *Contribution à l'étude de la fissuration de la glace de lac en compression uniaxiale*. D.E.A. de Mécanique des Milieux Géophysiques et de l'Environnement, Université Joseph Fourier Grenoble-1, Grenoble.

Plé, O.; Meyssonier, J.; Weiss, J.; Fiorio, B. 1995. *Glaciologie et Génie-Civil*. La Houille Blanche, Vol. 5/6, pp148-153.

Plé, O.; Meyssonier, J.; Weiss, J. 1996. *Microcrack nucleation in different kinds of artificial ice during uniaxial compression creep experiments*. I.U.T.A.M. Symp. on Micromechanics of Plasticity and Damage of Multiphase Materials, Sèvres, Pineau and Zaoui Eds., Kluwer Academic Publishers, pp223-230.

Plé, O.; Meyssonier, J. 1997. *Preparation and preliminary study of structure-controlled S2 columnar ice*. J. Phys. Chem., Vol. B101, N° 32, pp6118-6122.

Pulkkinen, E. 1989. *Rate-sensitive damage and cracking model for ice*. 8th Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, The Hague, Proc., Vol. 4, pp47-53.

Sarfarazi, M.; Gosh, S.K. 1987. *Microfracture in polycrystalline solids*. Engng Fracture Mech., Vol. 27, N° 3, pp257-267.

Sarfarazi, M.; Gosh, S.K. 1987. *On the micromechanical theories of stress-induced cleavage microcracking in crystalline solids*. Engng Fracture Mech., Vol. 27, N° 2, pp215-230.

Schulson, E.M. 1979. *An analysis of the brittle to ductile transition in polycrystalline ice under tension*. Cold Regions Science and Technology, Vol. 1, pp87-91.

- Schulson, E.M. 1990. *The brittle compressive fracture of ice*. Acta Metall. Mater., Vol. 38, N° 10, pp1963-1976.
- Schulson, E.M.; Batto, R.A. 1992. *A preliminary investigation of the ductile-brittle transition in columnar S2 ice under compression*. I.A.H.R. 92, 11th Int. Symp. on Ice, Banff, Alberta, Canada, Proc., Vol. 2, pp1021-1034.
- Shearwood, C.; Withworth, R.W. 1993. *Novel processes of dislocation multiplication observed in ice*. Acta Metall. Mater., Vol. 41, N° 1, pp205-210.
- Sinha, N.K. 1978. *Short-term rheology of polycrystalline ice*. J. Glaciologie, Vol. 21, pp457-473.
- Sinha, N.K. 1982. *Delayed elastic strain criterion for first crack in ice*. Symp. on the deformation and failure of granular materials, I.U.T.A.M., Delft, Proc., pp323-330.
- Sinha, N.K. 1989. *Kinetics of microcracking and dilatation in polycrystalline ice*. I.U.T.A.M., I.A.H.R. Symp. on Ice-Structure Interaction, St. John's, Newfoundland, Proc., Vol. 1, pp69-87.
- Sjölin, S.G. 1987. *A constitutive model for ice as a damaging visco-elastic material*. Cold Regions Science and Technology, Vol. 41, pp247-262.
- Smith, E.; Barnby, J.T. 1967. *Crack nucleation in crystalline solids*. Metal. Sci. J., Vol. 1, pp56-64.
- Smith, T.R.; Schulson, E.M. 1993. *The brittle compressive failure of fresh-water columnar ice under biaxial loading*. Acta Metall. Mater., Vol. 41, pp153-163.
- Stroh, A.N. 1955. *The formation of cracks in plastic flow*. 2nd Proc. R. Soc. Lond., Vol. A232, pp548-560.
- Stroh, A.N. 1957. *A theorie of fracture of metals*. Ads. Phys., Vol. 6, pp418-465.
- Sunder, S.S. 1986. *An integrated constitutive theory for mechanical behaviour of sea ice: micromechanical interpretation*. 1st Int. Conf. on Ice Technology, I.T.C. 86, Cambridge, Mass. U.S.A., Proc., pp87-102.
- Sunder, S.S.; Wu, M.S. 1989. *A differential flow model for polycrystalline ice*. Cold Regions and Technology, Vol. 16, pp45-62.
- Sunder, S.S.; Wu, M.S. 1989. *A multiaxial differential model of flow in orthotropic polycrystalline ice*. Cold Regions and Technology, Vol. 16, pp223-235.
- Tomkeieff, S.I. 1945. *Linear intercepts, areas and volumes*. Nature, Vol. 155, N° 24, pp107.
- Underwood, E.E. 1970. *Quantitative Stereology*. Underwood edition, M.A., Addison-Wesley Publishing.
- Weertman, J.; Weertman, J.R. 1970. *Théorie élémentaire des dislocations*. Masson et Cie Editeurs, Paris.

Weeks, W.F.; Ackley, S.F. **1986**. *The geophysics of sea ice*. Nato A.S.I. Series, Vol. B146, Chapter 1.

Wei, Y.; Dempsey, J.P. **1994**. *The motion of non-basal dislocation in ice crystals*. Phil. Mag., Vol. A69, N° 1, pp1-10.

Weiss, J. ; Schulson, E.M. **1995**. *The failure of fresh-water granular ice under multiaxial compressive loading*. Acta Metall. Mater., Vol. 43, pp2303-2315.

Wu, M.S.; Sunder, S.S. **1992a**. *Elastic anisotropy and micro-damage processes in polycrystalline ice: Part I, Theoretical Formulation*. International Journal of Fracture, Vol. 55, pp223-243.

Wu, M.S.; Sunder, S.S. **1992b**. *Elastic anisotropy and micro-damage processes in polycrystalline ice: Part II, Numerical Simulations*. International Journal of Fracture, Vol. 55, pp375-396.

Wu, M.S.; Niu, J. **1994**. *A theoretical investigation into the nucleation of stable crack precursors in polycrystalline ice*. International Journal of fracture, Vol. 113, pp266-273.

Zener, C.S. **1948**. *Elasticity and Anelasticity of metals*. The University of Chicago Press, Chicago.

Zener, C.S. **1948**. *Fracturing of metals: Micromechanism of fracture*. A.S.M., Cleveland, pp3-31.

Tableau 5.3 :

Relevé des déformations dans les trois directions, la glace n'est pas endommagée. (* représente la glace colonnaire naturelle et □ représente la glace colonnaire "modèle"). σ_p symbolise les contraintes planes et ϵ_p symbolise les déformations planes.												
N°	σ	Déformation élastique					Déformation maximale (28000 s)			Déformation à l'infini		
		ϵ_1 10^{-5}	ϵ_2 10^{-5}		ϵ_3 10^{-5}		ϵ_1 10^{-3}	ϵ_2 10^{-3}	ϵ_3 10^{-4}	ϵ_1 10^{-3}	ϵ_2 10^{-3}	ϵ_3 10^{-4}
			σ_p	ϵ_p	σ_p	ϵ_p						
* 12	-0,53	-5,57	1,67	2,33	1,67	0	-3,56	3,16	2,63	-2,69	2,5	2,08
□ 13	-0,44	-4,63	1,39	1,94	1,39	0	-3,19	3,06	0,61	-2,4	2,36	0,48
* 14	-0,54	-5,68	1,70	2,38	1,70	0	-3,5	3,18	1,58	-2,6	2,51	1,25
□ 15	-0,43	-4,52	1,36	1,89	1,36	0	-2,95	2,94	0,57	-2,42	2,38	0,47
* 16	-0,44	-4,63	1,39	1,94	1,39	0	-2,86	2,64	1,32	-2,21	2,11	1,05

Tableau 5.4 :

Déformations recouvrées (trois directions) et volumiques, la glace n'est pas endommagée. (* représente la glace colonnaire naturelle et □ représente la glace colonnaire "modèle"). σ_p symbolise les contraintes planes et ϵ_p symbolise les déformations planes.												
N°	σ	Déformation recouvrée					Déformation volumique (28000 s)					
		ϵ_1 10^{-4}	ϵ_2 10^{-4}		ϵ_3 10^{-5}		$\epsilon_{\text{élastique}}$ 10^{-5}		ϵ_{max} 10^{-4}	ϵ_{inf} 10^{-5}	$\epsilon_{\text{recouvrée}}$ 10^{-4}	
			σ_p	ϵ_p	σ_p	ϵ_p	σ_p	ϵ_p			σ_p	ϵ_p
* 12	-0,53	8,14	-6,44	-6,36	-3,83	-5,5	-2,23	-3,2	-1,37	1,8	1,33	1,23
□ 13	-0,44	7,44	-6,86	-6,80	0,08	-1,3	-1,85	-2,7	-0,68	0,81	0,58	0,5
* 14	-0,54	8,43	-6,53	-6,46	-1,60	-3,3	-2,28	-3,3	-1,62	3,5	1,74	1,64
□ 15	-0,43	4,85	-4,56	-5,41	0,43	-0,93	-1,80	-2,6	0,47	0,77	0,32	0,24
* 16	-0,44	6,04	-5,16	-5,10	-1,31	-2,7	-1,85	-2,7	-0,88	0,5	0,74	0,66

Tableau 5.5 :

ϵ viscoplastique, ϵ recouvrée et ϵ maximale comparées à ϵ_1 , la glace n'est pas endommagée.
(* représente la glace colonnaire naturelle et \square représente la glace colonnaire "modèle").

		Direction principale de compression					
N°	Glace	Contrainte Mpa	ϵ_{1v} 10^{-4}	ϵ_{1t} 10^{-3}	ϵ_{1max} 10^{-3}	$\frac{\epsilon_r}{\epsilon_e}$	$\frac{\epsilon_r}{\epsilon_t}$
12	*	-0,53	-7,33	2,77	-3,56	14,61	0,29
13	\square	-0,44	-4,19	2,72	-3,19	16,06	0,27
14	*	-0,54	-7,76	2,67	-3,5	14,84	0,31
15	\square	-0,43	-3,92	2,51	-2,95	10,72	0,19
16	*	-0,44	-4,20	2,39	-2,86	13,03	0,25

Tableau 5.6 :

Traces des déformations pour ϵ élastique et ϵ recouvrée, la glace n'est pas endommagée.
(* représente la glace colonnaire naturelle et \square représente la glace colonnaire "modèle").
 σ_p symbolise les contraintes planes et ϵ_p symbolise les déformations planes.

N°	σ (MPa)	ϵ_{e1} 10^{-5}	ϵ_{r1} 10^{-4}	Trace($\epsilon\epsilon$)		Trace(ϵ_r)		$\frac{ Trace(\epsilon_r) }{ Trace(\epsilon\epsilon) }$	
				σ_p 10^{-5}	ϵ_p 10^{-5}	σ_p 10^{-5}	ϵ_p 10^{-5}	σ_p	ϵ_p
* 12	-0,53	-5,57	8,14	-2,28	-3,23	13	12,2	5,70	3,70
\square 13	-0,44	-4,63	7,44	-1,85	-2,68	5,2	4,4	2,81	1,70
* 14	-0,54	-5,68	8,43	-2,27	-3,29	16,8	16	7,40	4,86
\square 15	-0,43	-4,52	4,85	-1,80	-2,62	2,91	2,4	1,61	0,92
* 16	-0,44	-4,63	6,04	-1,85	-2,68	7,24	6,0	4	2,25

Données relatives à la phase 2 : le matériau est en cours d'endommagement.

Tableau 5.7 :

Fluage primaire représenté par une loi d'Andrade ($t < 10$ s), la glace n'est pas endommagée, les déformations sont relevées dans la direction principale de compression. La déformation élastique est calculée avec $E = 9500$ MPa. La vitesse de déformation est relevée à l'apparition de la première fissure (t^*), (* représente la glace naturelle et \square la glace "modèle").

N°	Glace	Diamètre (mm)	σ MPa	$\epsilon_a = K(t-t_0)^\alpha$		ϵe 10^{-5}	t^* s	$\left \dot{\epsilon} \right $ $(s^{-1}) 10^{-6}$
				α	$K(s^{-1/3}) 10^{-5}$			
2	*	6	-0,94	0,33	-9,7	-9,89	7560,85	7
6	*	9,8	-0,90	0,33	-11	-9,47	20,0	8
9	\square	10,1	-0,73	0,33	-6,5	-7,68	14,0	4,7
18	\square	18	-0,94	0,33	-5,0	-9,89	367,6	3,6
19	\square	21	-0,95	/	/	10	0,2	/

Tableau 5.8 :

Vitesses (s^{-1}) de déformation dans deux directions, la glace est en cours d'endommagement. (* représente la glace colonnaire naturelle et \square représente la glace colonnaire "modèle").

t (s)	Glace * 2		Glace * 6		Glace \square 9		Glace \square 18		Glace \square 19	
	$\dot{\epsilon}1$ 10^{-7}	$\dot{\epsilon}2$ 10^{-7}	$\dot{\epsilon}1$ 10^{-6}	$\dot{\epsilon}2$ 10^{-6}	$\dot{\epsilon}1$ 10^{-6}	$\dot{\epsilon}2$ 10^{-6}	$\dot{\epsilon}1$ 10^{-6}	$\dot{\epsilon}2$ 10^{-6}	$\dot{\epsilon}1$ 10^{-6}	$\dot{\epsilon}2$ 10^{-6}
100	-10	7	-3	4	-4	3	-2	1	-3	3
200	-10	6	-2	3	-3	2	-1	0,9	-2	2
300	-9	3	-3	3	-2	2	-1	1	-1	1
400	-6	4	-2	2	-3	2	-1	1	-1	1
500	-7	3	-3	4	-3	1,5	-1	1	-0,9	1
800	-8	4	-6	5	-3	2	-0,9	1	-0,9	1
1200	-8	5	-10	15	-6	5	-0,8	0,7	-0,7	1
1600	-7	4			-8	9	-0,8	0,5	-0,7	1
3200	-6	5					-0,8	0,6	-3	2
6400	-5	4					-0,7	0,5		

Tableau 5.9 :

Déformations dans les deux directions, la glace est en cours d'endommagement. (* glace naturelle et □ glace "modèle") σp contrainte plane et ϵp déformation plane.											
N°	Glace	ϵ			ϵ à $\dot{\epsilon}$ min.			ϵ max.		$\epsilon \infty$	
		$\epsilon 1 10^{-5}$	$\epsilon 2 10^{-5}$		t (s)	$\epsilon 1 10^{-3}$	$\epsilon 2 10^{-3}$	$\epsilon 1 10^{-3}$	$\epsilon 2 10^{-3}$	$\epsilon 1 10^{-3}$	$\epsilon 2 10^{-3}$
			σp	ϵp							
2	*	-9,8	2,9	4,1	9353	-5	3,5	9353 s	9353 s	4 h	4 h
6	*	-9,4	2,8	3,9	352	-1,1	1,25	1185 s	1185 s	/	/
9	□	-7,6	2,3	3,2	352	-1,15	0,91	1629 s	1629 s	1 h 42	1 h 42
18	□	-9,8	2,9	4,1	6300	-4,8	3,75	6300 s	6300 s	4 h	4 h
19	□	-10	3	4,2	1250	-1,78	1,82	3529 s	3529 s	1 h 55	1 h 55

Tableau 5.10 :

Déformations recouvrées et $\epsilon v = \epsilon 1 + \epsilon 2$, la glace est en cours d'endommagement. (* représente la glace colonnaire naturelle et □ la glace colonnaire "modèle").													
N°	Glace	σ (MPa)	ϵ recou.			Déformation : $\epsilon 1 + \epsilon 2$							
			$\epsilon r 1$ 10^{-3}	$\epsilon r 2$ 10^{-4}		$\epsilon v e$ 10^{-5}		$\epsilon v \text{min.}$ 10^{-3}	$\epsilon v \text{max.}$ 10^{-3}	$\epsilon v \text{inf.}$ 10^{-3}	$\epsilon v \text{recou.}$ 10^{-4}		
				σp	ϵp	σp	ϵp					σp	ϵp
2	*	-0,94	1,40	-8,77	-8,64	-6,9	-5,7	-1,5	-1,5	-0,9	5,2	5,3	
6	*	-0,90	/	/	/	-6,6	-5,5	0,15	0,9	/	/	/	
9	□	-0,73	1,72	-16,3	-16,2	-5,4	-4,5	-0,24	-1,25	-1,2	0,9	1	
18	□	-0,94	1,10	-8,77	-8,64	-6,9	-5,7	-1,05	-1,05	-0,75	2,2	2,3	
19	□	-0,95	1,22	-17,9	-17,7	-7	-5,8	0,04	2,5	2	-5,7	-5,5	

Tableau 5.11 :

Rapport des déformations, la glace est en cours d'endommagement. (* glace naturelle et □ glace "modèle") σ_p contrainte plane et ϵ_p déformation plane.										
		σ	$\frac{\epsilon_{1r}}{\epsilon_{1e}}$	$\frac{\epsilon_{2r}}{\epsilon_{2e}}$		$\frac{(\epsilon_{1r} + \epsilon_{2r})e}{\epsilon_{1e}}$		$\frac{(\epsilon_{1r} + \epsilon_{2r})r}{\epsilon_{1r}}$		$\frac{(\epsilon_{1r} + \epsilon_{2r})_{\max}}{\epsilon_{1r}}$
N°	Glacé	(MPa)		σ_p	ϵ_p	σ_p	ϵ_p	σ_p	ϵ_p	
2	*	-0,94	14,28	30,24	21,07	0,70	0,58	0,37	0,38	1,07
6	*	-0,90	/	/	/	0,70	0,58	/	/	/
9	□	-0,73	21,31	74,1	52,25	0,70	0,58	0,05	0,06	0,72
18	□	-0,94	11,22	30,24	21,07	0,70	0,58	0,2	0,2	0,95
19	□	-0,95	12,2	59	39,76	0,70	0,58	0,46	0,45	2,05

Tableau 5.12 :

Nombre de fissures détectées et observées au cours du temps par cm ² .							
		Vitesse de déformation minimale		Avant la décharge		Fin de l'essai	
N°	Glacé	Mesure acoustique	Fissures observées	Mesure acoustique	Fissures observées	Mesure acoustique	Fissures observées
2	*	4,4	0,0125	4,4	0,0125	5,6	0,0125
6	*	2,7	1,18	13,7	5,75	15,3	6,42
9	□	1,8	0,28	15,4	3,12	17,1	5,62
18	□	3,3	0,26	3,3	0,26	4,2	0,37
19	□	1,3	0,80	5,8	1,95	11,5	2,01

Données relatives à la phase 3 : le matériau est endommagé.

Tableau 5.13 :

Fluage primaire dans la direction principale de compression représenté par une loi d'Andrade (pour un temps de chargement $t < 100$ s), la glace est endommagée. (* représente la glace naturelle et □ représente la glace "modèle").							
N°	Glace	σ	Andrade $\varepsilon = K^*(t-t_0)^\alpha + (\sigma/E_a)$		E_a	$\nu_a = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$	$D = 1-(E_a/E)$
		MPa	α	$K^* (s^{-1/3})$ 10^{-5}	MPa		
2	*	-0,92	0,33	-5,73	7398	0,65	0,22
6	*	-0,35	0,33	-2,1	5833	/	0,38
9	□	-0,35	0,33	-4,1	5000	0,71	0,47
18	□	-0,60	0,33	-3,9	8572	0,71	0,10
19	□	-0,55	0,33	-3,75	6875	0,68	0,27

Tableau 5.14 :

Relevé des déformations dans la direction principale, la glace est endommagée. (*représente la glace colonnaire naturelle et □ représente la glace colonnaire "modèle").								
N°	Glace	Déformation élastique 10^{-5}	Déformation maximale 10^{-3}		Déformation à l'infini 10^{-3}		Déformation recouvrée 10^{-3}	$\frac{\varepsilon_{1r}}{\varepsilon_{1e}}$
2	*	-12,4	9364 s	-5,12	18 h 20	-2,9	2,09	16,9
6	*	-6	6416,3 s	-1	3h 25	-0,6	0,34	5,7
9	□	-7	2319,7 s	-7,8	2 h 3	-5,99	1,74	24,8
18	□	-6,9	4225,6 s	-1,54	2 h 9	-0,75	0,71	10,3
19	□	-8	2519,6 s	-1,38	1 h 36	-0,49	0,80	10,1

Tableau 5.15 :

Vitesses (s^{-1}) de déformation dans les deux directions, la glace est endommagée. (* représente la glace naturelle et □ représente la glace "modèle").										
Temps (s)	Glace * 2		Glace * 6		Glace □ 9		Glace □ 18		Glace □ 19	
	$\dot{\epsilon}_1 10^{-7}$	$\dot{\epsilon}_2 10^{-7}$	$\dot{\epsilon}_1 10^{-7}$	$\dot{\epsilon}_2$	$\dot{\epsilon}_1 10^{-6}$	$\dot{\epsilon}_2 10^{-6}$	$\dot{\epsilon}_1 10^{-7}$	$\dot{\epsilon}_2 10^{-7}$	$\dot{\epsilon}_1 10^{-7}$	$\dot{\epsilon}_2 10^{-7}$
100	-10	6	-8	/	-7	6	-10	10	-20	10
500	-7	3	-3	/	-4	3	-7	7	-7	4
1000	-6	5	-2	/	-3	2	-3	4	-3	3
1500	-6	5	-2	/	-3	2	-3	2	-3	3
2300	-5	3	-1	/	-4,5	4	-2	2	-2	2
3000	-5	4	-1	/			-2	2		
4000	-6	4	-1	/			-2	2		
6000	-4	3	-0,9	/						
7000	-4	2								
9000	-3	2								

Tableau 5.16 :

Détermination des coefficients de la relation (5.14) avec $M = 4$ à $t = 2300$ secondes.						
Glace	N°	A(D)	D	$\lambda = (1+v_a)/(1+v_o)$	$A = (1-D)^4 \lambda^4 A(D)$	A/A_{\sinha}
*	2	$6,4 \cdot 10^{-7}$	0,22	9/8	$1,47 \cdot 10^{-7}$	0,86
*	6	$2,3 \cdot 10^{-6}$	0,38	9/8	$2,1 \cdot 10^{-7}$	1,23
□	9	$1 \cdot 10^{-4}$	0,47	9/8	$4,9 \cdot 10^{-6}$	29,0
□	18	$9,2 \cdot 10^{-7}$	0,10	9/8	$3,76 \cdot 10^{-7}$	2,2
□	19	$1,2 \cdot 10^{-6}$	0,27	9/8	$2,1 \cdot 10^{-7}$	1,23
Détermination des coefficients de la relation (5.14) avec $M = 3$ à $t = 2300$ secondes.						
*	2	$6,4 \cdot 10^{-7}$	0,22	9/8	$2,13 \cdot 10^{-7}$	1,25
*	6	$2,3 \cdot 10^{-6}$	0,38	9/8	$3,8 \cdot 10^{-7}$	2,23
□	9	$1 \cdot 10^{-4}$	0,47	9/8	$1,1 \cdot 10^{-5}$	64,7
□	18	$9,2 \cdot 10^{-7}$	0,10	9/8	$4,7 \cdot 10^{-7}$	2,76
□	19	$1,2 \cdot 10^{-6}$	0,27	9/8	$3,27 \cdot 10^{-7}$	1,92

Données relatives à la conservation de l'énergie : valeurs de α sur trois essais.

Tableau 5.18 :

N° 6 : glace naturelle en cours d'endommagement.				
Les valeurs de α sont calculées à différent instant en fonction de la vitesse de déformation axiale et du nombre de fissures mesuré pendant le fluage sous charge σ .				
La valeur de A_0 est prise égale à $1,76 \cdot 10^{-7} \text{ MPa}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Sinha).				
(s)	$\dot{\epsilon}_*$ (s^{-1}) 10^{-6}	σ (MPa)	N	α
750	-5,5	-0,9	185	0,172
800	-6	-0,9	210	0,128
850	-6,5	-0,9	245	0,104
900	-7	-0,9	278	0,099
950	-7	-0,9	287	0,096
1000	-7,5	-0,9	303	0,098
1050	-8	-0,9	333	0,095
1100	-9	-0,9	387	0,092
1185	-10	-0,9	457	0,087

Tableau 5.19 :

N° 19 : glace "modèle" en cours d'endommagement.				
Les valeurs de α sont calculées à différent instant en fonction de la vitesse de déformation axiale et du nombre de fissures mesurés pendant le fluage sous charge σ .				
La valeur de A_0 est prise égale à $1,76 \cdot 10^{-7} \text{ MPa}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Sinha).				
(s)	$\dot{\epsilon}_*$ (s^{-1}) 10^{-6}	σ (MPa)	N	α
2400	-2,5	-0,95	121	0,066
2450	-2,5	-0,95	124	0,065
2500	-2,5	-0,95	128	0,063
2550	-2,75	-0,95	130	0,068
2600	-2,75	-0,95	132	0,067
2650	-2,75	-0,95	132	0,067
2700	-2,75	-0,95	132	0,067
2750	-2,75	-0,95	133	0,067
2800	-2,75	-0,95	134	0,066
2850	-2,75	-0,95	135	0,066
2900	-2,75	-0,95	146	0,061
2950	-3	-0,95	147	0,066
3000	-3	-0,95	147	0,066
3050	-3	-0,95	147	0,066
3100	-3	-0,95	148	0,066
3150	-3	-0,95	148	0,066
3200	-3	-0,95	148	0,066
3250	-3	-0,95	149	0,065
3300	-3	-0,95	150	0,065
3350	-3	-0,95	151	0,064
3400	-3	-0,95	153	0,063
3450	-3	-0,95	154	0,063
3500	-3	-0,95	155	0,063
3529	-3	-0,95	156	0,062

Tableau 5.20 :

N° 9 : glace "modèle" en cours d'endommagement.				
Les valeurs de α sont calculées à différent instant en fonction de la vitesse de déformation axiale et du nombre de fissures mesurés pendant le fluage sous charge σ .				
La valeur de A_0 est prise égale à $1,76 \cdot 10^{-7} \text{ MPa}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Sinha).				
(s)	$\dot{\epsilon}_*$ (s^{-1}) 10^{-6}	σ (MPa)	N	α
800	-3	-0,73	27	0,82
850	-3	-0,73	27	0,82
900	-3	-0,73	27	0,82
950	-3	-0,73	27	0,82
1000	-4	-0,73	75	0,39
1050	-4	-0,73	100	0,29
1100	-5	-0,73	150	0,24
1150	-5	-0,73	160	0,23
1200	-6	-0,73	173	0,25
1250	-6	-0,73	179	0,25
1300	-6	-0,73	183	0,24
1350	-6	-0,73	185	0,24
1400	-6	-0,73	193	0,23
1450	-6	-0,73	210	0,21
1500	-7	-0,73	222	0,23
1550	-7	-0,73	222	0,23
1600	-8	-0,73	250	0,23
1629	-8	-0,73	250	0,23

Données relatives au modèle de Duva et Crow : valeurs de a et b sur deux essais.

Tableau 5.21 :

N° 6 : glace naturelle					
Les valeurs de a et de b sont calculées avec la formulation (5.47) à différents instants en fonction des vitesses de déformation axiale et transversale mesurées pendant le fluage sous charge $\sigma = -0,9$ MPa. La valeur de A est prise égale à $1,76 \cdot 10^{-7}$ MPa ⁻³ s ⁻¹ (Sinha, 1978).					
Temps (s)	$\dot{\epsilon}_1$ (s ⁻¹) 10 ⁻⁶	$\dot{\epsilon}_2$ (s ⁻¹) 10 ⁻⁶	N	a	b
750	-5,5	4,5	185	24,22	2,42
800	-6	5	210	25,51	2,31
850	-6,5	5	245	25,62	3,34
900	-7	6	278	27,91	2,14
950	-7	6	287	27,91	2,14
1000	-7,5	6	303	28,00	3,11
1050	-8	7	333	30,12	2,00
1100	-9	10	387	35,98	1,89
1185	-10	15	457	44,91	8,98

Tableau 5.22 :

N° 19 : glace "modèle"						
Les valeurs de a et de b sont calculées avec la formulation (5.47) à différents instants en fonction des vitesses de déformation axiale et transversale mesurées pendant le fluage sous charge $\sigma = -0,95$ MPa. La valeur de A est prise égale à $1,76 \cdot 10^{-7}$ MPa ⁻³ s ⁻¹ (Sinha, 1978).						
Temps (s)	$\dot{\epsilon}_1$ * (s ⁻¹) 10 ⁻⁶	$\dot{\epsilon}_2$ * (s ⁻¹) 10 ⁻⁶	N	a	b	
2400	-2,5	1,5	121	13,25	3,31	
2450	-2,5	1,5	124	13,25	3,31	
2500	-2,5	1,5	128	13,25	3,31	
2550	-2,75	1,75	130	14,21	3,15	
2600	-2,75	1,75	132	14,21	3,15	
2650	-2,75	1,75	132	14,21	3,15	
2700	-2,75	1,75	132	14,21	3,15	
2750	-2,75	1,75	133	14,21	3,15	
2800	-2,75	1,75	134	14,21	3,15	
2850	-2,75	1,75	135	14,21	3,15	
2900	-2,75	1,75	146	14,21	3,15	
2950	-3	2	147	15,12	3,02	
3000	-3	2	147	15,12	3,02	
3050	-3	2	147	15,12	3,02	
3100	-3	2	148	15,12	3,02	
3150	-3	2	148	15,12	3,02	
3200	-3	2	148	15,12	3,02	
3250	-3	2	149	15,12	3,02	
3300	-3	2	150	15,12	3,02	
3350	-3	2	151	15,12	3,02	
3400	-3	2	153	15,12	3,02	
3450	-3	2	154	15,12	3,02	
3500	-3	2	155	15,12	3,02	
3529	-3	2	156	15,12	3,02	

Annexe EVI

Tableaux de données des résultats expérimentaux du chapitre 6.

Données relatives à l'analyse des paramètres structuraux.

Tableau 6.1 :

Analyse granulaire.				
(* représente la glace colonnaire naturelle et □ représente la glace colonnaire "modèle").				
N°	Glace	Diamètre moyen (mm)	Coefficient de dispersion en %	Nombre de Grains
2	*	6	53	168
6	*	9	55	274
9	□	10	37	87
18	□	18	38	96
19	□	21	38	66

Tableau 6.2 :

Analyse des joints.					
(* représente la glace colonnaire naturelle et □ représente la glace colonnaire "modèle").					
N°	Glace	Longueur moyenne des joints (mm)	Coefficient de dispersion en %	Nombre de Joints	Nombre de points triples
2	*	3,5	71	549	528
6	*	4,6	71	926	794
9	□	6,0	60	343	254
18	□	7,6	55	353	317
19	□	10,8	66	253	173

Données relatives à l'analyse des paramètres d'orientation.Tableau 6.3 :

Orientation des joints.				
(* représente la glace colonnaire naturelle et □ représente la glace colonnaire "modèle").				
N°	Glace	Médiane/ direction de compression	Ecart médian	Nombre de joints
2	*	72 °	53 °	549
6	*	76 °	49,8 °	926
9	□	89 °	53,2 °	343
18	□	85,5 °	51,1 °	353
19	□	73 °	52,3 °	253

Tableau 6.4 :

Orientation des plans de base				
(* représente la glace colonnaire naturelle et □ représente la glace colonnaire "modèle").				
N°	Glace	Position de la médiane/ direction de compression	Ecart médian	Nombre de grains
2	*	88 °	47,7 °	168
6	*	73,5 °	49,6 °	274
9	□	83 °	46 °	87
18	□	80 °	46 °	96
19	□	80 °	33 °	66

Données relatives à l'analyse de la germination des fissures.

Tableau 6.5 :

Apparition de la première fissure sur l'échantillon N°2 (glace colonnaire naturelle).		
	Longueur (mm)	Orientation par rapport à la direction de compression
Première fissure	15,6	14 °
Longueur moyenne des joints du voisinage	4,7	/
Diamètre moyen des grains de l'entourage	9,0	/
Médiane des joints du voisinage	/	87,5 °
Médiane des plans de base de l'entourage	/	79 °

Tableau 6.6 :

Apparition des fissures sur l'échantillon N°6 (glace colonnaire naturelle).		
	Orientation des fissures par rapport à la direction de compression	
Médiane	45 °	
	Fissures intergranulaires	Fissures intragranulaires
Longueur moyenne (mm)	7,32	12,81
Répartition à la fin de l'essai	59%	41%

Tableau 6.7 :

Apparition des fissures sur l'échantillon N°9 (glace "modèle").		
	Orientation des fissures par rapport à la direction de compression	
Médiane	115 °	
	Fissures intergranulaires	Fissures intragranulaires
Longueur moyenne (mm)	9,05	13,0
Répartition à la fin de l'essai	68%	32%

Tableau 6.8 :

Apparition des fissures sur l'échantillon N°18 (glace "modèle").		
	Orientation des fissures par rapport à la direction de compression	
Médiane	33 °	
	Fissures intergranulaires	Fissures intragranulaires
Longueur moyenne (mm)	9,08	13,44
Répartition à la fin de l'essai	57%	43%

Tableau 6.9 :

Apparition des fissures sur l'échantillon N°19 (glace "modèle").		
	Orientation des fissures par rapport à la direction de compression	
Médiane	130 °	
	Fissures intergranulaires	Fissures intragranulaires
Longueur moyenne (mm)	18,8	16,25
Répartition à la fin de l'essai	67%	33%

Données relatives à l'analyse spatio-temporelle.

Tableau 6.10 :

Corrélation spatio-temporelle : couple (temps, espace) échantillon par échantillon. (* représente la glace colonnaire naturelle et □ la glace colonnaire "modèle").					
	Variable temporelle	Variable espace			
N° * 6	Δt (secondes)	$3,25 > r$	$6,5 > r \geq 3,25$	$9,75 > r \geq 6,5$	$13 > r \geq 9,75$
		<i>~ 3,5 grains</i>	<i>~ 5,5 grains</i>	<i>~ 9 grains</i>	<i>~ 12,5 grains</i>
	0,5			9	10,17
	6			7,5	9
	9			8,3	12,8
N° □ 9	Δt (secondes)	$3,25 > r$	$6,5 > r \geq 3,25$	$9,75 > r \geq 6,5$	$13 > r \geq 9,75$
		<i>~ 3,5 grains</i>	<i>~ 5,5 grains</i>	<i>~ 9 grains</i>	<i>~ 12,5 grains</i>
	0	3,2	5,5		
	6	2	5,02		
	14		4,81		
	44	1,8	4,5		
	59	0,5	4,8		
N° □ 18	Δt (secondes)	$3,25 > r$	$6,5 > r \geq 3,25$	$9,75 > r \geq 6,5$	$13 > r \geq 9,75$
		<i>~ 1,5 grains</i>	<i>~ 2,5 grains</i>	<i>~ 4 grains</i>	<i>~ 5,5 grains</i>
	0		5		11
	47		5		
	74		5,5		10
	262		5,75		10,4
	414				10,2
N° □ 19	Δt (secondes)	$3,25 > r$	$6,5 > r \geq 3,25$	$9,75 > r \geq 6,5$	$13 > r \geq 9,75$
		<i>~ 1,5 grains</i>	<i>~ 2,5 grains</i>	<i>~ 4 grains</i>	<i>~ 5,5 grains</i>
	0	1,3	3,5	9,3	10,9
	75	0,4	5,1	8,5	11,4
	233	2	4,6	6,7	12,3
	257	3	6,4	9,0	10,1

Données récapitulatives.*Tableau 6.11 :*

Récapitulatif des résultats : Etat de la fissuration en fin de chargement (* représente la glace naturelle et □ représente la glace "modèle").						
Echantillons →		* 2	* 6	□ 9	□ 18	□ 19
Contrainte (MPa)		-0,94	-0,90	-0,73	-0,94	-0,95
Grains	Nombre	168	274	87	96	66
Grains	Diamètre (mm)	6	9	10	18	21
Joints	Nombre	549	926	343	353	253
Joints	Longueur (mm)	3,5	4,6	6,0	7,6	10,8
Temps de charge		7560,8	1185	1629	6300	3529
Déformation _{max} (direction σ)		$3,5 \cdot 10^{-3}$	$10,5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$
Vitesse de déformation (direction σ)		$4 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$
Nombre de fissures		1	460	250	21	156
Fissures inter	Nombre	1	272	170	11	104
Fissures inter	Longueur (mm)	/	7,32	9,05	9,08	18,8
Fissures intra	Nombre	0	188	80	10	52
Fissures intra	Longueur (mm)	/	12,81	13	13,44	16,2
Nombre de fissures / Grain		/	1,6	2,8	0,21	2,36
Nombre de fissures inter / Joint		/	0,30	0,40	0,03	0,40
Nombre de fissures intra / Grain		/	0,70	0,90	0,09	0,70

Tableau 6.12 :

Fissures à la vitesse de déformation minimale (direction principale)						
N°	Vitesse _{mini}	Temps (s)	N _f de fissures	Densité (N _f /cm ²)	% Inter	% Intra
* 2	$2 \cdot 10^{-7}$	9353	1	$6 \cdot 10^{-3}$	100 %	0 %
* 6	$2 \cdot 10^{-6}$	352	95	0,3	50 %	50 %
□ 9	$2 \cdot 10^{-6}$	352	23	0,26	50 %	50 %
□ 18	$7 \cdot 10^{-7}$	6300	21	0,21	57 %	43 %
□ 19	$1 \cdot 10^{-6}$	1250	64	0,9	50 %	50 %

Données relatives au critère de Stroh.

Tableau 6.13 :

Vérification du critère de Stroh, les orientations sont relevées à partir des figures (6.23) à (6.26) et des figures (6.33) à (6.36), nous ne retenons que les deux valeurs maximales. Les angles sont exprimés en degré et rapportés entre 0° et 180° (symétrie de $\pi/2$). (* représente la glace naturelle et □ représente la glace "modèle").								
Echantillons →	* 6		□ 9		□ 18		□ 19	
Orientation des plans de base. Figures (6.33) à (6.36).	50	160	80	150	0	50	10	90
Orientation des joints. Figures (6.23) à (6.26).	0	80	0	160	0	160	160	0
Orientation des fissures d'après l'équation (6.3), théorie de Stroh (1957). La fissure s'ouvre à θ du plan de base, vérification du critère sur les deux valeurs maximales.								
$\theta = 0^\circ$	50	160	80	150	0	50	10	90
$\theta = + 70,5^\circ$	120,5	50,5	150,5	40,5	70,5	120,5	80,5	160,5
$\theta = - 70,5^\circ$	159,5	89,5	9,5	79,5	109,5	159,5	119,5	19,5
Orientation des fissures d'après l'équation (6.3), théorie de Stroh (1957). La fissure s'ouvre à θ du joint de grain, vérification du critère sur les deux valeurs maximales.								
$\theta = 0^\circ$	0	80	0	160	0	160	160	0
$\theta = + 70,5^\circ$	70,5	150,5	70,5	50,5	70,5	50,5	50,5	70,5
$\theta = - 70,5^\circ$	109,5	9,5	109,5	89,5	109,5	89,5	89,5	109,5
Orientation des fissures, les orientations sont relevées à partir des figures (6.45), (6.51), (6.57) et (6.63), nous ne retenons que les deux valeurs maximales. Les angles sont exprimés en degré et rapportés entre 0° et 180° (symétrie de $\pi/2$). (* représente la glace naturelle et □ représente la glace "modèle").								
Echantillons →	* 6		□ 9		□ 18		□ 19	
Observations →	22,5	90	0	90	22,5	90	157,5	22,5