



Analyse expérimentale de la déformation plastique d'un polycristal d'acier. Comparaison avec les simulations de modèles polycristallins

Corinne Lineau

► To cite this version:

Corinne Lineau. Analyse expérimentale de la déformation plastique d'un polycristal d'acier. Comparaison avec les simulations de modèles polycristallins. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1997. Français. NNT : 1997ENPC9708 . tel-00529716

HAL Id: tel-00529716

<https://pastel.hal.science/tel-00529716>

Submitted on 29 Oct 2010

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.

NS 20681(4)

T.1

X

THÈSE
présentée pour l'obtention du diplôme de
DOCTEUR
DE
L'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

Spécialité : Structures et Matériaux

présentée par :

Corinne LINEAU

Sujet de la thèse :

**ANALYSE EXPERIMENTALE DE LA DÉFORMATION
PLASTIQUE D'UN POLYCRISTAL D'ACIER COMPARAISON
AVEC LES SIMULATIONS DE MODÈLES POLYCRISTALLINS**

Soutenue à Champs sur Marne, le 9 JUILLET 1997
devant le jury composé de :

Président :	P. VIARIS DE LESEGNO
Rapporteurs :	M. BERVEILLER C. PRIOUL
Examineurs :	A. EHRLACHER C. REY

Thèse préparée au sein du Laboratoire des Propriétés Mécaniques et
Thermodynamiques des Matériaux (CNRS UPR 9001)

15



Grâce à la confiance que m'ont accordée Alain Ehrlacher et Philippe Tamagny, j'ai pu faire partie de la grande famille de l'Ecole des Ponts et Chaussées. Je leur en suis très reconnaissante.

Je tiens à remercier très chaleureusement Colette Rey, qui a dirigé mon travail, pour sa patience, ses conseils, son dévouement, sa bonne humeur et sa gentillesse. Cette collaboration restera pour moi une agréable période de ma vie.

Les essais au combien fastidieux ont pu se faire grâce à la participation de Monique Morel et Thierry Chauveau, ce dernier m'ayant toujours soutenue moralement (malgré quelques samedis gâchés!).

Cette thèse m'a permis de connaître Anne Pelletier qui a contribué à une partie de cette étude et avec qui j'ai eu plaisir à travailler.

Le traitement des données expérimentales n'aurait pu se faire, sans la contribution de Patrick Viaris de Lesegno.

L'étude numérique s'est faite grâce au travail de Thierry Hoc, Xavier Lemoine et Olivier Castelnau.

Je les en remercie.

J'ai eu la chance d'avoir deux collègues de bureau, Guy Dirras et Jean-Luc Laurençot, aussi gentils l'un que l'autre, dont je garderai un très bon souvenir.

Mes remerciements s'adressent aussi à Messieurs Berveiller et Prioul qui ont accepté de se pencher sur mon travail et d'en être les rapporteurs.

Je remercie enfin toutes les personnes du LPMTM ou du CERAM qui m'ont aidé aussi bien dans mon travail que personnellement.

Cette thèse m'a permis de comprendre combien il était important de travailler en équipe et d'être soutenue par les siens.

A mes parents, à Pierre

"Ce qui est simple est toujours faux.
Ce qui ne l'est pas est inutilisable."

Paul VALERY

LISTE DES ABREVIATIONS

- **EBSP**: Electron Back Scattering Pattern (cliché)
- **EBS**: Electron Back Scattering Diffraction (technique d'analyse)
- **MEB**: microscope électronique à balayage
- **MET**: microscope électronique à transmission

- **cc**: cubique centré
- **cfc**: cubique à faces centrées

- **Roll**: direction de laminage
- **R**: direction transverse
- **T**: direction de traction
- **N**: direction normale

- **F**: tenseur gradient de la transformation
- **E**: tenseur de Green Lagrange
- **L**: tenseur vitesse
- **D**: tenseur vitesse de déformation
- **W**: tenseur vitesse de rotation totale
- **WP**: tenseur vitesse de rotation plastique
- **W^e**: tenseur vitesse de rotation de réseau

- **FC**: modèle de Taylor "Full Constraints"
- **RC**: modèle de Taylor "Relaxed Constraints"

RESUME

Le but premier de notre étude a été d'améliorer la technique de mesure de déformation, à la surface d'une éprouvette polycristalline, par microextensométrie. Cette méthode a été appliquée à un acier d'emboutissage, à petite taille de grains, déformé en traction simple jusqu'à 30%. La stéréographie nous a permis de connaître plus précisément trois composantes du tenseur de Green Lagrange, pour chaque cellule, aux six étapes de déformation étudiées.

La technique de l'EBSD a aussi été utilisée, afin de déterminer l'évolution de l'orientation cristalline d'environ 130 grains.

Un calcul en vitesse a servi à corrélérer ces deux types d'information pour tenter d'étudier la nature des systèmes de glissement actifs dans ces aciers.

Enfin, une confrontation entre ces résultats expérimentaux et ceux obtenus par divers modèles polycristallins (Taylor, autocohérent élastoplastique et viscoplastique), à l'échelle du grain, a été faite.

Les conclusions découlant de cette étude sur la déformation de ces aciers sont:

- l'existence de bandes de déformation inclinées à 45° par rapport à l'axe de traction, traversant plusieurs grains,
- le fait, que la plupart des grains se comportent, au niveau de la rotation cristalline, comme des grains isolés et que dans ce cas, les modèles donnent d'assez bons résultats,
- l'existence d'un écrouissage faiblement anisotrope.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I: Etude bibliographique.....	3
I.1 Mécanismes élémentaires de déformation plastique des cubiques centrés.....	3
I.1.1 L'hypothèse du pencil-glide	3
I.1.2 L'hypothèse du glissement mixte	4
I.1.3 Asymétrie des systèmes {112}	4
I.1.4 Existence d'une température de transition	6
I.1.5 Interprétation des courbes contrainte-déformation	8
I.1.6 Rotation cristalline des monocristaux de structure cc	9
I.1.7 Passage au polycristal	11
I.2 Critère de Schmid et loi d'écrouissage.....	12
I.3 Hétérogénéités.....	15
I.4 Modèle de Taylor.....	19
I.5 Modèles autocohérents.....	22
I.6 Conclusions.....	26
CHAPITRE II: Détermination expérimentale du champ de déformation et du champ de rotation d'un agrégat polycristallin à l'échelle mésoscopique	27
II.1 Techniques expérimentales.....	27
II.1.1 La traction in-situ	27
II.1.2 La microextensométrie	28
II.1.3 La mesure locale d'orientation cristalline	28
II.1.4 La mesure de texture par diffraction des rayons X	30
II.2 Evaluation des champs de déformation et de rotation de réseau.....	30
II.2.1 Démarche adoptée	30
a) au niveau de la mesure des déformations	30
b) au niveau de la mesure des rotations de réseau	34
II.2.2 Déroulement des calculs	34
a) calcul de la rotation de réseau	34
b) calcul du champ de déformation	36
CHAPITRE III: Application au cas d'un acier d'emboutissage.....	41
III.1 Conditions expérimentales.....	41
III.1.1 Matériau utilisé	41
III.1.2 Préparation des échantillons	44
III.1.3 Déroulement des essais	45
III.2 Résultats expérimentaux.....	46
III.2.1 Observation des lignes de glissement	49
III.2.2 Etude des hétérogénéités de déformation intra et intergranulaires	52
a) calcul du tenseur de Green Lagrange	52

	Pages
<i>étude du cisaillement</i>	60
<i>étude à l'échelle du grain</i>	62
b) calcul des tenseurs vitesse de déformation	64
III.2.3 Analyse de l'orientation cristalline	65
a) évolution des textures	65
<i>effet du laminage sur les textures</i>	65
<i>effet de la déformation en traction</i>	66
b) évolution de l'orientation cristalline des grains étudiés	68
<i>les positions à l'intérieur du triangle standard</i>	68
<i>les positions stables</i>	69
c) calcul de la vitesse de rotation cristalline	72
III.2.4 Hétérogénéités intragranulaires	73
III.3 Synthèse des résultats	78
CHAPITRE IV: Résultats numériques.....	80
IV.1 Introduction.....	80
IV.2 Détermination des systèmes de glissement actifs.....	80
IV.3 Résultats des simulations.....	88
IV.3.1 Présentation des modèles	88
IV.3.2 Ecrouissage intracristallin	88
IV.3.3 Modèle de Taylor	89
a) Résultats pour l'essai L	90
<i>étude sans écrouissage</i>	90
modifications des hypothèses de Taylor	91
<i>étude avec écrouissage</i>	92
<i>étude des systèmes de glissements trouvés</i>	94
b) Résultats de l'essai T	95
c) Discussion	95
IV.3.4 Modèle autocohérent élastoplastique	98
a) Ecrouissage	98
b) Résultats de l'essai L	98
<i>évolution de l'orientation cristalline</i>	98
<i>calcul des déformations moyennes des grains</i>	101
<i>calcul des contraintes moyennes des grains</i>	102
c) Résultats de l'essai T	103
IV.3.5 Modèle autocohérent viscoplastique	104
a) Résultats de l'essai L	105
<i>évolution de l'orientation cristalline</i>	105
<i>calcul des vitesses de déformation moyennes des grains</i>	106
<i>calcul des contraintes moyennes des grains</i>	109
b) Résultats de l'essai T	109
IV.3.6 Simulation des textures	109
IV.4 Synthèse des résultats.....	110
IV.4.1 Etude des systèmes actifs	110
IV.4.2 Résultats des différents modèles	111

	Pages
CHAPITRE V: Discussion.....	112
Conclusions et perspectives.....	122
Références bibliographiques.....	123
Liste des figures.....	127

INTRODUCTION

L'analyse du comportement macroscopique des agrégats polycristallins, à partir du comportement microscopique de la phase ou des grains constituant le polycristal a fait l'objet, depuis 25 ans, de nombreux travaux théoriques dont le développement des modèles de passage et plus récemment des modèles numériques basés sur la méthode des éléments finis. Les techniques expérimentales se sont également affinées, avec l'utilisation de la microextensométrie par microgrilles et des techniques de diffraction, locale qui sont venues compléter les observations de surface en microscopies optique et à balayage, et avec les observations plus destructives, par microscopie à transmission.

Afin de rendre l'étude du comportement hétérogène de l'agrégat et du grain plus quantitative, au niveau de l'évolution des champs locaux de déformations et de rotations, nous avons utilisé simultanément les techniques suivantes:

- la traction in-situ dans le microscope électronique à balayage (MEB),
- la microextensométrie et la stéréographie, qui permettent d'accéder aux champs de déformation de cellules de $25\mu\text{m}^2$, à partir du changement de forme d'une microgrille déposée sur l'éprouvette,
- la technique de l'EBSD (Electron BackScattering Diffraction), qui permet de mesurer l'orientation cristalline d'un élément de $1\mu\text{m}^2$.

Nous avons appliqué ces techniques à un acier de petite taille de grains, afin de mieux déterminer les éventuels couplages entre l'orientation et la déformation, ainsi que les interactions entre grains et les mécanismes de déformation plastique, peu clairs dans les matériaux de structure cubique centrée. L'objectif est double: mieux comprendre le rôle des hétérogénéités de déformation, dans les problèmes de mise en forme, et apporter aux différents modèles de passage numérique des éléments de "réflexion".

De nombreux travaux expérimentaux ont déjà été effectués, allant de l'échelle macroscopique à l'échelle de la dislocation. Les modèles polycristallins tentent de décrire les phénomènes observés. Mais comme nous le verrons dans le chapitre I, ils sont surtout adaptés pour la

prédiction des textures de déformation et restent très médiocres au niveau de la rotation cristalline, à l'échelle du grain, et des modes de déformation existant dans le matériau.

Dans le chapitre II, nous présentons les techniques expérimentales utilisées et développons les procédures de calcul des champs de déformation plastique et de rotation cristalline, à partir de la mesure tridimensionnelle de la déformation des éléments de microgrilles de 5 μ m de pas et de la technique de l'EBSD. Des calculs approchés de champs de vitesse sont déduits des mesures.

Des essais de traction réalisés sur un acier (structure cubique centrée), à température ambiante, ont permis de valider toute cette procédure. Au cours de ceux-ci, 150 grains ont été analysés, à six étapes de déformation. Les résultats obtenus sont exposés dans le chapitre III.

Nous avons ensuite confronté ces résultats expérimentaux avec ceux obtenus par différents modèles polycristallins classiques (Taylor et autocohérents). Cela nous a permis de mettre en évidence, d'une part, les limites de ces modèles et d'autre part, la nature de l'écrouissage, l'importance des interactions entre grains et l'influence de la vitesse de déformation dans l'acier étudié.

Le dernier chapitre présente une synthèse des résultats expérimentaux et simulés, afin de préciser les modes de déformation existant dans ce type d'acier. Des hypothèses, pour une modélisation future, qui rendrait compte des phénomènes observés, sont également proposées.

CHAPITRE I

Etude bibliographique sur les résultats expérimentaux et simulés d'un polycristal en déformation plastique

I.1 MECANISMES ELEMENTAIRES DE DEFORMATION PLASTIQUE DES CUBIQUES CENTRES

Les métaux se déforment essentiellement par glissement, dans le domaine des basses températures. Ce glissement se fait généralement dans les directions et sur les plans les plus denses en atomes (là où l'énergie nécessaire pour propager un glissement est la plus faible). Les systèmes de glissement, pour les matériaux de structure cubique à faces centrées (cfc), sont du type $\{111\}\langle 110\rangle$, soient douze systèmes.

En revanche, pour les matériaux à structure cubique centrée (cc), ces mécanismes sont moins connus. Comme dans les cfc, la direction de glissement est celle correspondant à la plus grande densité atomique: la diagonale du cube, autrement dit, la direction $\langle 111\rangle$. Par contre, en raison de l'aspect sinueux des lignes de glissement, une ambiguïté subsiste sur la définition des plans de glissement. Il a, en effet, été relevé, expérimentalement, trois familles de plans possibles: $\{110\}$, $\{112\}$ et parfois $\{123\}$ (les plans $\{110\}$ étant rencontrés dans 85% des cas, tout au moins dans les monocristaux de fer [1]). Plusieurs hypothèses sont émises à ce sujet.

I.1.1 L'hypothèse du pencil glide

D'après certains auteurs, le glissement ne se fait pas nécessairement sur un plan cristallographique d'indice rationnel mais sur le plan de cisssion maximale en zone avec une direction $\langle 111\rangle$ (glissement non cristallographique). La déformation des cc est, dans ce cas, souvent représentée comme celle d'un paquet de crayons hexagonaux glissant les uns sur les autres parallèlement à leur axe, d'où le nom de "pencil glide". On ne parle plus alors de plan mais de surface de glissement qui serait en fait une surface cylindrique d'axe parallèle à la

direction de glissement $\langle 111 \rangle$ [1, 2]. La mesure de la direction moyenne de la ligne de glissement confirmerait cette hypothèse [2].

Toutefois, cette vision semble être une approche simplifiée du phénomène.

I.1.2 L'hypothèse du glissement mixte

A une échelle plus fine, il est montré que chaque segment constituant une ligne de glissement correspondrait à un système de plan de faibles indices [2, 3].

Ce phénomène est appelé "glissement mixte": seuls les plans $\{110\}$ et $\{112\}$ interviennent. La sinuosité des lignes est expliquée par le fait que le glissement s'effectue uniquement par dissociation des dislocations vis sur ces deux plans (systèmes colinéaires) simultanément actifs (différent du glissement dévié où, dans ce cas, l'un des deux plans n'est pas actif) [4, 5]. Dissociée dans une paire de plans $\{110\}$ - $\{112\}$, une dislocation pourra se déplacer par un mécanisme de recombinaison-dissociation-recombinaison lui permettant d'évoluer indifféremment sur ces deux plans, par incréments successifs de glissement. Cette hypothèse expliquerait, de plus, l'existence de traces de plan $\{123\}$, observées expérimentalement.

Franciosi [4] donne, pour des monocristaux de fer α , le domaine d'activation de chacun des systèmes (tableau I.1), dans l'hypothèse de cisssions critiques identiques (figure I.1).

I.1.3 Asymétrie des systèmes $\{112\}$

Les systèmes $\{112\}\langle 111 \rangle$ semblent se comporter différemment, selon le sens dans lequel ils glissent: en effet, suivant le sens du glissement, un système sera dit "facile" ou "difficile" (cisaillement critique plus faible dans le premier cas), cette asymétrie étant inexistante pour les systèmes $\{110\}\langle 111 \rangle$ [4, 5].

N°	m	n	système	N°	m	n	système
1	-111	0-11	2A	13	-1-11	011	1C
2	-111	101	3A	14	-1-11	101	3C
3	-111	110	6A	15	-1-11	-110	5C
4	-111	-2-1-1	2'A	16	-1-11	-21-1	1'C
5	-111	12-1	3'A	17	-1-11	1-2-1	3''C
6	-111	1-12	6'A	18	-1-11	112	5''C
7	111	0-11	2B	19	1-11	011	1D
8	111	-101	4B	20	1-11	-101	4D
9	111	-101	5B	21	1-11	110	6D
10	111	2-1-1	2''B	22	1-11	21-1	1''D
11	111	-12-1	4'B	23	1-11	-1-2-1	4''D
12	111	-1-12	5'B	24	1-11	-112	6''D

Tableau I.1: Notation de Schmid et Boas étendue pour les systèmes $\{110\}\langle 111 \rangle$ et $\{112\}\langle 111 \rangle$ de la structure cc, où m et n représentent respectivement la direction et la normale au plan du système de glissement.

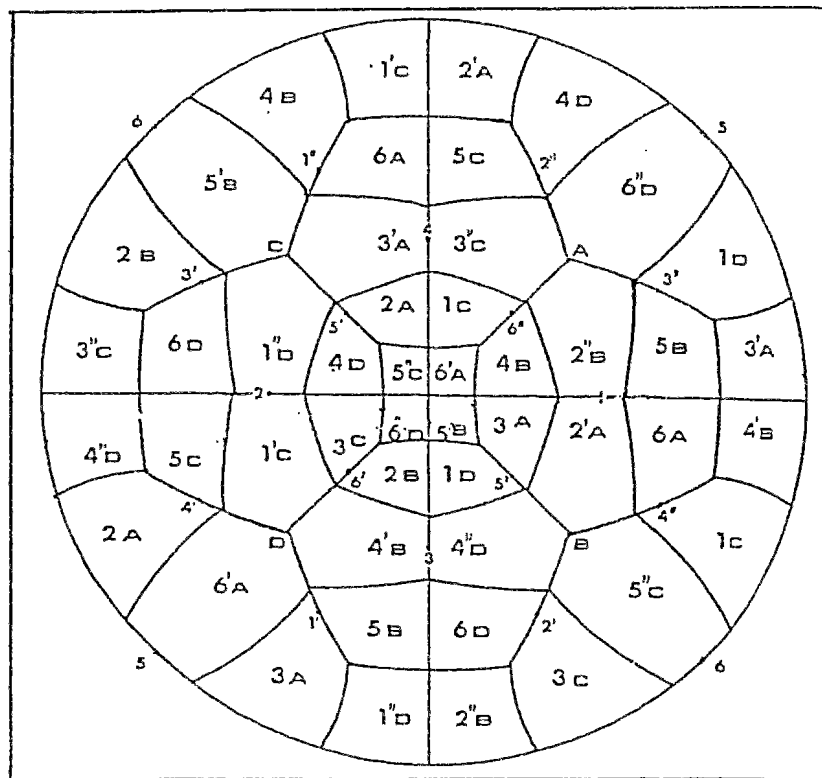


Figure I.1: domaine d'activation des différents systèmes de glissement

36 systèmes sont à considérer, dans le cas où l'on distingue les deux sens de glissement. On ajoutera un f ou un d (en prenant la direction opposée), à l'écriture ci-dessus, selon que le système sera dit "facile" ou "difficile". (On parle aussi de sens de maclage (twinning) ou d'anti maclage, puisque, dans les cc, le maclage se fait selon les systèmes $\{112\}\langle 111 \rangle$).

L'importance de cette asymétrie est fortement dépendante de la température, de la vitesse de déformation et de la concentration en impureté du matériau. Celle-ci augmente, en effet, à faible température et à grande vitesse de déformation.

Dans le fer α , il a été trouvé, qu'à température ambiante, les cisssions critiques des systèmes de plans $\{110\}$ et $\{112\}_f$ sont du même ordre [3, 4].

I.1.4 Existence d'une température de transition

Les propriétés mécaniques des matériaux de structure cc sont fortement dépendantes de la vitesse de déformation, du taux d'impuretés que contient le matériau et de la température [6].

Une de leurs caractéristiques est l'existence de comportements différents en dessous et au dessus d'une certaine température de transition. Les dislocations à caractère vis (dominantes dans les cc, à basse température) ont une structure de coeur tridimensionnelle: elles se décomposent en trois dislocations partielles $a/6\langle 111 \rangle$ disposées symétriquement sur trois plans $\{110\}$. Une observation plus fine montre que ces dislocations partielles ont des coeurs non planaires se dissociant non symétriquement sur plusieurs plans $\{112\}$, généralement dans le sens dit facile (énergétiquement plus favorable).

Ainsi, les déplacements élémentaires se font toujours selon des plans $\{110\}$ mais des mouvements s'effectuent sur d'autres plans $\{112\}$ ou $\{123\}$, composés de deux sortes de plans $\{110\}$ [7]. Cette structure tridimensionnelle du coeur des dislocations vis les rend difficilement glissiles, sous faible contrainte, et est responsable d'une certaine asymétrie du comportement mécanique des matériaux cc [6].

A basse température, la courbe contrainte-déformation d'un monocristal cc est parabolique, contrairement à celle des cfc qui présentent trois stades principaux d'écrouissage (glissement simple, double et glissement dévié). D'après Kubin [8], cette particularité se manifeste pour une température inférieure à 200K (température comprise entre $0.1T_f$ et $0.2T_f$ d'après Luft,

avec $T_f \cong 1260\text{K}$). Il semble en être de même pour un acier doux à la température ambiante [9], les dislocations vis sont couramment observées très droites, ce qui témoigne d'une friction de réseau importante. Leur mobilité dans les cellules est alors faible et elles ne se déplacent que par doubles décrochements le long de la vis. La dépendance de la cission critique à la température est plus forte sur les plans $\{112\}$ difficiles que sur les plans $\{110\}$, dans des monocristaux de fer en traction [10, 11].

Aux températures supérieures à environ $T_f/5$, les monocristaux cc ont un comportement semblable à celui des cfc. L'activation thermique est suffisante pour former spontanément des doubles décrochements nécessaires au déplacement des dislocations vis. Les courbes de contrainte-déformation sont alors constituées de trois stades, tout comme pour les cfc [9]. Au dessus de cette température, un arrangement inhomogène des dislocations se développe [6]. A température ambiante, une structure cellulaire s'établit dans un polycristal de fer, dès 9% de déformation en traction (alors qu'à une température inférieure, la distribution des dislocations est beaucoup plus homogène). La taille des cellules diminue avec la déformation puis reste constante (égale à $1.5\mu\text{m}$), à partir de 8% [12]. Johnson [13] a aussi remarqué cette dépendance de la température, pour un acier à bas taux de carbone, déformé en traction. Cependant, cette différence de sous-structures ne semble pas avoir d'influence directe sur la réponse macroscopique du matériau (courbes $\sigma-\epsilon$ identiques des matériaux prédéformés à ces deux températures).

En fait, la sensibilité à la température dépend essentiellement de l'orientation initiale du monocristal étudié: Spitzig et Keh [10, 11] ont montré sur quelques orientations de monocristaux de fer en traction la dépendance des cissions critiques des systèmes de glissement à la température (figure I.2). Le monocristal d'orientation B, par exemple, glisse, selon le système $\langle -211 \rangle [111]$ dans le sens difficile, pour lequel la cission critique augmente rapidement quand la température diminue.

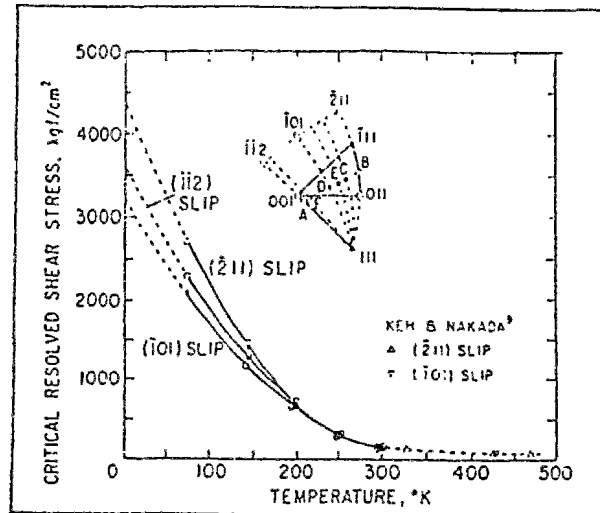


Figure I.2: Variations des cissions critiques en fonction de la température et de l'orientation

I.1.5 Interprétation des courbes contrainte-déformation

Les matériaux cubiques centrés présentent une limite élastique relativement plus élevée que celle des structures cfc, due à la présence des atomes en insertion.

Cette limite élastique apparaît nettement et est suivie d'une diminution de la contrainte nécessaire à la déformation plastique. On parle de limites élastiques supérieure et inférieure, liées à la présence d'atomes en insertion et fonction de l'axialité de la déformation. Selon Brenner et Luft [14], les variations de la limite supérieure d'écoulement sont inversement proportionnelles à la taille de grains pour des polycristaux et monocristaux de Molybdène, déformés en traction). Ceci est conforme à la loi de Hall Petch:

$$\sigma^e = \sigma_0 + \frac{k}{\sqrt{d}},$$

avec σ^e la contrainte élastique du polycristal, σ_0 , la contrainte élastique du monocristal, k une constante expérimentale variant de 10 à 150MPa mm^{1/2} (20 pour l'acier) et d la taille moyenne des grains.

Ce décrochement est suivi d'un palier correspondant à la déformation hétérogène liée au développement des bandes de Piobert-Lüders (déformation localisée commençant à se

développer généralement près d'une tête et se propageant à travers toute l'éprouvette, le front de la bande étant en moyenne inclinée de 50° par rapport à l'axe). Sur des cristaux de fer, elles sont visibles, dès 1 ou 2% de déformation et se propagent parallèlement à un plan en zone avec une direction $\langle 111 \rangle$ [1]. Ce phénomène de palier résulte du fait que les atomes d'insertion en solution (le carbone en majorité) sont des obstacles à la mobilité des dislocations initialement présentes. Il faut donc, après ce palier, développer un excédent de contraintes pour mobiliser ces dislocations et ainsi plastifier toute la section de l'éprouvette.

Tous ces obstacles microstructuraux tendent à augmenter la limite élastique et la résistance de l'acier et à diminuer l'allongement à la rupture en limitant les possibilités d'adaptation plastique de la matière au voisinage des inclusions. Ce palier tend, de plus, à diminuer lorsque le diamètre moyen des grains augmente [15].

Au delà, la courbe prend une allure parabolique jusqu'à la striction.

A une échelle plus fine, c'est à partir de 5 à 10% de déformation que des lignes de glissement apparaissent nettement. Les lignes sont toutefois mal définies et sinueuses à température ambiante, alors qu'à -75°C , elles se révèlent plus droites et moins espacées [12]. En moyenne, 2.5 familles de lignes sont observées par grain [1].

Enfin, à un très fort taux de déformation des bandes de cisaillement apparaissent : à 90% de laminage sur des aciers calmes à l'aluminium [16] et à environ 50% en traction simple pour des monocristaux de fer [17].

I.1.6 Rotation cristalline des monocristaux de structure cc

L'observation de la rotation cristalline de monocristaux a permis aussi de préciser les éléments de glissement entrant en jeu.

En effet, on sait qu'au cours d'un essai de traction d'un monocristal cc, l'axe de l'éprouvette tourne vers la direction de glissement (alors qu'au cours d'un essai de compression, il tourne vers la normale au plan de glissement) [1, 18].

Pour la majorité des grains ayant leur axe de traction situé dans le triangle élémentaire, la cission sur un système est maximale, pour la direction de glissement $[111]$. On a, en effet:

$\tau = 1/2 \sin(2\lambda)$, avec λ , l'angle entre l'axe de traction et la direction de glissement.

Cependant, pour un axe situé près du pôle $[001]$, la direction de glissement serait plutôt $[-111]$ (figure I.3).

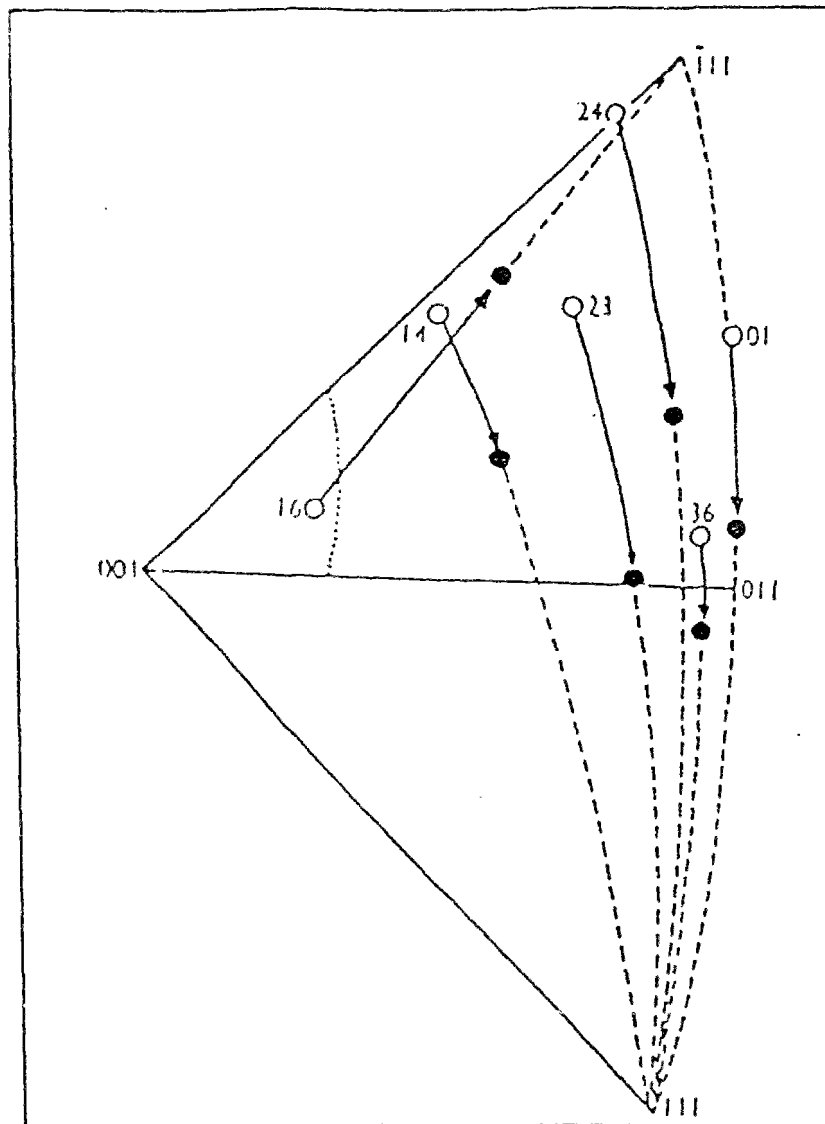


Figure I.3: rotation de l'axe de traction au cours de la déformation de monocristaux de fer [1]

Quand l'axe de traction atteint l'axe $[001]$ - $[011]$, les directions $[111]$ et $[-111]$ sont autant favorables l'une que l'autre. Deux cas de figures peuvent alors être rencontrés:

-La zone [001]-[011] est stable: lorsque l'axe de traction traverse celle-ci, par suite d'un glissement dans la direction [111], la direction [-111] devient alors mieux favorisée et l'intervention de ce nouveau glissement ramène l'axe de traction sur cette zone symétrique. La

direction $[-111]$ est appelée direction de glissement conjuguée stable. Dans ce cas, les lignes de glissement des deux systèmes activés ne se coupent pas et restent localisées, dans des domaines.

-Même si la déformation devient assez importante pour qu'un second système soit plus favorisé que le système primaire, c'est ce dernier qui reste largement majoritaire et l'axe de traction continue à se déplacer vers la même direction de glissement. Dans ce cas, d'après Jaoul [1], les rotations correspondent toujours à celles que l'on peut calculer à partir du glissement principal. C'est le phénomène "d'overshoot". Sur des monocristaux de fer, Keh [18] observe en majorité ce comportement.

Si l'axe est sur la zone $[001]$ - $[-111]$, il est situé à la même distance des deux directions $[-1-11]$ et $[111]$. Mais si le glissement se fait vers $[111]$, la direction $[-1-11]$ sera moins favorisée et sera appelée "instable" [1].

Keh [18] trouve également que les orientations de l'axe de traction près des pôles $[001]$ et $[110]$ sont stables, après 12% de déformation. Près de ce dernier, des lignes de glissement s'interpénètrent.

Par contre, lorsque l'axe de traction est proche d'un pôle $[001]$, il apparaît 4 systèmes répartis dans des zones privilégiées [1].

I.1.7 Passage au polycristal

Il faut cependant garder en mémoire que ces observations sont faites sur des monocristaux et que le passage au polycristal, plus complexe par sa structure, reste délicat.

Lorsque les grains d'un polycristal sont pris de manière isolée et déformés, ils ne peuvent plus être juxtaposés sans vide, ni recouvrement; les déformations plastiques sont dites incompatibles. Une déformation supplémentaire doit être ajoutée pour que la compatibilité de la déformation totale (élastique et plastique) soit assurée. Cette déformation additionnelle engendre des contraintes internes, nulles en moyenne, donnant certaines propriétés au polycristal dont le comportement ne peut plus être considéré comme celui d'un monocristal moyen.

Le glissement plastique qui se produit dans un grain n'entraîne pas de rotation de réseau. C'est la déformation additionnelle élastique associée à l'incompatibilité plastique (les équations de compatibilités concernant seulement la déformation totale) qui est responsable d'un

changement d'orientation cristalline, à l'origine des textures de déformation : l'apparition des textures est donc bien liée aux incompatibilités plastiques et aux contraintes internes qui en découlent [19, 20, 21].

Les joints de grains sont les principaux obstacles aux mouvements des dislocations dans un polycristal car ils sont une barrière au glissement [9]. Des concentrations de contraintes, plus importantes aux joints apparaissent comme le résultat de zones de glissement localisées (dus à la compatibilité nécessaire des glissements entre grains adjacents). Les joints sont une source importante de dislocations, ce qui entraîne que plus le grain est petit, plus la densité de dislocations dans le grain est grande [12].

Cette localisation des glissements, observée par Luft [6], dans un polycristal de molybdène, au MET, ne semble cependant pas être une zone d'initiation aux fissures puisqu'on observe une homogénéisation du glissement au cours de la déformation.

I.2 CRITERE DE SCHMID ET LOIS D'ECROUISSAGE

L'étude du comportement plastique des matériaux nécessite de retenir un critère régissant l'écoulement plastique et donc le glissement cristallographique (si l'on s'intéresse aux mécanismes entrant réellement en jeu, à cette échelle). La loi de Schmid est le critère de plasticité le plus utilisé pour les matériaux cristallins.

Un système de glissement défini par la normale à son plan de glissement $\vec{n}^s$ et sa direction de glissement $\vec{m}^s$ est potentiellement actif, sous l'effet d'une contrainte σ_{ij} , dès que sa cission réduite τ^s est égale à la cission critique sur le(s) système(s) τ_c^s .

On a donc:

$$\tau_c^s = \tau^s,$$

avec $\tau^s = \sigma_{ij} n_j^s m_i^s$

Le système est actif, pour un accroissement de contrainte, dans un intervalle de temps dt , si:

$$\dot{\tau}^s = \dot{\tau}_c^s,$$

avec $\dot{\gamma}^s > 0$, $\dot{\tau}^s$, $\dot{\tau}_c$ étant respectivement le taux de cisssion réduite sur le(s) système(s) de glissement et le taux de cisssion critique, pendant l'intervalle de temps dt et $\dot{\gamma}^s$, la vitesse de glissement sur le(s) système(s).

Le glissement plastique résulte du mouvement et de la multiplication des dislocations sous l'effet des cisssions appliquées sur les plans où elles sont susceptibles de se déplacer et s'accumulent en un réseau d'obstacles, à l'origine de l'écrouissage.

En élastoplasticité, on utilise des lois d'écrouissage avec un seuil d'activation pour les systèmes de glissement. En élastoviscoplasticité, par contre, on considère que tous les systèmes sont actifs simultanément.

Les lois d'écrouissage les plus simples, utilisées en élastoplasticité, sont des lois linéaires du type:

$$\dot{\tau}_c^s = \sum_{\text{syst. actifs}} H^{sk} \dot{\gamma}^k$$

H est la matrice d'écrouissage dont les termes diagonaux correspondent à l'auto écrouissage et les termes non diagonaux à l'écrouissage latent: les termes H^{sk} de la matrice représentent les interactions entre les systèmes de glissement (s) et (k).

Plusieurs lois d'écrouissage ont été proposées ([22], [23], [24]...). La plus simple est celle adoptée par Asaro en 1985 [25]. Celui-ci propose un écrouissage anisotrope (écrouissage plus fort sur les systèmes latents que sur les systèmes coplanaires) avec une forte variation des termes au début du glissement plastique suivie d'une saturation.

$$H^{sk} = qH(\gamma) + (1-q)H(\gamma)\delta^{sk},$$

q étant le rapport de l'écrouissage latent sur l'auto-écrouissage, et compris entre 1 et 1.4, et

$$H(\gamma) = H_0 \text{sech}^2 \left[\frac{H_0 \gamma}{\tau_{\text{sat}} - \tau_0} \right],$$

H_0 , le taux d'écrouissage initial,

τ_{sat} , la valeur de saturation de la contrainte d'écoulement,

τ_0 , la cisssion critique sur les systèmes de glissement.

La cission critique s'écrit:

$$\tau_c = \tau_{0c} + (\tau_{sat} - \tau_0) \tanh \left[\frac{H_0 \gamma}{\tau_{sat} - \tau_0} \right]$$

avec le glissement cumulé γ , tel que $\gamma = \sum_{\text{syst. actifs}} \gamma^k$,

Les termes de la matrice H ont été déterminés expérimentalement pour des monocristaux de fer par Franciosi [4], jusqu'à 5% de déformation plastique. Pour cela, il a prédéformé en traction une éprouvette orientée en glissement simple puis l'a redéformée en privilégiant un système secondaire.

Il est amené à différencier deux familles de systèmes de glissement: la famille A comprenant les systèmes $\{110\}_c \langle 111 \rangle$ et $\{112\}_f \langle 111 \rangle$ et la famille B représentant les systèmes $\{112\}_d \langle 111 \rangle$.

Ainsi, pour représenter l'interaction entre les systèmes, neuf coefficients interviennent:

- 2 coefficients concernant l'auto-écrouissage pour chaque famille (a_0, a''_0),
- 4 coefficients d'interaction entre des systèmes colinéaires et non colinéaires d'une même famille (a_1, a''_1, a_2, a''_2),
- 2 coefficients d'interaction entre systèmes de famille différentes (colinéaire: a'_1 et non colinéaire: a'_2),
- 1 coefficient d'interaction pour un système entre le sens facile et difficile (a'_0)

Pour le fer α , il obtient les relations suivantes:

$$\begin{array}{l} a''_0 \approx 3a_0, a_1 \approx 2.3a_0, a'_1 \approx 4a_0, a''_1 < 2.2a''_0^* \\ a_2 \approx 3a_0, a'_2 > 4a_0^{**}, a''_2 \approx 2.2a''_0 \end{array}$$

* l'interaction B-B non colinéaire est supposée plus forte que l'interaction B-B colinéaire

** on attribue à a'_2 une borne inférieure, puisque ce terme n'est pas accessible (A-B non colinéaire)

I.3 HETEROGENEITES

La prévision, par les modèles polycristallins, du comportement mécanique (et de la texture) d'un agrégat soumis à un chargement monotone, à partir de celui du volume élémentaire représentatif (VER) pose tout d'abord le problème de la définition de ce volume. Dans les modèles polycristallins classiques (Sachs, Taylor, autocohérent), les grains sont pris comme VER. Ceux-ci ne sont pas décrits individuellement par leur orientation cristalline et leur position géométrique dans l'agrégat mais collectivement par la texture initiale du matériau (ODF). Pour ces modèles, les champs de déformation et de rotation calculés sont homogènes dans le grain.

Les écarts entre les prévisions de ces modèles et les résultats expérimentaux sont généralement attribués à la formation d'hétérogénéités de déformation inter et intragranulaires. Celles-ci traduisent l'accommodation, au niveau des joints de grains, de la déformation du grain et de celle de ses proches voisins.

Aucune de ces hétérogénéités ne peut être décrite par le modèle de Taylor, puisque la déformation de tous les grains est supposée identique et égale à la déformation macroscopique. Le modèle autocohérent peut prévoir des hétérogénéités intergranulaires, entre familles de grains, mais pas d'hétérogénéités intragranulaires, la déformation des grains étant supposée homogène. Seuls les calculs par éléments finis permettent de décrire ces dernières.

C'est pour cette raison que de nombreux travaux ont tenté de décrire les effets des joints de grains en tant qu'obstacles au glissement intergranulaire et en tant que sources d'incompatibilités de la déformation plastique.

Les hétérogénéités ont été étudiées expérimentalement sur des matériaux modèles (bicristaux, tricristaux et multicristaux) mais aussi sur des polycristaux à gros grains et, plus récemment, à grains de petite taille [26].

Dans les matériaux modèles (bicristaux de cuivre et d'aluminium [27], tricristaux de cuivre [28], déformés en traction simple), les hétérogénéités de glissement plastique se manifestent par la formation de domaines adjacents aux joints de grains, présentant des systèmes de glissement et des orientations cristallines locales différents du reste du grain. Ces domaines sont liés à l'accommodation des incompatibilités de déformation plastique au niveau des joints de grains, pour des conditions aux limites simples. Un des résultats important est la stabilité

de ces domaines qui se forment au tout début de la déformation plastique, stabilité dépendant néanmoins fortement des propriétés d'écrouissage du matériau considéré.

Ces études, obtenues sur des matériaux où les surfaces libres sont importantes doivent être transposées avec prudence au cas des polycristaux.

La compréhension du rôle éventuel de ces phénomènes sur la texture et sur le comportement global et local des matériaux nous amène à distinguer divers types d'hétérogénéités:

les inhomogénéités de la texture dans l'épaisseur des tôles étudiées sur un alliage Al-Li par Barlat [29]. D'après nous, ces inhomogénéités peuvent être le résultat d'effets de surface libre, dans les matériaux de faibles épaisseurs et des conditions aux limites.

les hétérogénéités de glissement plastique qui se traduisent, dans les grains, par la formation de domaines déformés suivant des systèmes différents.

Par exemple, il a été trouvé, dans les cfc, que la répartition des lignes de glissement pouvait être homogène ou hétérogène suivant la nature des systèmes activés [19].

Berveiller [21] souligne l'intérêt de zones distinctes de glissement dans un même grain comme mécanisme possible d'accommodation plastique. Le fort écrouissage latent, observé sur des polycristaux de cuivre en traction, rend difficile le glissement multiple homogène dans un même grain et c'est grâce à une déformation hétérogène compatible que les incompatibilités plastiques de grain à grain pourront être accommodées. Les domaines ainsi formés (généralement en glissement simple) seraient un mode de déformation énergétiquement préférable à une déformation homogène en glissement multiple.

les hétérogénéités de densité de lignes de glissement: la nature discrète de la répartition des lignes constitue également une source d'hétérogénéités du glissement plastique. Les bandes de glissement s'arrêtant sur un joint de grains peuvent être assimilées à des empilements provoquant des contraintes à courte distance dans le grain voisin.

les hétérogénéités intragranulaires d'orientation cristalline: celles-ci ont été mises en évidence par les techniques de Kossel et d'EBSD qui permettent de caractériser l'orientation cristalline locale à l'intérieur d'un grain:

- sur un aluminium à grains de 300µm déformé en compression à 40%, où une variation d'orientation de réseau intragranulaire importante a été observée [30],
- sur un polycristal de cuivre, dès 1.8% de déformation plastique en traction, à l'aide des techniques de Kossel, dans trois zones où le mécanisme de glissement était à chaque fois différent [21].

les hétérogénéités de déformation intra et intergranulaires:

elles ont été révélées expérimentalement grâce à la microextensométrie:

- sur un polycristal de fer comportant des inclusions [31],
- sur un acier à petits grains (10 à 30µm) [26], particulièrement accentuées à proximité des joints de grains [32].

Pour ne pas le considérer comme un volume homogène, des représentations de la déformation du grain ont été proposées:

Muhgrabi [33] considère le cristal comme un composite constitué de parois dures, riches en dislocations, séparées par des régions molles à faible densité de dislocations.

Kochendorfer [34] partage le grain en deux zones: le centre du grain où la déformation se fait en glissement simple et la périphérie qui se déforme par glissements multiples.

Expérimentalement, on observe que les grains se subdivisent en blocs de cellules dans lesquels le nombre de systèmes actifs est inférieur à 5, traduisant un mécanisme d'hétérogénéisation plastique intragranulaire [30, 35]. En fait, le nombre de systèmes activés est égal au nombre de familles de murs de dislocations [36]. Ceci montre donc qu'une étude de la microstructure est intéressante pour comprendre pourquoi ces hétérogénéités intragranulaires existent.

Sur un acier polycristallin de grains de 15 µm, en traction simple, Fernandes et Schmitt [36] ont observé la formation de murs de dislocations, dès 5% de déformation. Ces murs, à densité de dislocations élevées, séparent des blocs de cellules d'orientations à peu près constante qui ne semblent pas changer de taille avec la déformation. Par contre, les cellules qui les constituent se multiplient et donc se réduisent. Parfois, deux familles de murs peuvent apparaître dans des zones différentes d'un grain (phénomène souvent observé pour les grains où le pôle <110> ou <112> est parallèle à l'axe de traction).

Pour un acier à bas carbone, quand les conditions de chargement changent, on observe une évolution de la sous structure: la première famille de murs tend à disparaître au profit de la seconde [37]. La forme et l'orientation des cellules est donc fonction du type de chargement. Pour une traction simple, il est généralement observé des cellules allongées [36]. Il est noté également que les murs de dislocations sont parallèles à la trace des plans de glissement pour des monocristaux de fer α (également observé pour des polycristaux d'aluminium laminé à froid [38]). La microstructure, dans chaque grain, doit donc dépendre de son orientation initiale et du tenseur des contraintes locales dans le grain. Ceci explique la grande variété de microstructure existant dans un polycristal. Mais il est également observé que les murs sont en général à un angle compris entre 33° et 66° de l'axe de traction, pour un acier en traction simple. (Même chose pour un aluminium en laminage à froid [38] ou en compression plane [35]).

Actuellement, il est impossible de préciser, pour une taille de grain donnée, l'ordre de grandeur des hétérogénéités. Leur appréciation dépend, de plus, de l'instrument de mesure utilisé, soit:

100 μm pour une texture globale (goniomètre),

<25 μm^2 pour les inhomogénéités de déformation (microgrilles),

1 μm pour les hétérogénéités de microstructure (MET),

<1 μm^2 pour les inhomogénéités de rotation de réseau (Kossel et EBSD),

0.1 μm^2 pour la distance entre lignes de glissement (MEB).

A ce propos, des questions restent en suspens: est-ce-que les hétérogénéités mesurées en surface sont représentatives de la déformation en volume et est-ce-qu'elles ont une importance réelles par rapport à la réponse globale du matériau?

La modélisation du comportement mécanique des matériaux polycristallins a fait l'objet de nombreux travaux afin de rendre compte des textures de déformation observées. Elle se décompose en trois grandes familles: les modèles de type Taylor, les modèles autocohérents et les éléments finis.

I.4 MODELE DE TAYLOR

I.4.1 Présentation du modèle

Proposé en 1938 par Taylor [39], ce modèle simple, très utilisé mais aussi très critiqué permet de prévoir des textures de laminage de façon assez satisfaisante et constitue de plus une borne supérieure pour les contraintes. Il repose sur l'hypothèse forte que les grains d'un polycristal sous chargement subissent une vitesse de déformation plastique homogène et égale à la vitesse de déformation macroscopique imposée.

Si pour un polycristal rigide plastique, D_{ij} est le tenseur des vitesses de déformation plastique et Σ_{ij} le tenseur des contraintes dont la forme est imposée, le théorème de la borne supérieure, pour un élément de volume V , s'écrit:

$$V \Sigma_{ij} D_{ij} \leq V \int_{\Omega_g} \left[\sum_s \tau_c^s \dot{\gamma}^s(g) \right] F(g) dg$$

où Ω_g correspond à l'espace d'Euler et $F(g)$ à la fonction de distribution des orientations cristallines.

Pour que la borne supérieure pour Σ_{ij} soit la plus faible possible, il faut retenir, pour chaque orientation g des grains, la combinaison de systèmes actifs conduisant à la plus faible puissance plastique interne. La cission étant supposée identique pour tous les systèmes ($\tau_c = \tau_c^s$), cela revient à minimiser, pour chaque grain d'orientation g , l'expression $\sum_s |\dot{\gamma}^s|$.

Pour accommoder une déformation imposée, avec $D_{ij} = \sum_s M_{ij}^s \dot{\gamma}^s$, il faut généralement 5 systèmes de glissement actifs, soient 792 (C_{12}^5) combinaisons possibles pour les structures cfc et 376 992 (C_{36}^5) combinaisons pour les structures cc.

I.4.2 Tentatives d'améliorations du modèle

Les combinaisons des systèmes de glissement minimisant l'expression $\sum_s |\dot{\gamma}^s|$ ne sont pas uniques et ainsi ce modèle présente une non unicité de la rotation cristalline calculée. La levée de cette indétermination a été l'objet de nombreux travaux:

- Renouard et Wintenberger [40] ont proposé de choisir la combinaison qui minimise le travail plastique au second ordre.
- Kallend et Davies [41] prennent une solution au hasard, en jouant sur le fait que les combinaisons diffèrent par 2 systèmes peu actifs mais présentent toujours 3 systèmes actifs identiques.
- Honeff et Mecking [42], Van Houtte et Aernoudt [43] prennent comme solution la moyenne de toutes les combinaisons possibles.

Le nombre de grains mis en jeu dans la prévision des textures étant grand, les solutions proposées par ces diverses méthodes ne modifient guère le résultat global. Quant aux études locales où on analyse la rotation cristalline de chaque grain simulée, le critère de la minimisation donne des résultats variables d'un grain à l'autre.

La prévision du modèle dépend:

- de la résolution des problèmes liés à la non unicité des combinaisons de systèmes de glissement,
- des conditions aux limites imposées,
- de la morphologie des grains,
- des modes de déformation plastique considérés,
- des lois d'écrouissage introduites dans le modèle.

Les textures prévues par le modèle de Taylor (modèle FC) sont généralement plus accentuées que les textures mesurées [44, 45]. Cela peut s'expliquer par le fait que les 5 conditions imposées sont trop strictes. En laissant libres certaines composantes de la déformation

imposée aux grains (cisaillement autorisé dans les essais de compression plane, par exemple), on réduit à 3 ces conditions. Cela revient en fait à considérer que les conditions de compatibilité imposées à des grains très allongés ne portent que sur les interfaces parallèles au plan de compression [46, 47]. Cette approche est appelée modèle **"Relaxed Constraints"** (RC).

Skalli [48], a testé les modèles FC et RC en utilisant l'hypothèse de minimisation de l'énergie au second ordre. Les résultats simulés ont été comparés avec ceux obtenus expérimentalement avec des polycristaux d'aluminium à gros grains (diamètre supérieur au mm) déformés en laminage jusqu'à 80%. Les deux modèles donnent des prédictions raisonnables au niveau de la texture globale. Sur 19 grains étudiés individuellement, 7 tournent conformément au modèle RC et la rotation cristalline simulée des autres est soit dissemblable, soit identique pour les deux modèles mais est, en tout cas, différente des résultats expérimentaux.

Fortunier [49] a, dans sa thèse, fait de même. Il trouve que les résultats expérimentaux sont proches des prévisions du modèle FC, en début de déformation (jusqu'à 20%). Après un laminage important (supérieur à 60%), c'est le modèle RC qui donne de meilleurs résultats.

Concernant les mécanismes de déformation plastique, Raphanel, Schmitt et Van Houtte [3] ont pris en compte l'asymétrie du glissement sur les systèmes $\{112\}<111>$ dans les matériaux cc. Ils font ainsi apparaître une composante de texture, inexistante avec une approche classique, dans le fer α en laminage. Mais la texture globale semble peu modifiée.

En 1994, Becker [50] propose une formulation basée sur l'hypothèse du pencil glide (seule la direction de glissement est imposée) appliquée à des matériaux cc et cfc en traction et en compression. La texture globale est là aussi peu modifiée; en revanche, la contrainte d'écoulement est abaissée.

Dans le but d'adoucir la texture simulée, Lee et Dugan [44], en 1992, et Leffers en 1993 [45], [51, 52], prennent en compte l'hétérogénéité intragranulaire observée expérimentalement par Bay [53], dans des polycristaux d'aluminium déformés en laminage, par un modèle de déformation en bandes.

Les matrices d'écrouissage injectées dans le modèle de Taylor sont généralement isotropes. Cela est justifié pour des déformations importantes (texture de laminage) et dans le cas de matériaux cfc présentant une forte énergie de faute d'empilement comme l'aluminium [48]. Fortunier utilise, pour de l'aluminium, une loi d'écrouissage avec saturation [49].

La plupart des modèles cités se situent dans le cadre rigide plastique. Les modèles viscoplastiques, comme celui proposé par Asaro et Needleman en 1985 [25], ont l'avantage de lever les indéterminations sur le choix des systèmes actifs puisque, dans ce cas, tous les systèmes sont supposés actifs. Ils trouvent que, pour des cfc, les textures simulées sont en bon accord avec les textures expérimentales et qu'elles sont, de plus, moins accentuées qu'avec un modèle indépendant de la vitesse de déformation.

I.5 LES MODELES AUTO-COHERENTS

L'hypothèse de Sachs donna naissance à une autre approche de la modélisation des polycristaux suggérée par Kröner [54]. C'est un cas particulier du schéma "self consistent". Ainsi, pour un polycristal, la phase est un grain ayant une orientation cristalline propre. Ce modèle est le premier à tenir compte de l'interaction des grains, négligée par Taylor. Un grain est considéré comme une inclusion, déformée plastiquement de façon homogène, placée dans une matrice, représentant l'environnement moyen des autres grains et subissant une déformation plastique. Les interactions entre ce grain et la matrice sont alors calculées à partir de la résolution du problème de l'inclusion présentée par Eshelby.

I.5.1 Rappel de la solution du problème d'Eshelby, dans le cas général

Considérons une inclusion ellipsoïdale dans une matrice infinie soumise au chargement (E, Σ) .

Soient β^{p^o} et β^{e^o} les gradients de déformation plastique et élastique, homogènes dans la matrice,

Soit β^{p^i} le gradient de déformation plastique homogène dans l'inclusion.

On se place dans le cas où la matrice et l'inclusion ont les mêmes constantes élastiques, connues par le tenseur de compliance du quatrième ordre C .

Dans l'hypothèse d'une accommodation purement élastique, le gradient du déplacement dans l'inclusion β^{e^i} est donné par :

$$\beta^{e^i} = \beta^{e^o} + (R^o - I) : (\beta^{p^i} - \beta^{p^o}) \quad (1)$$

où R^0 est égal à $(C:T^i)$, avec T^i , tenseur d'ordre 4, obtenu par intégration du tenseur de Green, sur le volume de l'inclusion. T^i est un tenseur homogène, ne dépendant que de la forme de l'inclusion.

On déduit, de l'équation (1), le tenseur de déformation élastique (partie symétrique de β^{ei}) ainsi que le tenseur de rotation de réseau (partie antisymétrique de β^{ei}).

Les contraintes dans l'inclusion sont données par:

$$\dot{\sigma}^i = \dot{\Sigma} - C:(R^0 - I):(\dot{E}^P - \dot{\varepsilon}^P) \quad (2),$$

où E^P et ε^P sont les déformations plastiques dans la matrice et dans l'inclusion.

I.5.2 Application au cas du polycristal

a) accommodation purement élastique

Chaque famille de grains g de même orientation cristalline joue le rôle d'une inclusion dans une matrice (milieu homogène équivalent) dont le comportement est celui du polycristal. Si, pour la famille de grains g , la loi de comportement est de la forme:

$$\dot{\varepsilon} = \mathbf{m}^g : \dot{\sigma} \quad (3),$$

$$(\text{ou } \dot{\sigma} = \mathbf{l}^g : \dot{\varepsilon})$$

Si, pour la matrice (polycristal), la loi de comportement est de la forme:

$$\dot{E} = \mathbf{M} : \dot{\Sigma} \quad (4),$$

$$(\text{ou } \dot{\Sigma} = \mathbf{L} : \dot{E})$$

la formule (2) s'écrit:

$$(\dot{\varepsilon}^P - \dot{E}^P) = -\mathbf{M}^* : (\dot{\sigma}^g - \dot{\Sigma}) \quad (5)$$

$$(\text{ou } (\dot{\Sigma} - \dot{\sigma}^g) = -L^* : (\dot{E}^p - \dot{\epsilon}^p))$$

La relation entre la contrainte locale σ^g , dans le grain g , et la contrainte macroscopique Σ est alors donnée par:

$$\dot{\sigma}^g = [(\mathbf{m}^g + \mathbf{M}^*)^{-1} : (\mathbf{M} + \mathbf{M}^*)] : \dot{\Sigma}$$

Comme la contrainte macroscopique est supposée égale à la moyenne des contraintes $\dot{\sigma}^g$, sur toutes les orientations cristallines, on a :

$$\langle \sigma^g \rangle = \Sigma$$

$$\text{d'où: } \langle (\mathbf{m}^g + \mathbf{M}^*)^{-1} : (\mathbf{M} + \mathbf{M}^*) \rangle = \mathbf{I}$$

$$(\text{ou: } \langle (\mathbf{l}^g + \mathbf{L}^*)^{-1} : (\mathbf{L} + \mathbf{L}^*) \rangle = \mathbf{I})$$

$\mathbf{M}$ (ou $\mathbf{L}$) peut donc être théoriquement calculé.

Pour une inclusion sphérique et dans le cas élastique isotrope, on a:

$$\dot{\sigma}_{ij}^g = \dot{\Sigma}_{ij} + 2\mu(1 - \beta)(\dot{E}_{ij}^p - \dot{\epsilon}_{ij}^p)$$

$$\text{avec } \beta = \frac{2(4 - 5\nu)}{15(1 - \nu)}$$

(μ et ν étant respectivement le module élastique de cisaillement et le coefficient de Poisson)

b) accommodation élastoplastique [55]

L'hypothèse d'une accommodation purement élastique conduit à des contraintes surévaluées. C'est pour cette raison que le problème de l'inclusion dans une matrice en écoulement plastique a été étudié.

Une évaluation plus réaliste des contraintes est obtenue en remplaçant L^* (équation (5)) par un tenseur L'^* tel que:

$$L'^* = L'(I - S)S^{-1}$$

avec: $L'_{ijkl} = \mu' \left[\frac{2\nu'}{1-2\nu'} \delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk} \right],$

δ_{ij} , le symbole de Kronecker,

S le tenseur d'Eshelby: $S_{ijkl} = (1-2\beta')\mu' \delta_{ij} \delta_{kl} + 1/2\beta'(\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk})$

et $\beta' = \frac{2}{15} \left(\frac{4-5\nu'}{1-\nu'} \right)$

μ' et ν' étant les modules élastoplastiques tangents.

L s'obtient alors par l'équation: $\langle (\mathbf{I}^g + \mathbf{L}'^*)^{-1} : (\mathbf{L} + \mathbf{L}'^*) \rangle = \mathbf{I}$

Dans l'hypothèse de grains sphériques, la loi d'interaction se simplifie et s'écrit alors:

$$\sigma_{ij} = \Sigma_{ij} + 2\alpha\mu(1-\beta)(E_{ij}^p - \varepsilon_{ij}^p)$$

avec $\alpha \approx \frac{1}{1 + \frac{3}{2}\mu \frac{E^p}{\Sigma}}$

c) cas d'un milieu élastoviscoplastique [56, 57]

Le comportement du grain est donné, dans ce cas, par:

$$\dot{\varepsilon}^g = m^{gsec}(\sigma) \sigma^g,$$

avec m^{gsec} , le module sécant viscoplastique de compliance.

La loi de comportement du polycristal est de la forme:

$$\dot{\mathbf{E}} = \mathbf{M}^{sec}(\Sigma) \Sigma,$$

avec M^{sec} , le module de compliance viscoplastique sécant.

La loi d'interaction entre le grain g et le milieu homogène équivalent est:

$$(\dot{\epsilon} - \dot{E}) = -M'(\sigma - \Sigma)$$

avec $M' = (I - S)^{-1} S M^{tg}$ ($M^{tg} = n M^{sec}$, avec n: inverse du coefficient de sensibilité à la vitesse)

La relation entre Σ et σ est:

$$(m^{gsec} + M')^{-1} (M^{sec} + M') \Sigma = \sigma$$

$$\langle \sigma \rangle = \Sigma \Rightarrow \langle m^{gsec} + M' \rangle^{-1} \langle M^{sec} + M' \rangle = I$$

Par cette relation, M^{sec} peut être calculé.

I.6 CONCLUSION

Les mécanismes de déformation des matériaux cubiques centrés sont encore mal connus. Pourtant, les techniques expérimentales, de plus en plus pointues, donnent de nombreuses informations à ce sujet, allant de l'échelle macroscopique jusqu'à celle de la dislocation.

Les modèles polycristallins exposés sont surtout utilisés pour prédire les textures de déformation. Ils ne peuvent simuler ni les hétérogénéités intragranulaires, puisque la déformation du grain est supposée homogène, ni l'influence des voisins proches sur le comportement du grain. Seule la méthode des éléments finis peut palier à ces insuffisances, mais reste lourde à utiliser. Nous y reviendrons dans le chapitre IV.

CHAPITRE II

Détermination expérimentale du champ de déformation et du champ de rotation d'un agrégat polycristallin à l'échelle mésoscopique

De nombreux travaux théoriques portant sur la description des matériaux polycristallins, à partir d'une approche micro-macro, ont tenté d'expliquer le comportement macroscopique, connaissant le comportement de chaque phase constituant le matériau.

Notre objectif est d'analyser expérimentalement l'évolution de la déformation plastique et de la rotation de réseau dans des grains de petite taille d'un agrégat soumis à un chargement monotone connu afin de préciser les rôles respectifs de l'orientation initiale de chaque grain et des interactions entre voisins. Nous nous intéresserons principalement aux hétérogénéités inter et intragranulaires.

Les champs de déformation plastique et de rotation de réseau sont déterminés en surface, en utilisant respectivement des techniques de microextensométrie par microgrilles et le système de l'EBSD.

Ce chapitre est constitué de 2 parties décrivant:

- les techniques expérimentales utilisées
- les procédures pour obtenir les champs de déformation plastique et de rotation.

II.1 TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II.1.1 La traction in-situ

Les essais ont été effectués in-situ dans le microscope électronique à balayage (MEB), grâce à un montage mécanique réalisé au LPMTM. Cette machine, de dimensions $155 \times 95 \times 45 \text{ mm}^3$, permet de travailler en traction (jusqu'à une charge de 10kN) ou en compression, de la température ambiante jusqu'à 800°C , avec une vitesse de déplacement comprise entre 0 et $25 \mu\text{m.s}^{-1}$. Les essais sont pilotés par ordinateur et les valeurs de la force, du déplacement et de la température, au cours du temps, sont enregistrées.

La micro-machine de traction nous permet, bien sûr, de visualiser instantanément l'évolution de la déformation locale, mais aussi de ne pas déplacer l'éprouvette, à chaque étape de déformation, par rapport au repère machine, afin que les mesures entre deux états ne soient pas faussées.

II.1.2 La microextensométrie

Elle sert, par le dépôt de microgrilles (voir figure II.1), à suivre l'évolution locale de la déformation.

La méthode d'élaboration des microgrilles consiste à irradier, par déplacement linéaire du faisceau électronique du MEB piloté par ordinateur, une résine électrosensible de PMMA. Celle-ci est, au préalable, déposée de manière uniforme sur la surface de l'échantillon, sur 5000Å d'épaisseur environ. Après dissolution sélective de la résine irradiée, on procède à une évaporation d'or d'environ 200Å d'épaisseur sur toute la surface. La dissolution du reste de la résine non irradiée par l'ethylacétate permet de ne conserver que les sillons d'or constituant la grille.

Le pas de la grille peut varier de 4µm à 1mm et la largeur typique des barreaux est de 0.4µm.

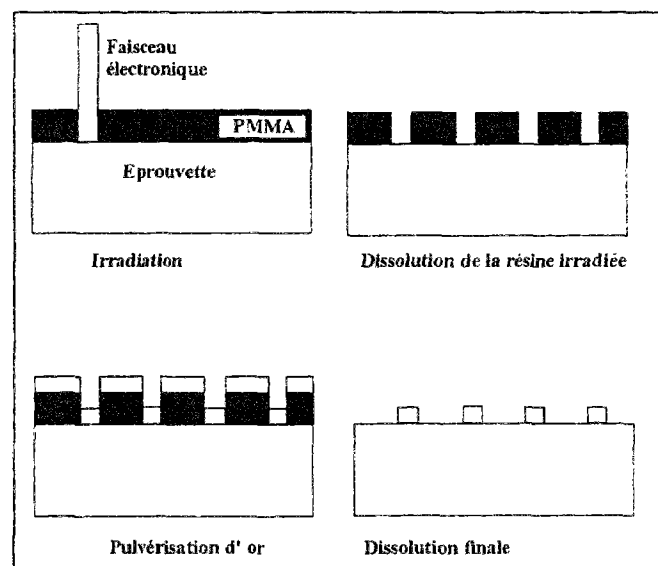


Figure II.1: dépôt des microgrilles

II.1.3 La mesure locale d'orientations cristallines (EBSD)

Le dispositif d'EBSD nous permet également de faire des mesures d'orientation cristalline locale, à l'échelle du grain, sans retirer l'éprouvette de la machine de traction.

Pour obtenir des clichés EBSP (Electron BackScattering Pattern), l'échantillon à analyser est incliné d'un angle de 70° (ceci afin d'augmenter l'intensité du signal) et irradié par le faisceau électronique, utilisé en mode ponctuel. Les plans cristallographiques qui diffractent sont en position de Bragg ($n\lambda = 2d_{hkl}\sin\theta_{hkl}$, où λ est la longueur d'onde, n l'ordre de diffraction, d_{hkl} la distance interréticulaire des plans (hkl) et θ_{hkl} l'angle de Bragg). La détection des électrons rétro-diffusés est obtenue par la présence d'un écran fluorescent, proche de l'échantillon. Les électrons diffractent selon des cônes de grands rayons de courbure qui interceptent l'écran luminescent situé devant une caméra et forment ainsi pratiquement des droites appelées

"lignes de Kikuchi". Ainsi la diffraction de chaque plan cristallographique est représentée par deux lignes parallèles distantes de $2\theta_{hkl}$. Un cliché EBSP est donc constitué d'une série de bandes qui se coupent. Les intersections de ces bandes sont appelées "pôles" ou directions cristallographiques. C'est par l'identification de ces pôles que l'orientation du cristal est déterminée.

Les clichés obtenus sont dépouillés à l'aide d'un logiciel semi-automatique: l'utilisateur doit tracer des droites au centre de 3 ou 4 bandes. A partir de ces droites, le logiciel propose une solution (pouvant être acceptée ou refusée par l'utilisateur) et donne l'erreur en degrés entre le cliché d'orientation de la solution proposée et celui tracé par l'utilisateur. Une matrice de passage $B(3 \times 3)$ entre le repère cristallin du grain considéré et le repère macroscopique est alors enregistrée. L'orientation locale cristalline de chaque région explorée ($1\mu m^2$), par rapport au repère macroscopique lié à la machine de traction, est ainsi connue.

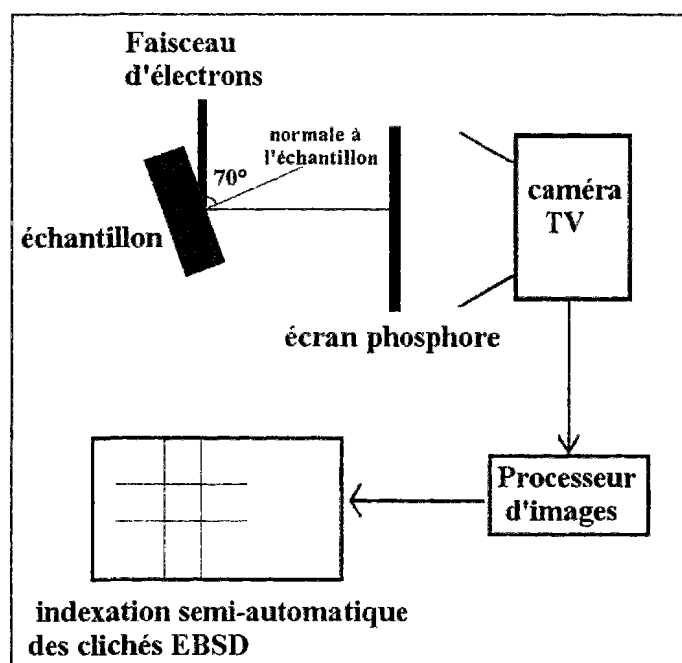


Figure II.2: principe de l'EBSD

Il faut savoir que plus l'échantillon est déformé, plus le cliché EBSP se dégrade et, par conséquent, plus il est difficile d'indexer ce dernier.

Les avantages de cette méthode sont :

- de pouvoir analyser des échantillons massifs ne nécessitant pas une préparation complexe (par rapport à la microscopie à transmission),
- de pouvoir associer à un point précis son orientation cristalline (la présence des microgrilles nous permet de repérer précisément les points où l'analyse EBSD a été faite précédemment),
- d'utiliser un logiciel semi-automatique qui permet d'analyser des échantillons relativement déformés.

L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne donne qu'une information de surface puisque les électrons ne pénètrent l'échantillon que de 0.1 à 0.5 μm , dans l'épaisseur.

II.1.4 La mesure de texture par diffraction des rayons X

La texture globale du matériau est obtenue à l'aide d'un goniomètre.

Comme la technique de l'EBSD, cette méthode est basée sur la loi de Bragg. L'angle entre le faisceau incident (monochromatique), l'échantillon et le détecteur étant fixé de façon à diffracter sur une famille de plans $\{hkl\}$, c'est l'échantillon qui est soumis à deux mouvements de rotations, de façon à amener successivement tous les plans cristallographiques en position de Bragg. L'intensité diffractée à chaque position de l'échantillon et reçue par le détecteur est proportionnelle à la densité de pôles (hkl) dans l'espace.

Les électrons pénètrent, dans ce cas, le matériau d'environ 30 μm , dans l'épaisseur.

Cette mesure de texture a permis, en particulier, de fournir aux modèles autocohérents des données statistiques des orientations cristallines initiales du matériau.

Les résultats acquis, aussi bien par l'EBSD que par le goniomètre, sont ici représentés de deux façons différentes :

- par figure de pôle directe qui est la projection stéréographique d'une famille de plans donnée dans le repère machine (repère macroscopique),
- par figure de pôle inverse qui est la projection stéréographique des axes macroscopiques dans le repère cristallographique du grain (repère microscopique).

La projection standard d'un matériau cubique est constituée de 24 triangles équivalents de sommets $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$. On peut donc se limiter à ne considérer qu'un seul triangle, appelé "triangle standard".

II.2 EVALUATION DES CHAMPS DE DEFORMATION ET DE ROTATION DE RESEAU

II.2.1 Démarche adoptée

a) au niveau de la mesure des déformations

La première partie de notre étude à consister à la mise au point des mesures de déformations à l'aide de microgrilles.

Pour cela, nous allons tout d'abord évaluer quantitativement le tenseur gradient de la transformation $\mathbf{F}$ tel que:

$$dx = FdX,$$

avec dX et dx : configurations aux instants t et $t+dt$, respectivement (voir figure II.3).

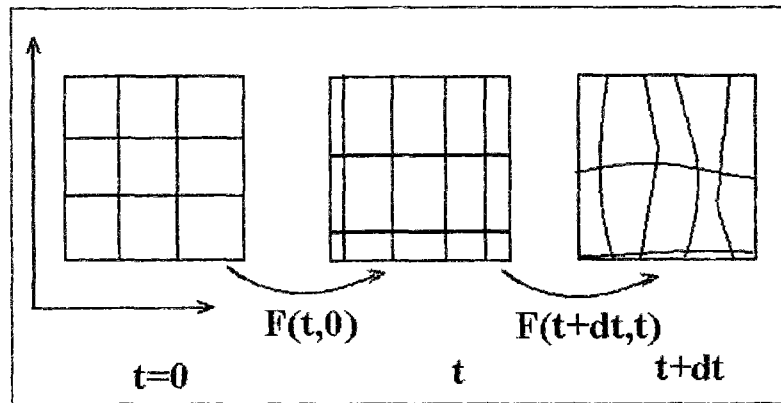


Figure II.3: mesure de F par microgrilles*

*les microgrilles ne sont pas nécessairement orthonormées

Pour distinguer la partie plastique de la partie élastique de F , on peut introduire une configuration dite relâchée, selon le schéma suivant:

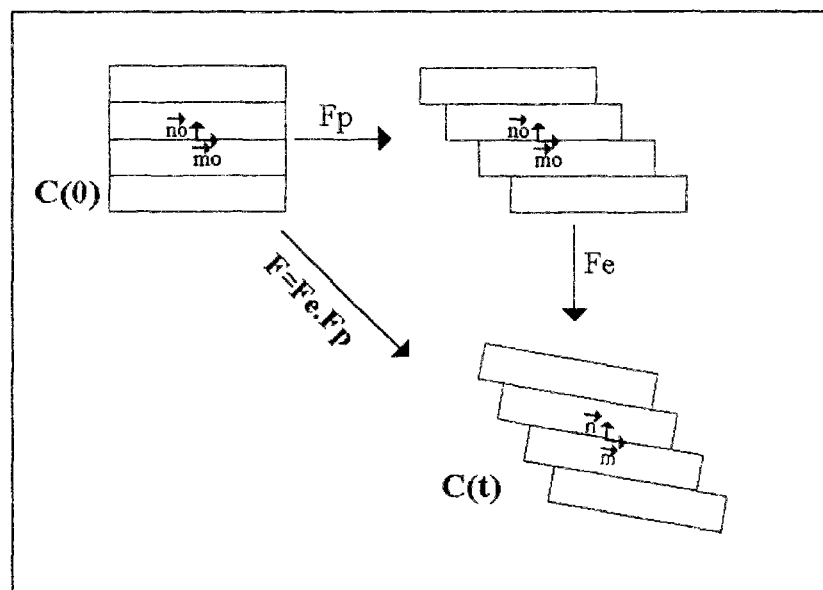


Figure II.4: décomposition du tenseur F

La déformation plastique est uniquement due à l'activation de systèmes de glissement cristallographiques (k) caractérisés par leur direction de glissement $\vec{m}^{(k)}$ et la normale à leur plan de glissement $\vec{n}^{(k)}$, définies dans la configuration de référence. Cette déformation n'entraîne pas de rotation du réseau cristallin. La partie élastique de F correspond, en partie, à l'accommodation des déformations plastiques de grain à grain.

Le tenseur $\mathbf{F}$ peut s'écrire comme le produit de deux tenseurs: $\mathbf{F}=\mathbf{R}.\mathbf{V}$, où $\mathbf{R}$ est un tenseur de rotation et $\mathbf{V}$ un tenseur symétrique caractérisant la déformation, tous deux se décomposant en une partie plastique et une partie élastique, d'où:

$$\mathbf{F}=\mathbf{R}_e.\mathbf{R}_p^T.\mathbf{V}_e.\mathbf{V}_p$$

Dans notre travail, nous avons négligé la déformation élastique devant la déformation plastique ($\mathbf{V}_e=\mathbf{I}$, avec $\mathbf{I}$: tenseur identité). L'expression de $\mathbf{F}$ devient alors: $\mathbf{F}=\mathbf{R}_e.\mathbf{R}_p^T.\mathbf{V}_p$.

Le tenseur gradient $\mathbf{F}$ plastique dépend de la rotation et de la déformation. Pour caractériser la déformation du solide, c'est à dire ses changements de forme, on peut faire appel à deux tenseurs: le tenseur de Green Lagrange $\mathbf{E}$ (lagrangien) et le tenseur d'Euler-Almansi $\mathbf{A}$ (eulérien), donnés par:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = 1/2(\mathbf{F}^T.\mathbf{F} - \mathbf{I}) \\ \mathbf{A} = (\mathbf{F}^{-1})^T.\mathbf{E}.\mathbf{F}^{-1} \end{cases} \quad (1)$$

Nous avons choisi de travailler avec le tenseur $\mathbf{E}$: en effet, calculé à différentes étapes de déformation, dans la configuration de référence, il permet de bien visualiser les phénomènes physiques qui apparaissent, entre deux états de déformation consécutifs.

Nous déduirons donc les composantes du tenseur de Green-Lagrange $\mathbf{E}$ de l'expression (1).

Il est à noter que, d'après les expressions précédentes de $\mathbf{F}$, on a:

$$\mathbf{E} = 1/2(\mathbf{V}_p^T.\mathbf{V}_p - \mathbf{I})$$

Grâce à la prise en compte du relief, les composantes E_{11} , E_{22} et E_{12} sont déterminées plus précisément puisque elles sont fonction des composantes F_{31} et F_{32} (connues par stéréographie):

$$\begin{cases} E_{11} = 1/2(F_{11}.F_{11} + F_{21}.F_{21} + F_{31}.F_{31} - 1) \\ E_{22} = 1/2(F_{12}.F_{12} + F_{22}.F_{22} + F_{32}.F_{32} - 1) \\ E_{12} = 1/2(F_{11}.F_{12} + F_{21}.F_{22} + F_{31}.F_{32}) \end{cases}$$

Par contre, les composantes E_{13} , E_{23} et E_{33} restent imprécises puisqu'elles dépendent des composantes non déterminées F_{13} , F_{23} et F_{33} :

$$\begin{cases} E_{13} = 1/2(F_{11}.F_{13} + F_{21}.F_{23} + F_{31}.F_{33}) \\ E_{23} = 1/2(F_{12}.F_{13} + F_{22}.F_{23} + F_{32}.F_{33}) \\ E_{33} = 1/2(F_{13}.F_{13} + F_{23}.F_{23} + F_{33}.F_{33} - 1) \end{cases}$$

Mais le tenseur de Green-Lagrange n'est pas une variable d'état et n'est pas relié facilement aux caractéristiques des systèmes de glissement actifs. Connaissant l'intervalle de temps dt entre deux étapes de déformation, il est possible de déterminer les tenseurs taux de déformation $\mathbf{D}$ et taux de rotation $\mathbf{W}$, dans l'hypothèse d'une variation linéaire de $\mathbf{F}$ entre deux états.

L'intérêt de cette détermination est qu'elle peut fournir des équations permettant de calculer les vitesses de glissement des systèmes actifs.

Le calcul en vitesse est réalisé en supposant une variation linéaire de $\mathbf{F}$ avec le temps. Cela nécessite, en effet, la connaissance de $\dot{\mathbf{F}}$ puisque: $\mathbf{L} = \dot{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{F}^{-1}$, $\mathbf{L}$ étant le tenseur vitesse.

Soient trois configurations t_1 , t_2 et t_3 (avec $t_1 < t_2 < t_3$),

$$\text{On a: } \mathbf{L} \equiv \frac{\mathbf{F}(t_3, t_1) - \mathbf{F}(t_2, t_1)}{t_3 - t_2} \times \mathbf{F}^{-1}(t_2, t_1)$$

$$\text{or: } \mathbf{F}(t_3, t_1) = \mathbf{F}(t_3, t_2) \cdot \mathbf{F}(t_2, t_1)$$

$$\text{d'où: } \mathbf{L} \approx \frac{(\mathbf{F}(t_3, t_2) - \mathbf{I})}{t_3 - t_2}$$

On a donc:

$$\boxed{\mathbf{L}(t_3) \approx \frac{(\mathbf{F}(t_3, t_2) - \mathbf{I})}{t_3 - t_2}}$$

On supposera, en effet, dans tout ce qui suit, que la limite calculée correspond à l'état final; en fait, elle se situe entre l'état t_2 et t_3 .

La décomposition de $\mathbf{L}$ en une partie symétrique et en une partie antisymétrique permet de définir les tenseurs taux de déformation $\mathbf{D}^{\text{tot}}$ et taux de rotation $\mathbf{W}^{\text{tot}}$. Il faut savoir que D_{11} , D_{12} , D_{22} et W_{12} sont les composantes les moins entachées d'erreur puisqu'elles ne dépendent pas des hypothèses émises sur F_{13} et F_{23} .

$\mathbf{L}$ se décompose également en une partie élastique $\mathbf{L}^e$ et une partie plastique $\mathbf{L}^p$:

$$\mathbf{L} = \mathbf{L}^e + \mathbf{L}^p,$$

avec $\mathbf{L}^e = \dot{\mathbf{R}}^e \cdot \mathbf{R}^e$ et $\mathbf{L}^p = \sum_k \dot{\gamma}^k [\bar{\mathbf{n}}^{(k)} \otimes \bar{\mathbf{m}}^{(k)}]$ (la somme étant faite sur tous les systèmes de glissement actifs k).

(Les vecteurs $\bar{\mathbf{n}}$ et $\bar{\mathbf{m}}$ peuvent être déterminés, à l'instant t , à partir des mesures d'EBSD).

En négligeant la contribution de la déformation élastique à la déformation totale par rapport à celle de la déformation plastique, le tenseur taux de déformation plastique est donné par:

$D^p \approx D$, avec:

$$D_{ij}^p = \frac{1}{2} \sum_k \dot{\gamma}^k \left[m_i^{(k)} n_j^{(k)} + m_j^{(k)} n_i^{(k)} \right]$$

De même, on a:

$$W = W^e + W^p$$

avec W^e correspondant à la vitesse de rotation de réseau et W^p à la vitesse de rotation plastique, donné par:

$$W_{ij}^p = \frac{1}{2} \sum_k \dot{\gamma}^k \left[m_i^{(k)} n_j^{(k)} - m_j^{(k)} n_i^{(k)} \right]$$

b) au niveau de la mesure des rotations de réseau

Le calcul du taux de rotation de réseau va nous servir également dans la détermination des systèmes actifs.

On applique donc une formule équivalente au calcul du taux de déformation, à savoir:

$$W^e(t) \cong \frac{R^e(t, \tau) - I}{dt},$$

c'est à dire: $W^e(t) \cong \frac{B(t) \cdot B(\tau)^T - I}{dt}$, où $B(t)$ et $B(\tau)$ sont respectivement les matrices de passage à l'état t et τ .

Entre deux états τ et t , la vitesse de rotation cristalline, dans le repère macroscopique sera:

$$W^e(t) \cong \frac{B(t)B(\tau)^T - I}{dt}$$

A noter: nous supposons aussi que cette valeur correspond à la vitesse à l'instant t , ceci dans le souci d'être concordant avec les calculs faits en déformation (voir II.2.2.a).

II.2.2.Déroulement des calculs

a) Calcul de la rotation de réseau

Soient deux états 0 et t .

Dans l'état 0, le repère cristallographique est $(\bar{x}_1(0), \bar{x}_2(0), \bar{x}_3(0))$.

La matrice EBSD $B(0)$ le relie au repère macroscopique $(\bar{X}_1, \bar{X}_2, \bar{X}_3)$ par:

$$(\bar{x}_1(0), \bar{x}_2(0), \bar{x}_3(0)) = (\bar{X}_1, \bar{X}_2, \bar{X}_3)B(0) \quad (1)$$

De même, dans l'état t , le repère cristallographique est $(\bar{x}_1(t), \bar{x}_2(t), \bar{x}_3(t))$ et on a:

$$(\bar{x}_1(t), \bar{x}_2(t), \bar{x}_3(t)) = (\bar{X}_1, \bar{X}_2, \bar{X}_3)B(t) \quad (2)$$

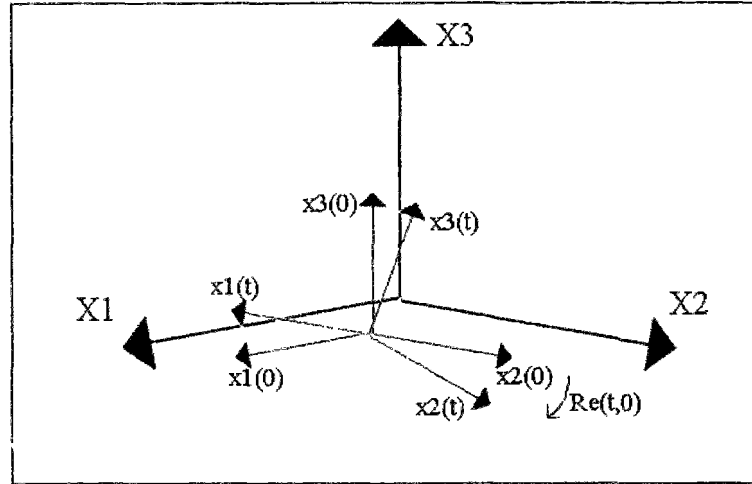


Figure II.5: représentation des axes macroscopiques et microscopiques (à l'état 0 et t)

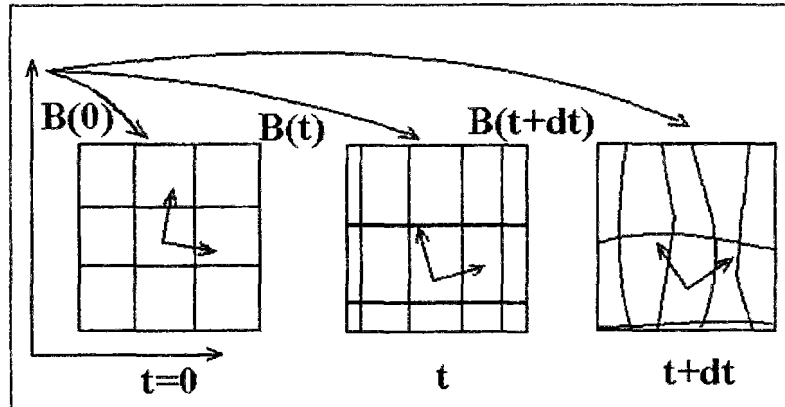


Figure II.6 : représentation de la rotation de réseau par rapport au repère macroscopique

D'après (1) et (2), on a:

$$(\bar{x}_1(t), \bar{x}_2(t), \bar{x}_3(t)) = (\bar{x}_1(0), \bar{x}_2(0), \bar{x}_3(0)) \cdot B(0)^T B(t)$$

Soit $\bar{V}$, un vecteur matériel qui a pour composantes:

- à l'état 0: -dans le repère macroscopique: $V_1(0), V_2(0), V_3(0)$
- dans le repère cristallographique: $v_1(0), v_2(0), v_3(0)$.

à l'état t: -dans le repère macroscopique: $V_1(t), V_2(t), V_3(t)$
 -dans le repère cristallographique: $v_1(t), v_2(t), v_3(t)$.

La rotation du repère cristallin $R^e(t,0)$ relie $\vec{V}(t)$ à $\vec{V}(0)$ par la relation suivante:

$$\begin{pmatrix} V_1(t) \\ V_2(t) \\ V_3(t) \end{pmatrix} = R^e(t,0) \begin{pmatrix} V_1(0) \\ V_2(0) \\ V_3(0) \end{pmatrix}$$

On a aussi, d'après (1):
$$\begin{pmatrix} V_1(0) \\ V_2(0) \\ V_3(0) \end{pmatrix} = B(0) \begin{pmatrix} v_1(0) \\ v_2(0) \\ v_3(0) \end{pmatrix}$$

et d'après (2):
$$\begin{pmatrix} V_1(t) \\ V_2(t) \\ V_3(t) \end{pmatrix} = B(t) \begin{pmatrix} v_1(t) \\ v_2(t) \\ v_3(t) \end{pmatrix}$$

Le réseau cristallin tourne avec le vecteur $\vec{V}$ donc:
$$\begin{pmatrix} v_1(0) \\ v_2(0) \\ v_3(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1(t) \\ v_2(t) \\ v_3(t) \end{pmatrix}$$

On a donc: $B(t) = R^e(t,0).B(0)$

La rotation du réseau cristallin, entre deux états 0 et t, dans le repère macroscopique est donc égale à:

$$\boxed{R^e(t,0) = B(t).B(0)^T}$$

b) Calcul du champ de déformation

calcul des vecteurs moyens pour chaque élément de la grille, dans deux états de déformation différents:

L'appréciation de la variation géométrique des éléments (ou cellules) constituant la grille permet de déterminer la déformation locale. Cela nécessite de connaître la position de chaque noeud constituant la grille, à chaque étape de déformation.

Soit une cellule C de la grille,

Soient deux configurations successives, pouvant correspondre toutes deux à des configurations déformées (0) et (t),

A l'état 0 et dans le repère macroscopique, lié à la platine du MEB et noté (RTN), C(0) est défini par 4 noeuds de coordonnées:

$$\begin{array}{l} X_{i,c}(0), Y_{i,c}(0), Z_{i,c}(0) \\ X_{i+1,c}(0), Y_{i+1,c}(0), Z_{i+1,c}(0) \\ X_{i,c+1}(0), Y_{i,c+1}(0), Z_{i,c+1}(0) \\ X_{i+1,c+1}(0), Y_{i+1,c+1}(0), Z_{i+1,c+1}(0) \end{array}$$

A l'état t, dans le repère macroscopique, ces coordonnées deviennent:

$$\begin{array}{l} X_{i,c}(t), Y_{i,c}(t), Z_{i,c}(t) \\ X_{i+1,c}(t), Y_{i+1,c}(t), Z_{i+1,c}(t) \\ X_{i,c+1}(t), Y_{i,c+1}(t), Z_{i,c+1}(t) \\ X_{i+1,c+1}(t), Y_{i+1,c+1}(t), Z_{i+1,c+1}(t) \end{array}$$

Grâce à l'eucentricité de la platine du MEB, la coordonnée Z(t) est déterminée par stéréographie (voir figure II.7), à l'aide de deux photos:

- l'une de la grille enregistrée à plat qui permet de mesurer X(t) et Y(t)
- l'autre, de la même grille inclinée d'un angle α autour de l'axe y, qui permet de mesurer X'(t). (Y'(t) étant supposé égal à Y(t))

On en déduit Z(t) par l'expression suivante:

$$Z(t) = \frac{X(t) \cdot \cos(\alpha) - X'(t)}{\sin(\alpha)}$$

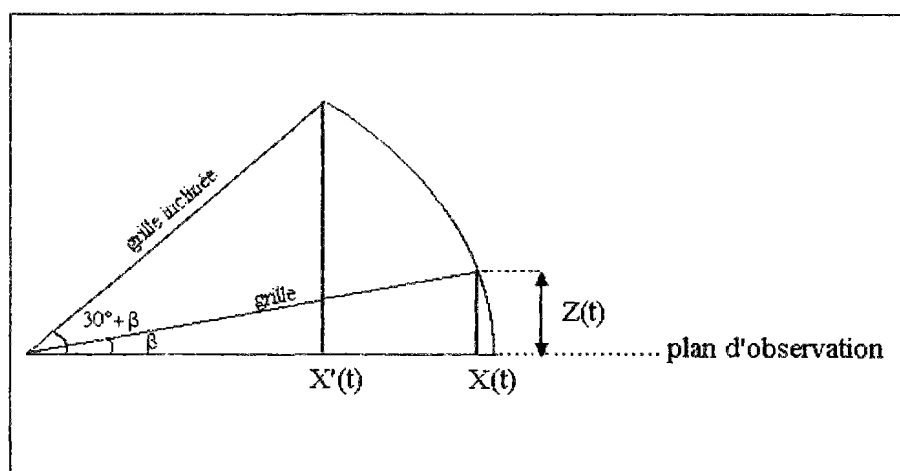


Figure II.7: calcul de la coordonnée Z(t)

Soient $\bar{U}(0)$ et $\bar{V}(0)$, les vecteurs moyens de la cellule de coordonnées:

$$\bar{U}(0) \begin{cases} U_1(0) = \frac{(X_{l,c+1}(0) - X_{l,c}(0)) + (X_{l+1,c+1}(0) - X_{l+1,c}(0))}{2} \\ U_2(0) = \frac{(Y_{l,c+1}(0) - Y_{l,c}(0)) + (Y_{l+1,c+1}(0) - Y_{l+1,c}(0))}{2} \\ U_3(0) = \frac{(Z_{l,c+1}(0) - Z_{l,c}(0)) + (Z_{l+1,c+1}(0) - Z_{l+1,c}(0))}{2} \end{cases}$$

et

$$\bar{V}(0) \begin{cases} V_1(0) = \frac{(X_{l+1,c}(0) - X_{l,c}(0)) + (X_{l+1,c+1}(0) - X_{l,c+1}(0))}{2} \\ V_2(0) = \frac{(Y_{l+1,c}(0) - Y_{l,c}(0)) + (Y_{l+1,c+1}(0) - Y_{l,c+1}(0))}{2} \\ V_3(0) = \frac{(Z_{l+1,c}(0) - Z_{l,c}(0)) + (Z_{l+1,c+1}(0) - Z_{l,c+1}(0))}{2} \end{cases}$$

Les formules pour calculer $\bar{U}(t)$ et $\bar{V}(t)$ sont équivalentes à celles-ci.

Les déformations obtenues seront donc des valeurs moyennes sur la cellule considérée (voir figure II.8).

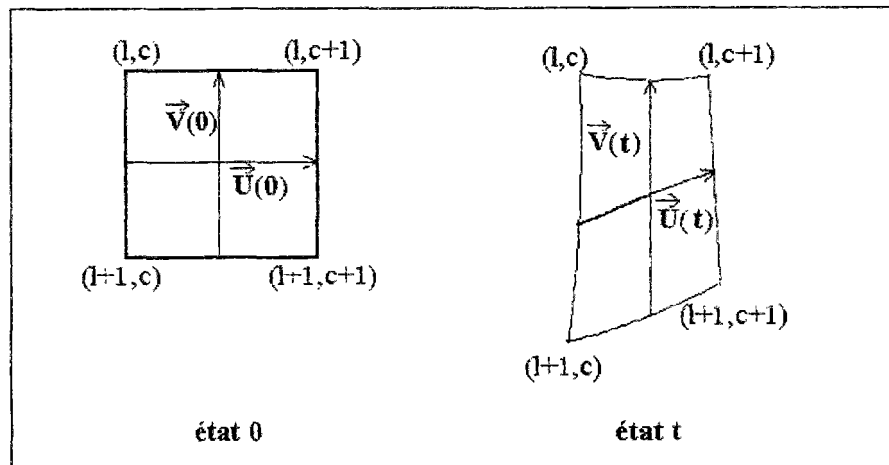


Figure II.8: mesure des vecteurs moyens pour un élément de la grille (l et c correspondant respectivement aux numéros de la ligne et de la colonne considérées)

définition des repères liés à l'élément de grille dans les deux états (0) et (t)

Les vecteurs $\bar{U}(t)$ et $\bar{V}(t)$ d'un élément de la grille sont donc déterminés expérimentalement, dans le repère macroscopique $(\bar{R}, \bar{T}, \bar{N})$.

On définit un repère $(\bar{r}, \bar{t}, \bar{n})$ lié à la cellule considérée et dépendant de t .

On pose:

$$-\vec{t}(t) \text{ colinéaire à } \vec{V}(t), \text{ d'où } \vec{t}(t) \begin{cases} V_1(t) \\ V_2(t) \\ V_3(t) \end{cases}$$

$$-\vec{n}(t) = \vec{U}(t) \wedge \vec{V}(t), \text{ d'où } \vec{n}(t) \begin{cases} U_2(t)V_3(t) - U_3(t)V_2(t) \\ U_3(t)V_1(t) - U_1(t)V_3(t) \\ U_1(t)V_2(t) - U_2(t)V_1(t) \end{cases} \text{ et } \vec{n}(t) = \frac{\vec{n}}{|\vec{n}|}$$

$$-\vec{r}(t) \text{ orthogonal à } \vec{t}(t) \text{ et } \vec{n}(t), \text{ d'où } \vec{r}(t) \begin{cases} t_2(t)n_3(t) - t_3(t)n_2(t) \\ t_3(t)n_1(t) - t_1(t)n_3(t) \\ t_1(t)n_2(t) - t_2(t)n_1(t) \end{cases}$$

On calcule les composantes des vecteurs $\vec{U}(0)$, $\vec{V}(0)$, $\vec{U}(t)$ et $\vec{V}(t)$ dans le repère de la cellule (dans ce cas, étant dans le plan, les composantes f_{13} et f_{23} n'interviennent pas dans les calculs).

On a:

$(\vec{r}(0), \vec{t}(0), \vec{n}(0)) = (\vec{R}, \vec{T}, \vec{N}).M(0)$ et $(\vec{r}(t), \vec{t}(t), \vec{n}(t)) = (\vec{R}, \vec{T}, \vec{N}).M(t)$, avec $M(0)$ et $M(t)$, matrices (3x3), définies par:

$$M(0) = \begin{bmatrix} r_1(0) & t_1(0) & n_1(0) \\ r_2(0) & t_2(0) & n_2(0) \\ r_3(0) & t_3(0) & n_3(0) \end{bmatrix} \text{ et } M(t) = \begin{bmatrix} r_1(t) & t_1(t) & n_1(t) \\ r_2(t) & t_2(t) & n_2(t) \\ r_3(t) & t_3(t) & n_3(t) \end{bmatrix}$$

A noter: si (0) correspond à l'état non déformé, on a $M(0)=I$, puisque, initialement le tracé des microgrilles se fait parallèlement aux axes macroscopique de l'éprouvette.

Les composantes de ces vecteurs, dans le repère lié à la cellule, à l'instant t, sont données par:

$$\begin{pmatrix} u_1(t) \\ u_2(t) \\ u_3(t) \end{pmatrix} = M^{-1}(0) \cdot \begin{pmatrix} U_1(t) \\ U_2(t) \\ U_3(t) \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} v_1(t) \\ v_2(t) \\ v_3(t) \end{pmatrix} = M^{-1}(0) \cdot \begin{pmatrix} V_1(t) \\ V_2(t) \\ V_3(t) \end{pmatrix}$$

Pour connaître les composantes du tenseur gradient de la transformation $\mathbf{f}$ (défini dans le repère de la cellule), on doit alors résoudre les équations découlant de:

$$\begin{pmatrix} u_1(t) \\ u_2(t) \\ u_3(t) \\ v_1(t) \\ v_2(t) \\ v_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_1(0) & u_2(0) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u_1(0) & u_2(0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & u_1(0) & u_2(0) \\ v_1(0) & v_2(0) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v_1(0) & v_2(0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & v_1(0) & v_2(0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_{11} \\ f_{12} \\ f_{21} \\ f_{22} \\ f_{31} \\ f_{32} \end{pmatrix}$$

Six composantes de $\mathbf{f}(t,0)$ sont alors obtenues, dans le repère lié à la cellule de l'état 0. Par contre, les composantes f_{13} et f_{23} ne sont pas accessibles. Nous avons supposé que celles-ci étaient nulles (hypothèse raisonnable étant donné que f_{12} est négligeable dans toutes nos essais devant f_{11} et f_{22}). La composante f_{33} est alors déduite de l'équation de conservation du volume:

$$\det \mathbf{f} = 1$$

Afin de pouvoir comparer les résultats à divers taux de déformation, les composantes du tenseur $\mathbf{f}$ sont recalculées dans le repère macroscopique, lié à la machine.

On a:

$$\mathbf{F}(t,0) = \mathbf{M}(0) \cdot \mathbf{f}(t,0) \cdot \mathbf{M}(0)^{-1}$$

Il est à noter que ce changement de repère entache d'erreur les composantes de $\mathbf{F}$ puisque celles-ci dépendent des hypothèses faites sur f_{13} et f_{23} .

Deux vérifications ont été faites sur $\mathbf{F}$:

- $\mathbf{F}(0,t)$ est égal à $\mathbf{F}(0,\tau) \cdot \mathbf{F}(\tau,t)$, 0, τ et t étant trois états de déformation successifs.

-le produit $\mathbf{F}(\tau, t) \cdot \mathbf{F}(t, \tau)$ est proche de l'identité ($\mathbf{F}(\tau, t)$ se calculant en prenant t comme configuration de référence).

Ces résultats nous ont conforté sur les hypothèses émises.

Ces techniques expérimentales et ces procédures de calculs vont maintenant être appliquées au cas d'une tôle mince d'acier en traction: ceci va permettre d'en déterminer, à l'échelle du micron, les mécanismes de déformation.

CHAPITRE III

Application au cas d'un acier d'emboutissage

III.1 CONDITIONS EXPERIMENTALES

III.1.1 Matériau utilisé

Le matériau étudié est un acier extra-doux (teneur en carbone, en masse, inférieure à 0.15%) calmé à l'aluminium, recuit en continu destiné à la mise en forme, par emboutissage, pour l'industrie automobile, provenant de La Sollac. La microstructure révèle des grains équiaxes (cas de figure habituel du recuit en continu) d'une taille moyenne d'environ 20 μ m.

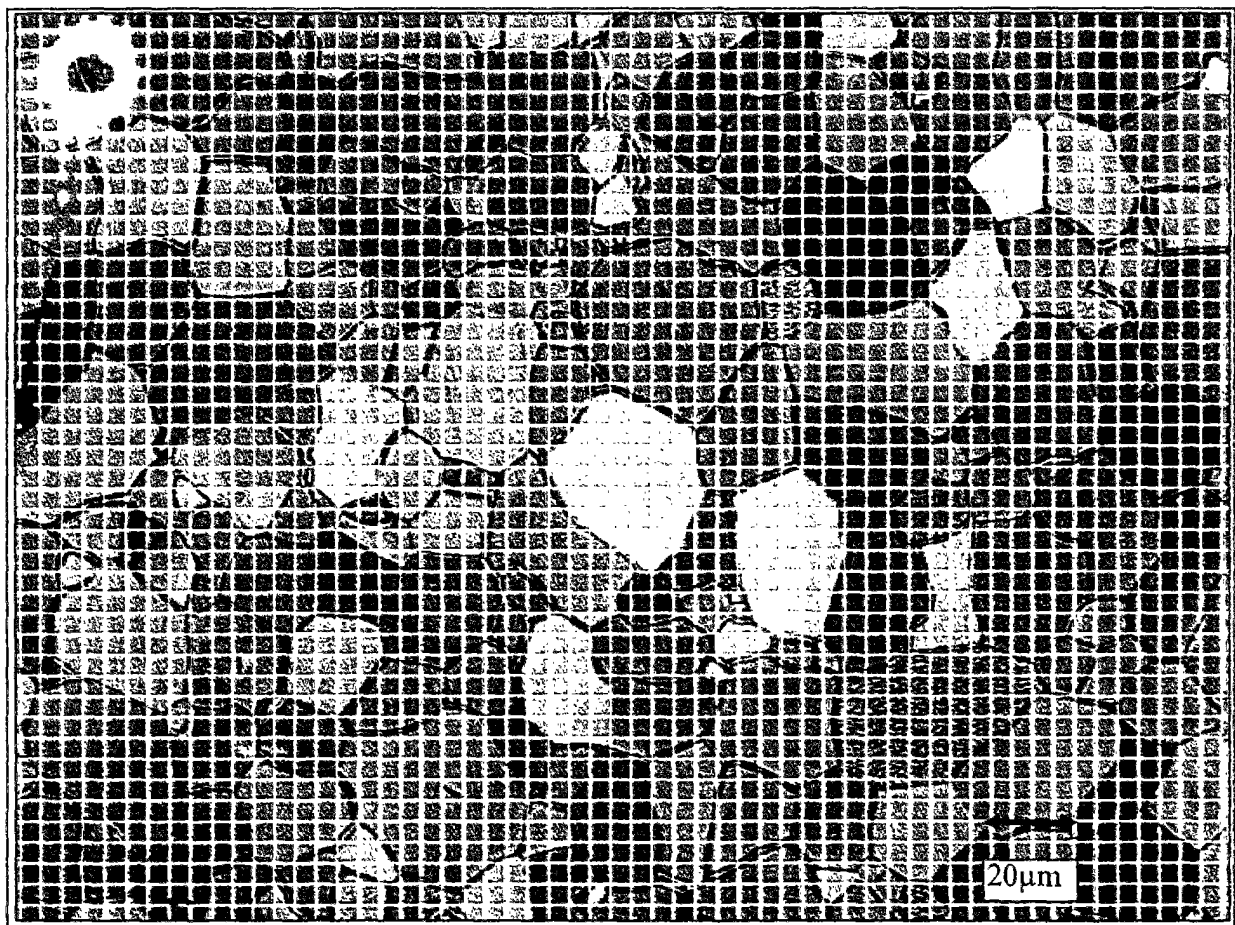


Figure III.1: morphologie de quelques grains étudiés, à l'état initial

Sa structure cristallographique est de type cubique centrée.

Il présente une texture initiale due à un laminage à froid de 100% (figure III.2).

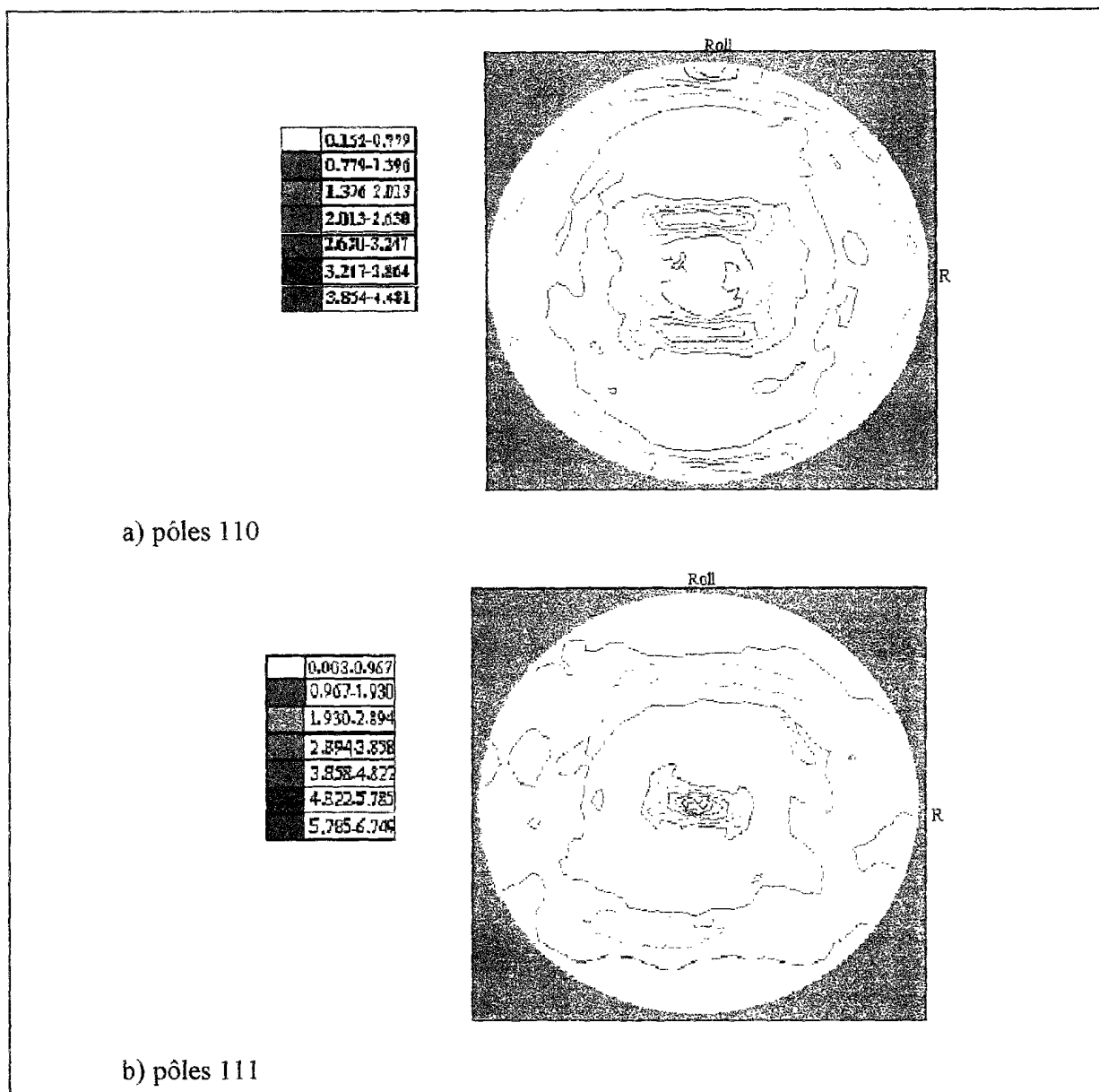


Figure III.2: texture initiale du matériau

Sa composition chimique, fournie par la SOLLAC, est indiquée ci-dessous:

C	Mn	P	S	N	Al	Ti	Nb	B	Si	Cu	Cr	Ni
16	184	2	10	-	52	< 1	< 1	-	4	10	37	16

Tableau III.1: composition chimique de l'acier ($10^{-3}\%$ en masse)

Le tableau III.2 et la figure III.3 donnent ses caractéristiques mécaniques:

Dir	Reh	Rel	Lp	Rm	A%	Ecmx	n	k	rd
L	197	193	0.25	317	39	0.182	0.189	526	2.06
45°	203	194	0.20	331	36.9	0.167	0.182	543	1.41
T	195	193	0.10	315	38.5	0.182	0.190	523	2.9

Tableau III.2: caractéristiques mécaniques de l'acier

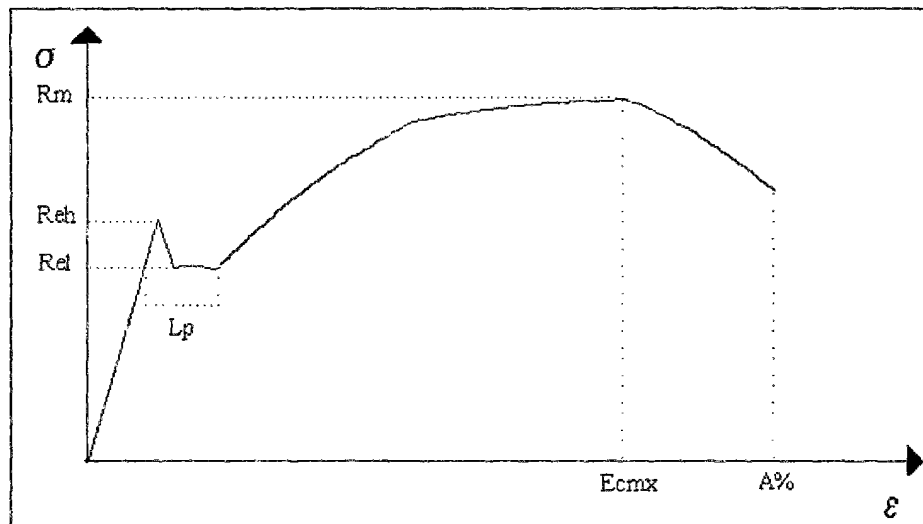


Figure III.3: définition des caractéristiques d'une courbe de traction d'un matériau à structure cubique centrée

Avec: **L**, **45°** et **T**: valeurs pour des éprouvettes prélevées à 0°, 45° et 90° de la direction de laminage

Reh et Rel: limites supérieure et inférieure d'écoulement en MPa

Lp: longueur du palier en %

Rm: résistance à la traction en MPa

A%: allongement à la rupture

Ecmx: epsilon à la charge maximum

rd: coefficient d'anisotropie de Lankford ($\frac{\text{déformation rationnelle en largeur}}{\text{déformation rationnelle en épaisseur}}$)

Le matériau obéit à la loi d'Hollomon: $\sigma = k\epsilon^n$ avec: **n**: valeur du coefficient d'écrouissage

k: coefficient d'Hollomon

Ces aciers présentent une excellente aptitude à l'emboutissage par :

- l'absence de vieillissement
- une bonne ductilité
- l'absence de défauts de surface
- la faible formation de cornes d'emboutissage

La teneur en carbone des aciers extra-doux, destinés à l'emboutissage, ne doit pas dépasser 0.05% en masse et confère ainsi à la tôle une structure ferritique. La présence de carbures et de carbone en solution, au moment de la recristallisation, est défavorable en terme de texture cristallographique. Il s'agit donc d'abaisser au maximum la teneur en carbone.

L'aluminium, puissant désoxydant, est additionné pour calmer le bain de fusion. Sa présence peut conduire à la précipitation du nitrure d'aluminium (AlN), qui améliore l'emboutissage profond. Il rend aussi l'acier non vieillissant et améliore les propriétés de résilience.

La vitesse élevée de chauffage (500K/mn) du recuit en continu (contrairement au recuit sur base), conduit à une texture peu favorable à l'emboutissage mais permet d'améliorer la valeur du coefficient d'anisotropie r_d , caractéristique de la résistance à l'amincissement de la tôle.

La mise en forme des tôles dépend de deux caractéristiques: l'étirabilité et l'emboutissabilité. La première reflète la capacité de la tôle à résister à la striction et à des contraintes de déformation souvent complexes, la bonne étirabilité d'un matériau est caractérisée par un coefficient d'écrouissage n élevé caractérisant l'aptitude à la consolidation de l'acier. Une bonne emboutissabilité est atteinte pour un r_{moy}^* supérieur à 1.4, quand une forte texture de type $\{111\}$ est présente (développée lors de ce recuit) et quand la texture $\{100\}$ est absente [15].

*Avec:
$$r_{moy} = \frac{r_L + 2r_{45^\circ} + r_T}{4}$$

III.1.2 Préparation des échantillons

Les éprouvettes ont été découpées par électro-érosion, dans le plan de la tôle, selon les caractéristiques imposées par la géométrie de la machine de traction:

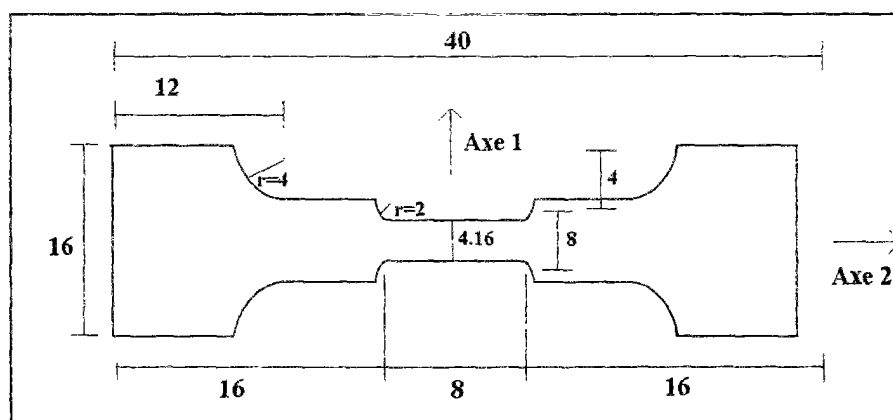


Figure III.4: géométrie de l'éprouvette

Nous appelons "axe 2", l'axe de traction, "axe 1", l'axe transverse et "axe 3", l'axe normal à l'échantillon.

Les éprouvettes ont ensuite été polies mécaniquement jusqu'au papier abrasif 1000 puis au diamant jusqu'à une granulométrie de $1\mu\text{m}$. Les joints de grains ont été révélés par une attaque chimique au Nital (éthanol comprenant 5% d'acide nitrique) pendant environ 10s.

Des microgrilles carrées de 1mm^2 chacune ont été déposées sur la surface utile. Nous avons choisi un pas de grille de $5\mu\text{m}$, afin de mettre en évidence des déformations intragranulaires éventuelles (les grains ayant en moyenne une taille de $20\mu\text{m}$).

III.1.3 Déroulement des essais

Nos éprouvettes ont été sollicitées en traction simple, à température ambiante, à une vitesse de traverse égale à $5\mu\text{m.s}^{-1}$, tout au long de l'essai.

Nos mesures d'EBSD ont été faites pour une tension d'accélération des électrons du faisceau incident comprise entre 20 et 30 kV et un courant de sonde entre 7 et 10 nA.

Des essais ont été effectués, dans le plan de la tôle, suivant deux directions différentes: l'un selon l'axe de laminage (appelé "essai L") et l'autre selon l'axe transverse (appelé "essai T").

(Un essai identique a aussi été fait avec des grilles de pas de $10\mu\text{m}$, trop large pour pouvoir s'intéresser aux déformations intragranulaires: nous avons donc par la suite travaillé avec des grilles de pas de $5\mu\text{m}$.)

L'essai se déroule comme suit:

- 1) des plages d'études sont choisies sur la surface utile de l'éprouvette.
- 2) des mesures d'EBSD sont faites dans une centaine de grains bien répertoriés (choisis d'une taille raisonnable pour que les mesures soient toujours possibles à plus grande déformation, aussi bien au niveau de l'EBSD que des microgrilles). Plusieurs points d'analyse sont également faits à l'intérieur de quelques grains pour observer une éventuelle hétérogénéité intragranulaire, au niveau de l'orientation cristalline. Les grains étudiés sont présentés dans l'annexe A.
- 3) des photos des grilles étudiées sont enregistrées pour un dépouillement ultérieur à un grossissement d'environ 400, à 0° et à 30° d'angle de tilt, afin de prendre en compte le relief de la surface déformée, dans les calculs. En effet, grâce à l'eucentricité de la platine du MEB, l'accès à la déformation tridimensionnelle est possible. Ces photos nous donnent aussi, bien sûr, des informations sur l'évolution de la forme des grains, au cours de la déformation.

4) des photos des grilles à un grossissement de 1000 sont également prises pour une observation plus fine des traces de glissement apparaissant à la surface des grains.

5) on déforme l'échantillon (6 étapes au total, pour chaque essai, à une vitesse de traverse de $5\mu\text{m s}^{-1}$).

On recommence alors les opérations ci-dessus, à partir de l'étape 2.

La déformation rend le dépouillement des grilles de plus en plus difficile, ainsi que l'identification des grains et la mesure EBSD (voir figure III.5), l'échantillon étant, de plus, incliné à 70° . Un essai est assez long: environ 5 jours de mobilisation du MEB (l'éprouvette restant fixée dans la même position par rapport au repère machine) et est assez fastidieux. Mais il nous donne un grand nombre d'informations (plus de 23Mo en données initiales) qui doivent être bien répertoriées. C'est pour ces raisons que le nombre de grains étudiés est assez restreint (peu statistique par rapport à une simulation ou aux mesures de textures globales).

Le but de ces essais est de suivre l'évolution de la déformation des microgrilles, donc des grains, couplée à celle de la rotation cristalline. Il va donc, pour cela, falloir traiter ces données en travaillant en grandes déformations puisque la déformation globale est en général supérieure à la limite de validité des calculs en petites déformations, soit 10%.

III.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les courbes de traction des deux essais (L et T) effectués sont données figure III.6. On observe des différences entre les deux: un écrouissage plus fort et, pour une même déformation, des contraintes plus élevées, pour l'essai T. On constate un durcissement, après chaque arrêt de la machine de traction (surtout à 23 et 27%* de déformation). Pour l'essai T, un problème d'enregistrement est survenu, entre 7 et 18% de déformation.

Il est à noter que, dans les deux essais effectués, la plage étudiée de l'éprouvette était proche d'une zone en striction. On peut observer, sur la figure III.7, les différentes microgrilles déposées sur la surface utile et notamment celle étudiée, de couleur plus foncée due à la contamination du faisceau.

* la déformation macroscopique est prise égale à $\ln(\frac{l}{l_0})$, avec l_0 et l , les longueurs utiles respectives, à l'état initial et à l'état déformé.

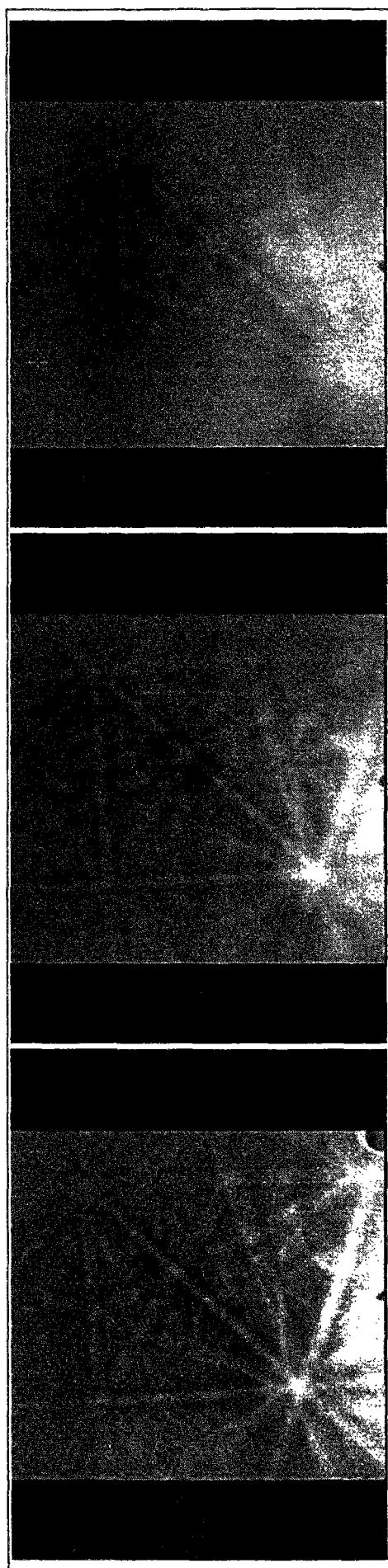


Figure III.5: clichés EBSP du grain 8 de l'essai T à 7, 18, et 23% de déformation

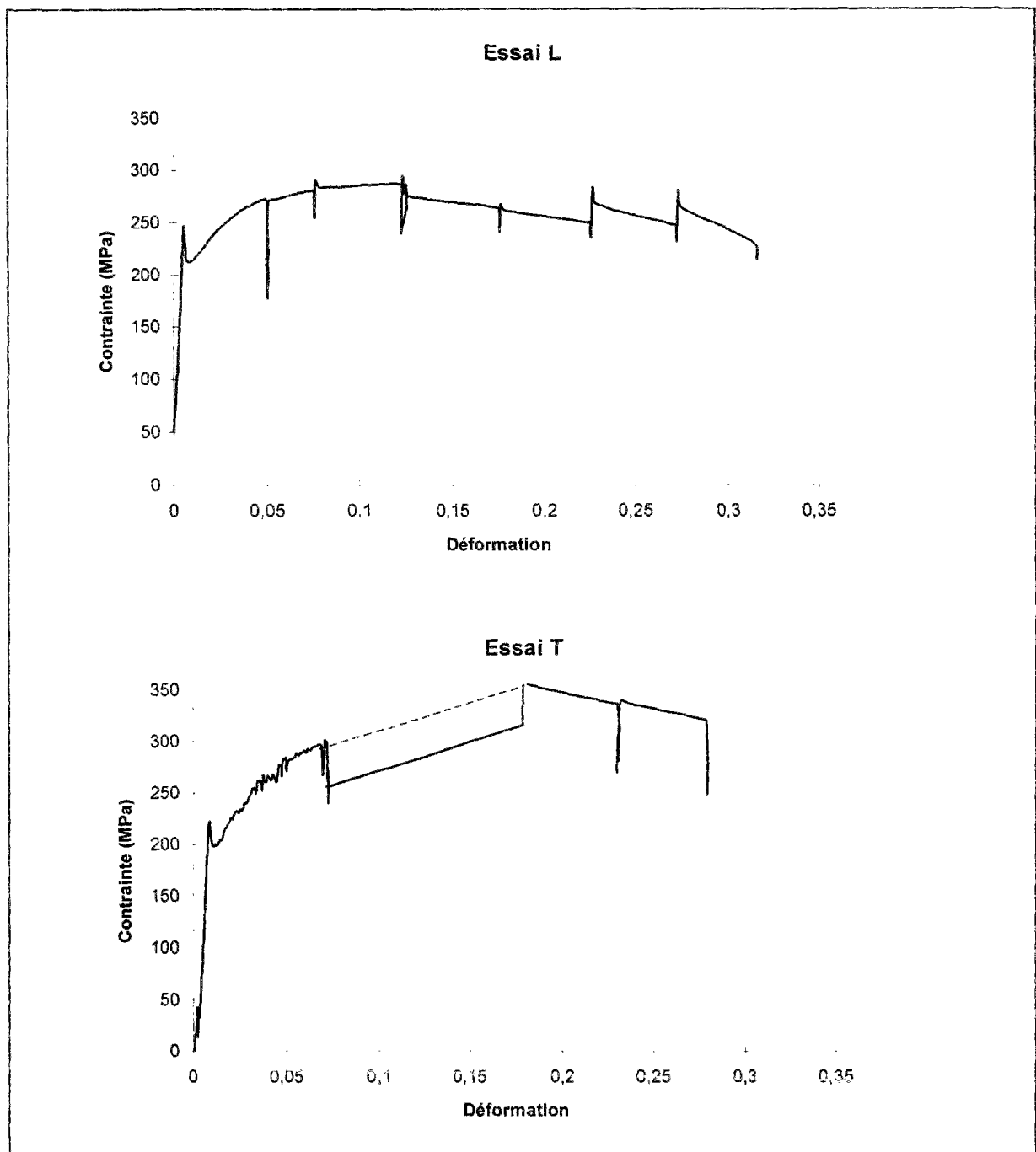


Figure III.6: courbes de traction expérimentales de chaque essai

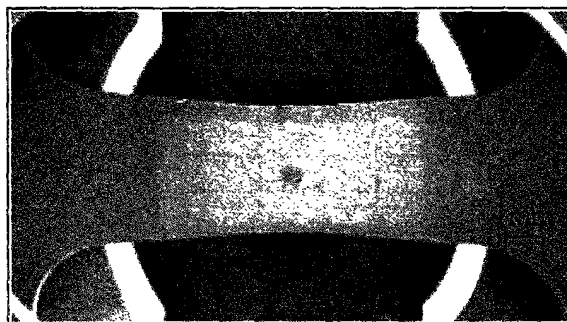


Figure III.7: éprouvette de l'essai L, dans la machine de traction, à 27% de déformation

III.2.1 Observation des lignes de glissement

Alors que pour les matériaux de structure cfc, les lignes de glissement apparaissent rectilignes, celles des cc sont en général sinueuses.

Celles-ci commencent à être visibles, dans certains grains, dès 7% de déformation et traversent même des joints de grains. Le lieu de l'initiation n'est pas clair: joints, noeuds triples ou petits grains, comme le montre la figure III.8.

Les lignes s'accroissent avec la déformation et semblent plus intenses au niveau des joints où l'on trouve souvent une petite zone d'accommodation (lignes déviées par rapport à celles présentes à l'intérieur du grain). Les grains se révèlent fréquemment hétérogènes. Dans certaines régions, des lignes s'entrecroisent.

A déformations macroscopiques égales, les lignes de glissement se dessinent plus nettement, lors de l'essai T (voir figures III.8 et III.9).

Celles-ci peuvent traverser plusieurs grains. D'ailleurs, à une échelle plus macroscopique, deux directions préférentielles apparaissent à $\pm 45^\circ$, à partir de 23% de déformation (voir figure III.10).

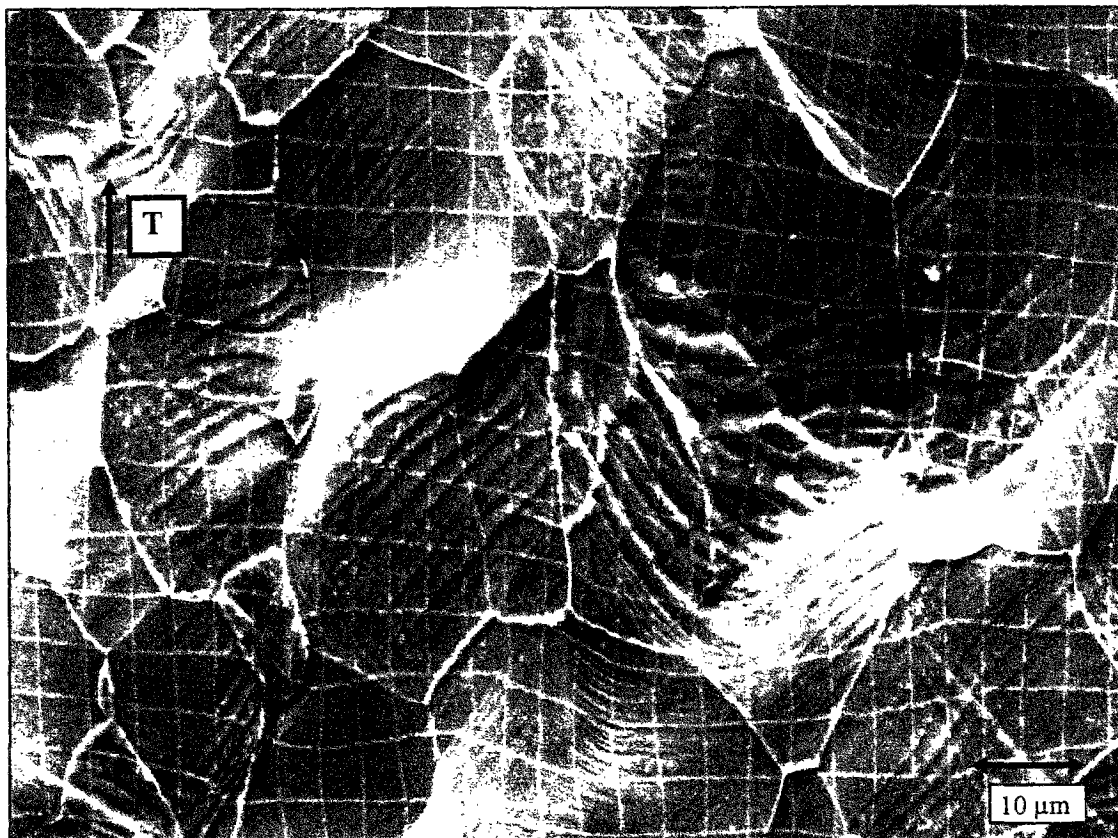


Figure III.8: grains à 28% de déformation (essai T)

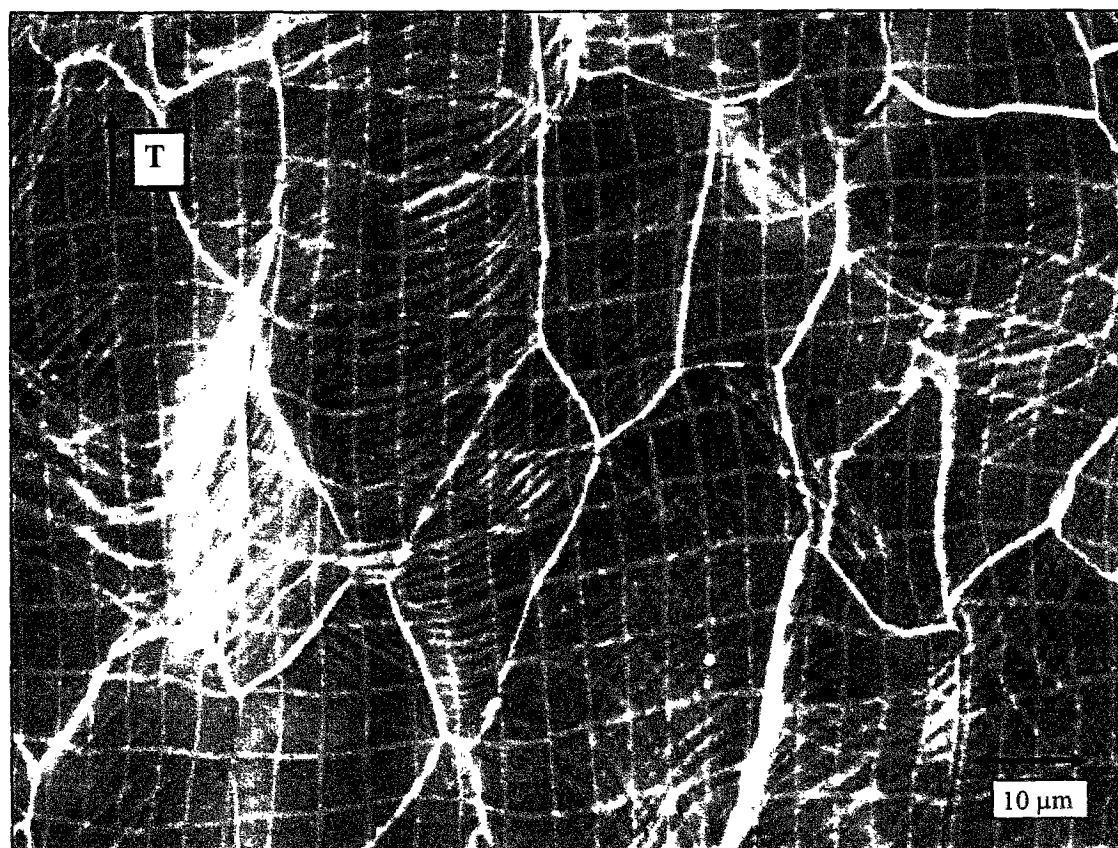


Figure III.9: grains à 27% de déformation (essai L)



Figure III.10: une grille de l'essai T, à 28% de déformation

III.2.2 Etude des hétérogénéités de déformation intra et intergranulaires

Comme il a été expliqué au chapitre II, le dépouillement des microgrilles permet de connaître, à chaque étape, la valeur des composantes du tenseur de Green Lagrange de chaque cellule. C'est à partir de 23% de déformation que certaines zones commencent à être fortement perturbées, soit par l'existence de lignes de glissement intenses, soit par un relief important. Les points non déterminés pour ces raisons n'ont pas été pris en compte dans nos résultats.

a) Calcul du tenseur de Green Lagrange

Prise en compte du relief: elle intervient dans le calcul des composantes E_{11} , E_{22} et E_{12} du tenseur de Green-Lagrange, grâce à la connaissance des composantes F_{31} et F_{32} du tenseur gradient de la transformation F . Le relief commence à être important, à partir de 23%. Sans le prendre en compte, l'erreur sur le calcul des composantes de E ($1/2(F_{31})^2$) devient grande, à partir de 27% de déformation comme le montre la figure III.11:

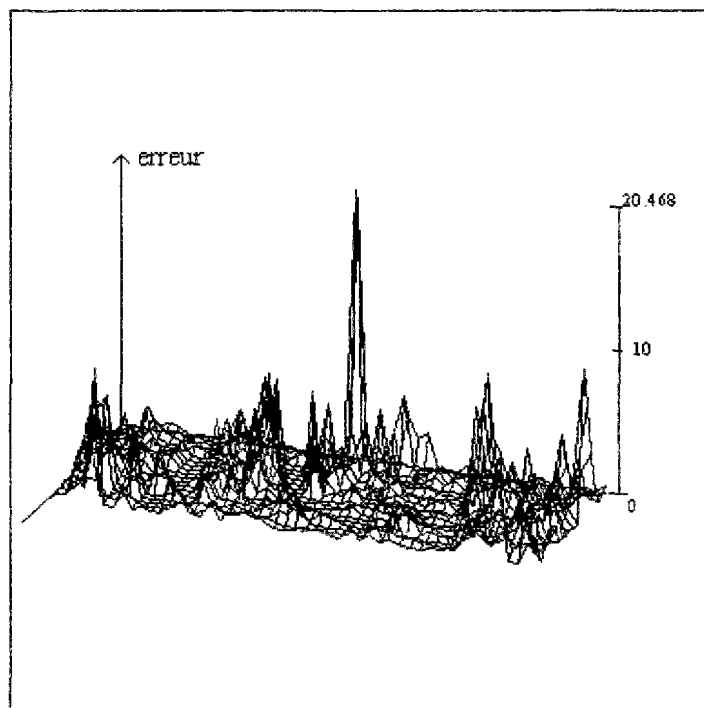


Figure III.11: erreur en % sur le calcul de E_{11} (microgrille de l'essai L, à 27%)

Le tenseur de Green-Lagrange est plus adapté pour étudier l'évolution de la déformation du matériau, au cours des différentes étapes (ce tenseur étant à chaque fois replacé dans la configuration de référence). Les tableaux ci-dessous permettent de comparer les déformations macroscopiques imposées et les déformations moyennes mesurées sur les grilles (en 10^{-2}) sur une surface de 0.1mm^2 , pour chaque essai:

Essai L:

Etapes	2	3	4	5	6
Déformation imposée	7.6	12.5	17.6	22.6	27.2
E22 mesuré moyen	7.5	12.4	21.5	30.5	62.8
E11 mesuré moyen	-3.9	-6.0	-9.2	-11.6	-15.7

Essai T:

Etapes	2	3	4	5	6
Déformation imposée	7.2	12.9	17.8	23.1	27.9
E22 mesuré moyen	2.2	11.5	17.2	23.3	33.9
E11 mesuré moyen	-7.6	-6.3	-8.6	-9.2	-11.4

(L'étape 1 représente l'état non déformé)

Pour l'essai L, on voit que la valeur E_{22} est à peu près égale à la déformation imposée jusqu'à l'étape 3, puis qu'elle s'en détache de plus en plus. Nous avons vu, à plus forte déformation, que la plage étudiée se situait dans la zone en striction qui se manifeste dès 17.6%. Les effets de cette striction sont, sans doute, responsables de ces écarts mesurés entre déformations locale et macroscopique. La valeur E_{11} croît lentement en valeur absolue. Le rapport E_{11}/E_{22} décroît, au cours de la déformation.

En ce qui concerne l'essai T, à déformations macroscopiques proches, les déformations mesurées sont très inférieures à celles de l'essai L (toutefois, les valeurs mesurées aux deux premières étapes n'ont pas été prises en compte dans la suite de notre étude). E_{22} augmente progressivement et ne devient légèrement supérieure à la déformation macroscopique qu'à la dernière étape. Il faut toutefois se rappeler que les mesures ont été faites sur une petite zone qui n'est peut être pas représentative de l'ensemble de l'éprouvette.

Les composantes E_{11} et E_{22} sont peu homogènes: ceci est visible sur les histogrammes donnant la répartition des valeurs de ces composantes sur l'ensemble des cellules d'une grille (voir figure III.12 et III.13), à chaque étape de déformation.

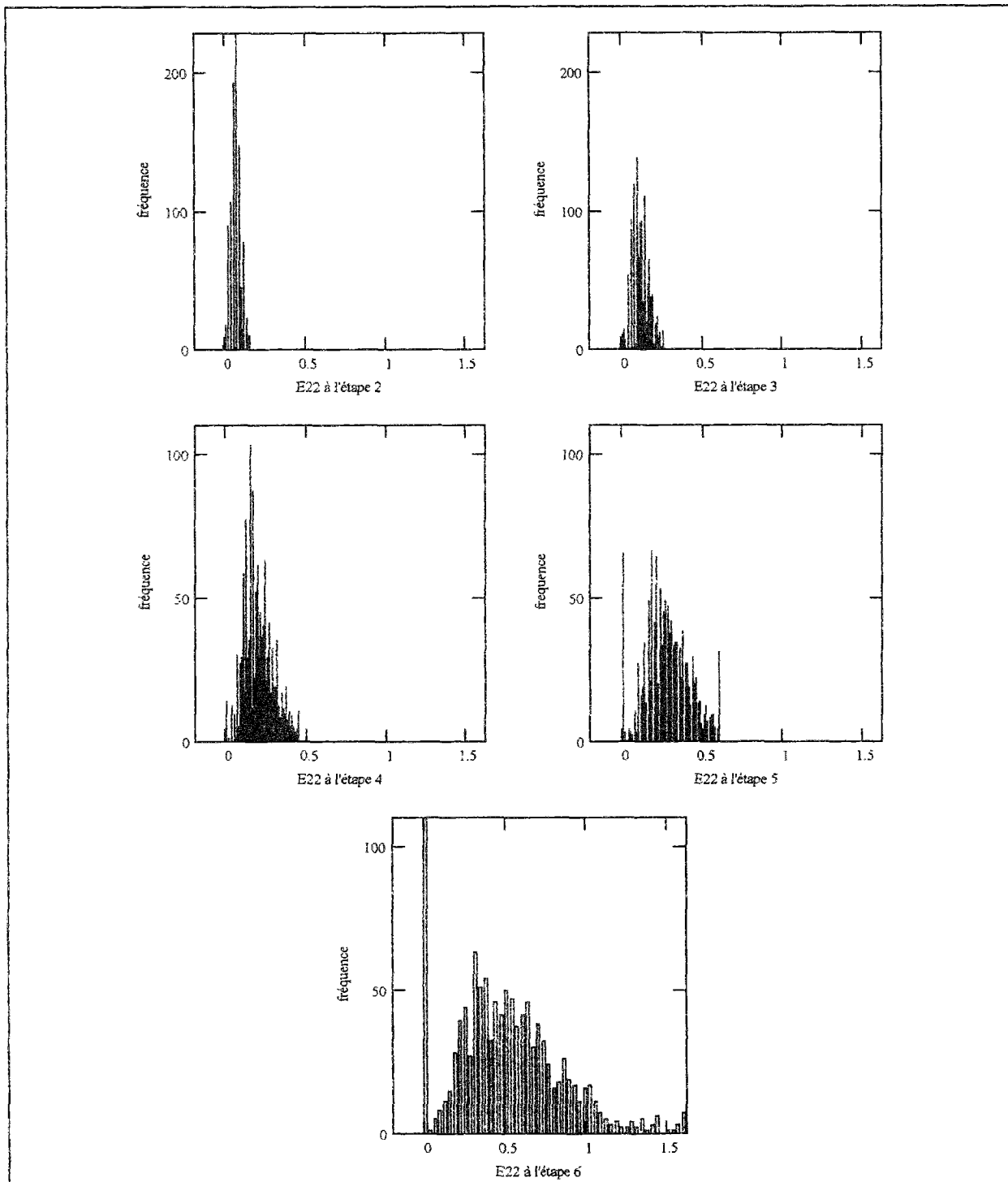


Figure III.12: histogrammes de E_{22} à chaque étape de déformation, sur 1600 cellules et sur environ 80 grains (essai L)

A noter: le pic situé à la valeur zéro n'est pas à prendre en compte, car il correspond aux points non déterminés. Il montre toutefois que le nombre de ces points augmente avec la déformation.

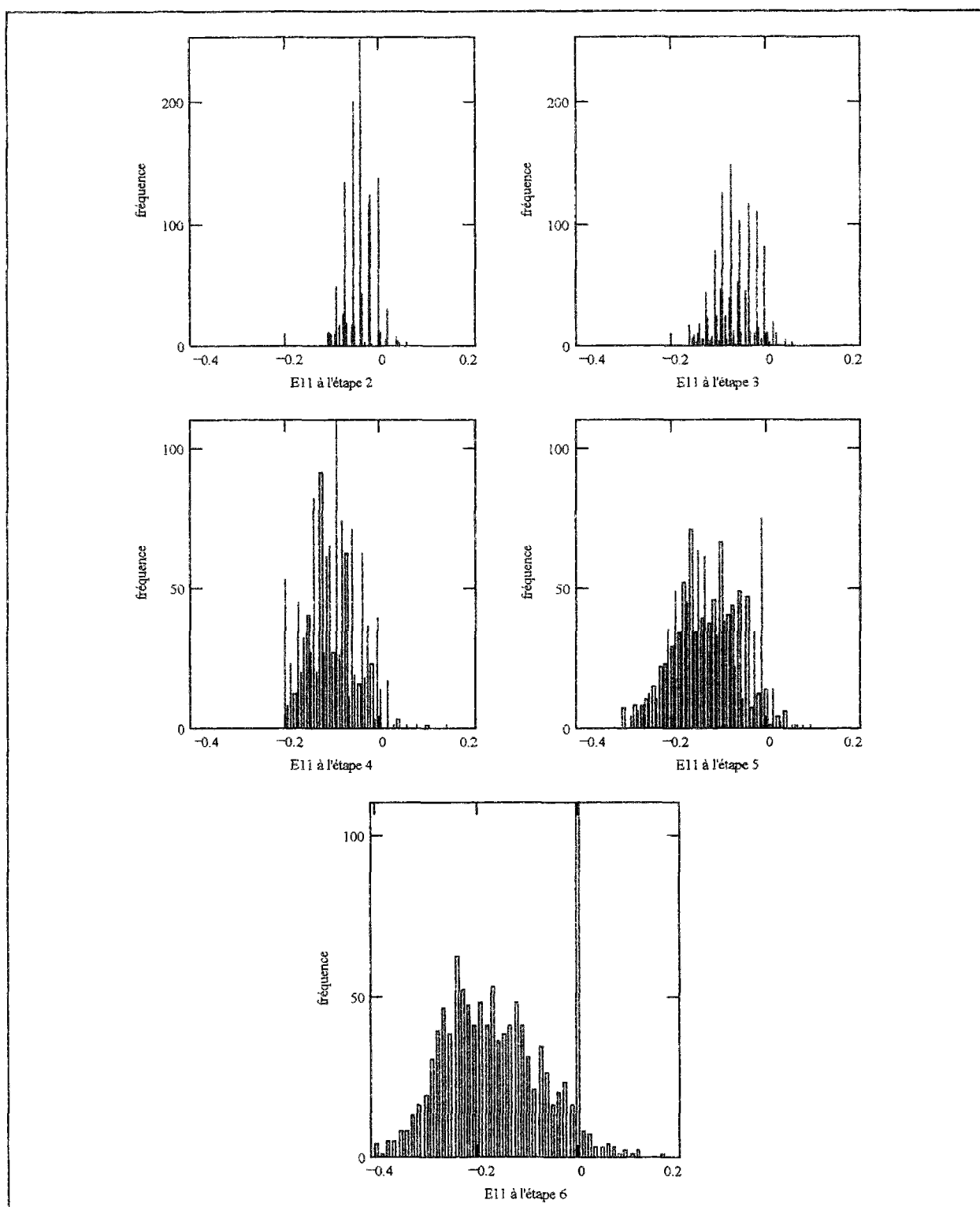


Figure III.13: histogrammes de E_{11} , à chaque étape de déformation, sur 1600 cellules et sur environ 80 grains (essai L)

La largeur du pic augmente: les hétérogénéités en valeur absolue sont donc de plus en plus importantes. La hauteur maximale des histogrammes de la composante E_{22} coïncide avec la déformation moyenne. Par contre, celle-ci se détache de plus en plus de la déformation macroscopique imposée. Il est à noter la finesse du pic au premier stade de déformation qui montre une bonne précision des mesures effectuées sur la grille. La forme de l'histogramme de la composante E_{11} est moins facile à décrire mais on note aussi une hétérogénéité augmentant avec la déformation.

Les histogrammes concernant l'essai T présentent le même aspect: ils sont donnés dans les annexes B1 et B.2.

L'étude des cartographies des composantes E_{11} et E_{22} (figures III.14-17) nous montre que celles-ci sont peu homogènes. Ces hétérogénéités, à l'échelle de $25\mu\text{m}^2$, ne cessent d'augmenter avec la déformation: à l'étape 6, E_{11} varie de -0.4 à 0.09 et E_{22} de 0.2 à 1.1. E_{22} semble donc plus hétérogène que E_{11} (ce qui semble curieux car c'est la déformation dans le sens 2 qui est imposée).

Les maxima et les minima sont, aux différentes étapes de déformation, toujours localisés aux mêmes endroits.

La superposition des joints de grains à ces cartes ne montre pas de corrélation entre la taille du grain et sa déformation (il faut néanmoins être prudent sur la notion de taille de grain: en effet, l'observation se faisant en surface, un grain paraissant petit peut, malgré tout, se révéler être gros dans l'épaisseur).

Dès la première étape de la déformation plastique, deux familles de bandes macroscopiques de déformation inclinées de $\pm 45^\circ$ se dessinent aux mêmes endroits, pour les deux composantes (cellules noires pour E_{11} et blanches pour E_{22}). L'image d'une grille dépouillée à plus petite échelle (un élément de la grille est représentée par un point) fait bien apparaître ces bandes (voir annexe C).

Les cartographies étant calculées dans la configuration de référence, les bandes de la localisation de la déformation plastique apparaissent inclinées à $\pm 45^\circ$; en fait, les orientations de celles-ci tendent à se rapprocher de l'axe de traction (figure III.14-17). Des cartes, à d'autres étapes de déformation, sont données dans les annexes D.1 et D.2.

Celles-ci semblent correspondre aux lignes de glissement intenses observées sur les photos.

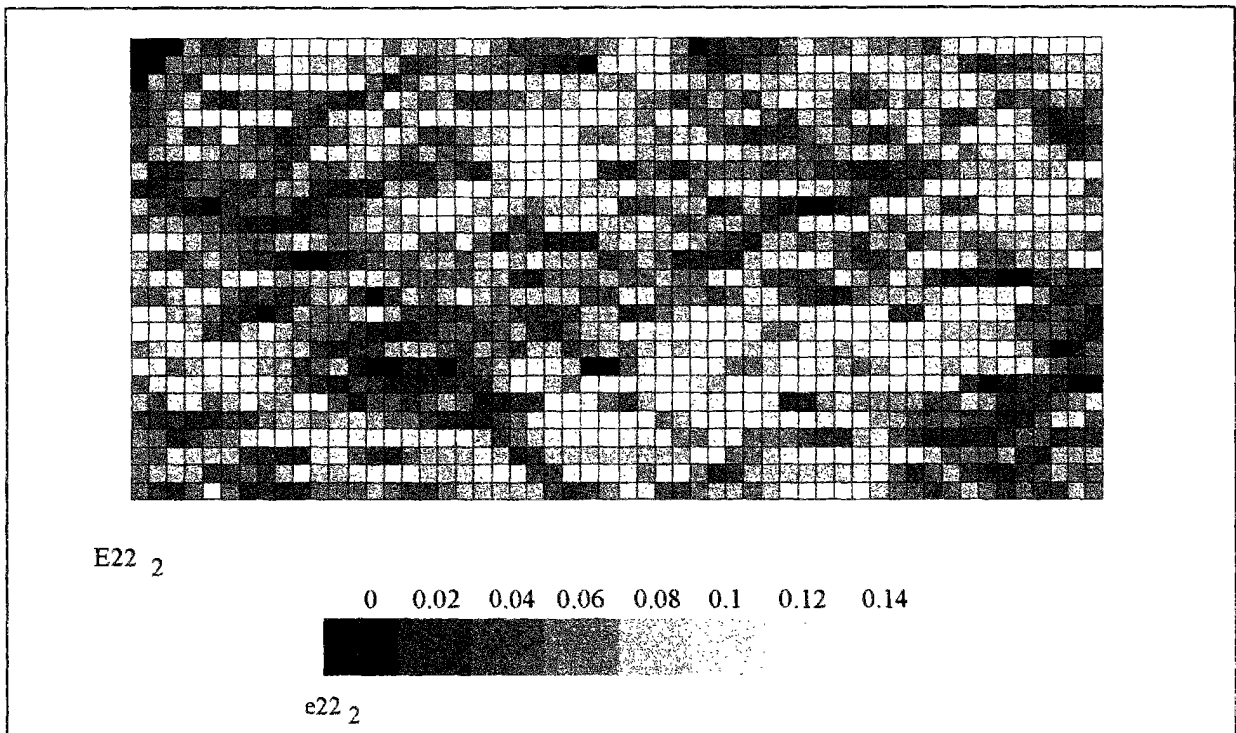


Figure III.14: cartographie de la composante E_{22} , à l'étape 2 (essai L, partie basse)

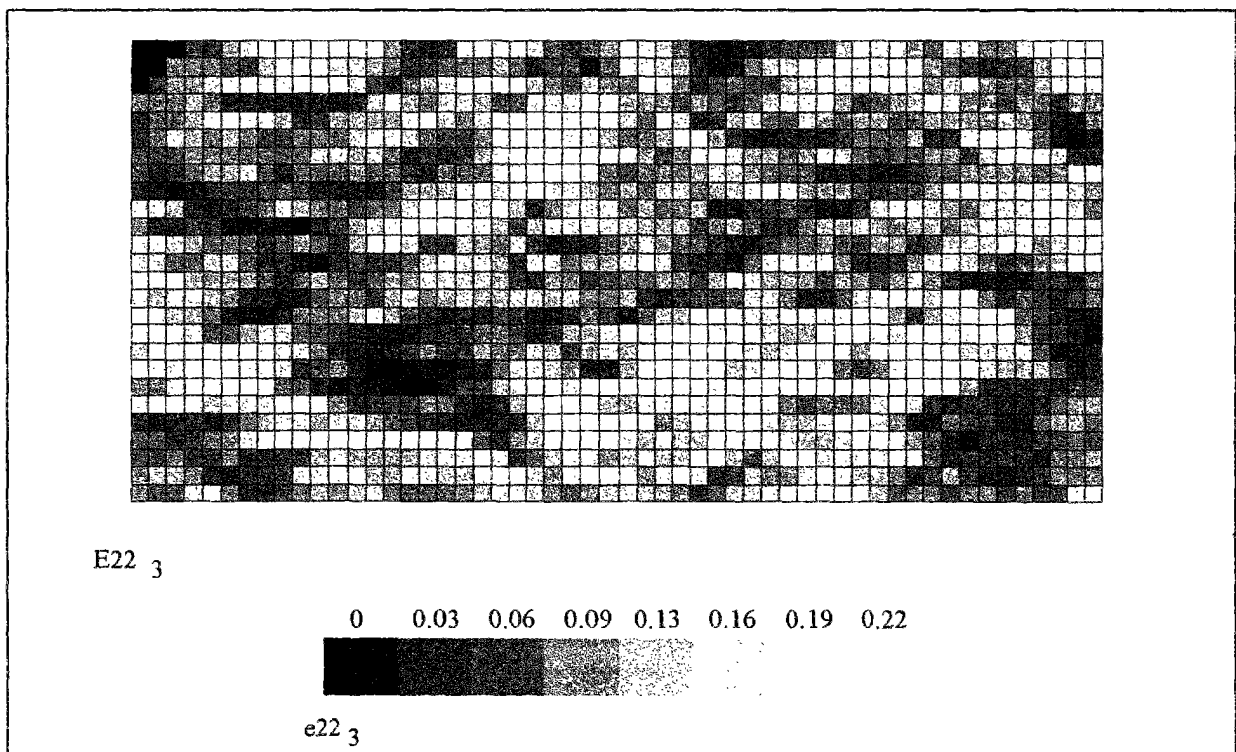
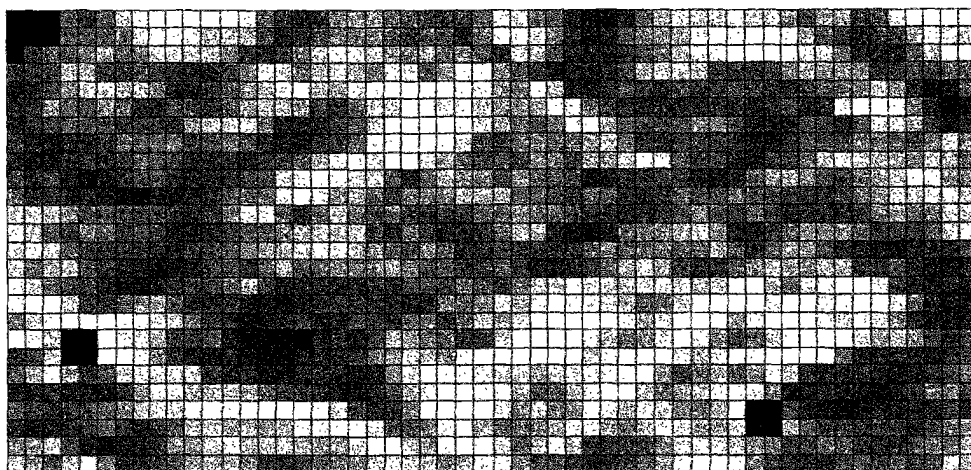


Figure III.15: cartographie de la composante E_{22} , à l'étape 3 (essai L, partie basse)



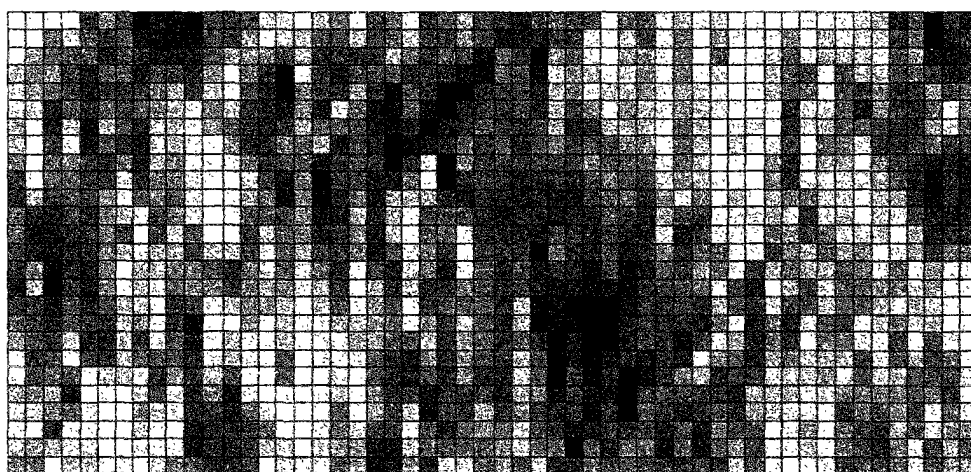
E_{22}_4

0 0.06 0.13 0.19 0.26 0.32 0.38 0.45



e_{22}_4

Figure III.16: cartographie de la composante E_{22} , à l'étape 4 (essai L, partie basse)



E_{11}_3

-0.16 -0.13 -0.1 -0.07 -0.04 0 0.03 0.06



e_{11}_3

Figure III.17: cartographie de la composante E_{11} , à l'étape 3 (essai L, partie basse)

La figure III.18 représente les variations de E_{22} , le long d'une ligne perpendiculaire à l'axe de traction. Elle montre, qu'au cours de la déformation, la largeur (15 μm environ) et la position de ces bandes n'évoluent pas mais leur intensité augmente.

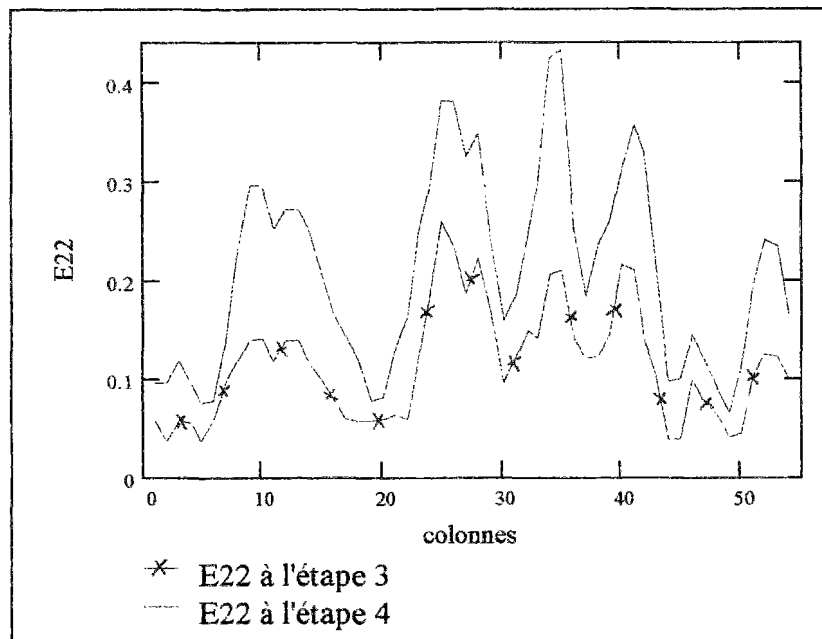


Figure III.18: variations de E_{22} sur une ligne de la grille aux étapes 3 et 4

A ce niveau, on peut considérer qu'il s'agit d'un matériau biphasé ordonné composé d'une phase fortement déformée (les bandes de déformation) et d'une autre dont la déformation est proche de la déformation imposée (soit 18% pour la figure III.19, où l'on a représenté les variations de E_{22} le long d'une ligne inclinée de 45° par rapport à l'axe de traction).

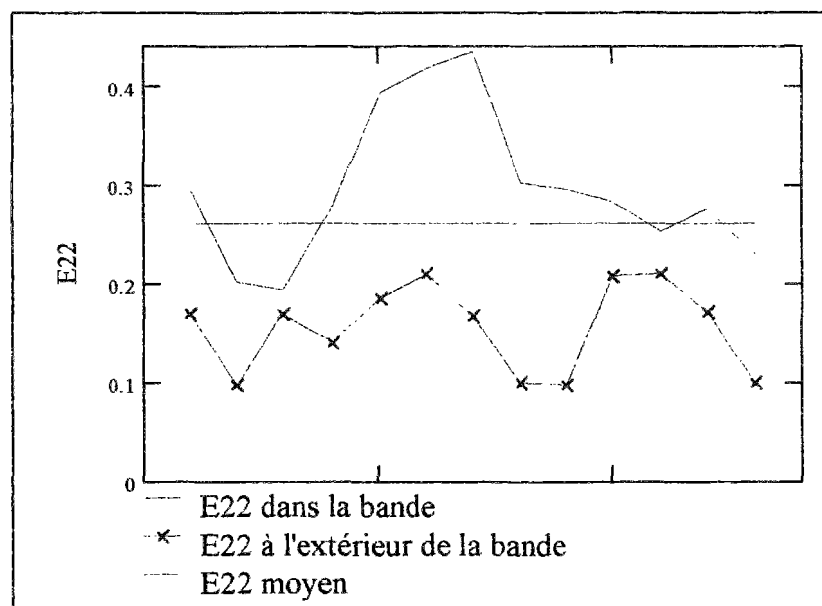


Figure III.19: variations de E_{22} dans et à l'extérieur d'une bande, comparées à la déformation moyenne mesurée, à l'étape 4, mesurées sur 100 μm

La figure III.19 permet de voir également qu'une bande mesure environ $40\mu\text{m}$ de long.

étude du cisaillement

La figure III.20 nous montre qu'au début de la déformation, la composante E_{12} est faible, ce qui semble normal pour un essai de traction. On observe, cependant, à partir de l'étape 5, un gradient de cisaillement non négligeable s'étendant de -0.18 à 0.19, nul en moyenne. Les histogrammes se présentent comme des gaussiennes.

Le cisaillement semble être plus important au niveau des joints et dans les petits grains. Mais contrairement aux deux autres composantes E_{11} et E_{22} , la composante E_{12} présente à la fois des bandes noires et blanches, verticales, horizontales et inclinées à $\pm 45^\circ$ (voir figure III.21).

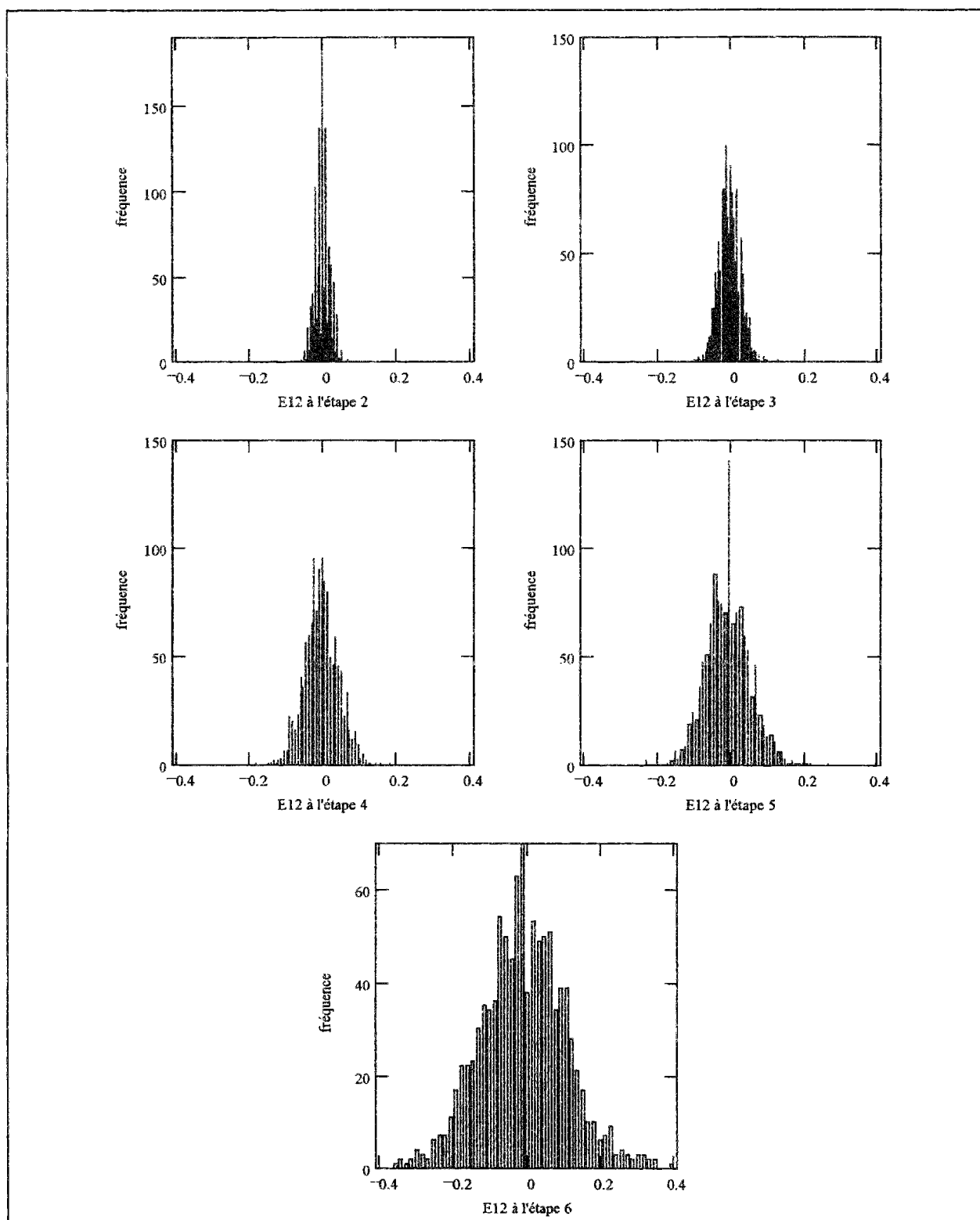


Figure III.20: histogrammes de E_{12} , à chaque étape de déformation, faits sur 1600 cellules et sur environ 80 grains (essai L)

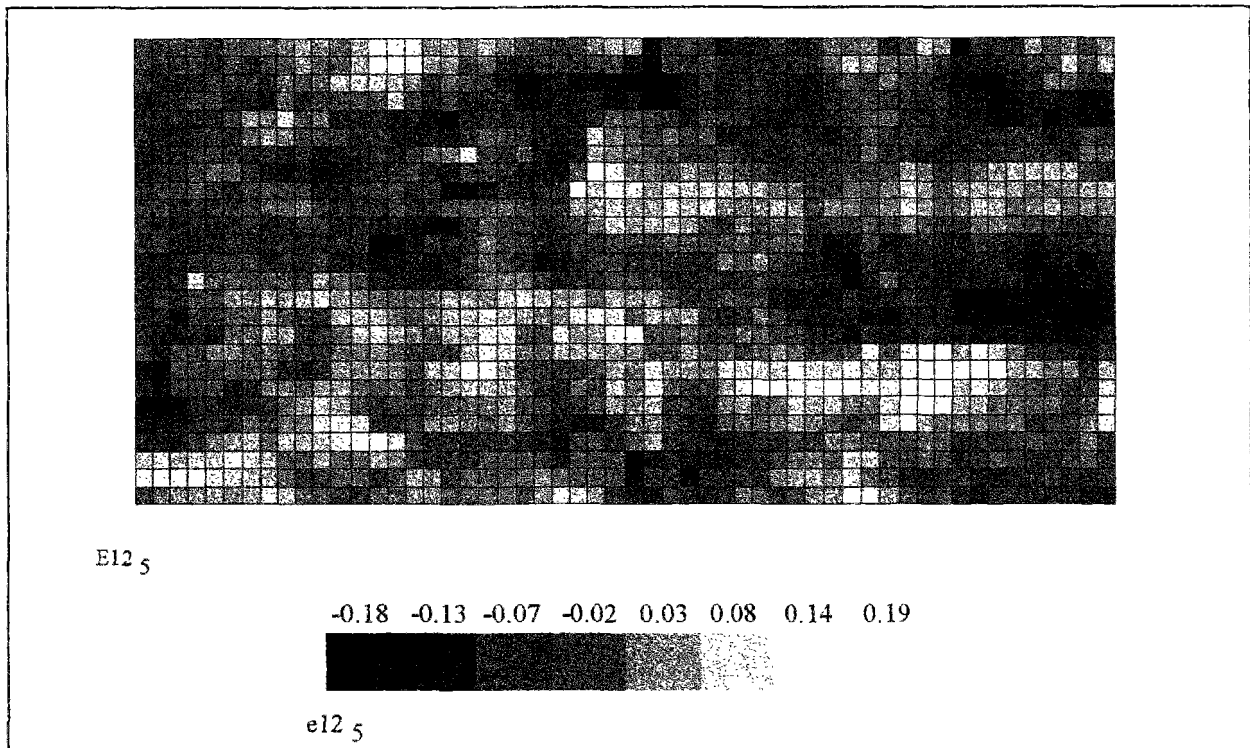


Figure III.21: cartographie de la composante E_{12} , à l'étape 5 (essai L, partie basse)

Etude à l'échelle du grain

Nous avons étudié en détails les huit grains voisins représentés sur les figures III.23. Les hétérogénéités de déformation intergranulaires sont visibles sur les histogrammes de la figure III.22 représentant les valeurs moyennes de E_{11} et E_{22} mesurées sur 8 grains voisins (67L, 66L, 65L, 81L, 71L, 91L, 96L et 59L): très homogènes, à faibles déformations, les valeurs deviennent de plus en plus différentes, suivant le grain considéré.

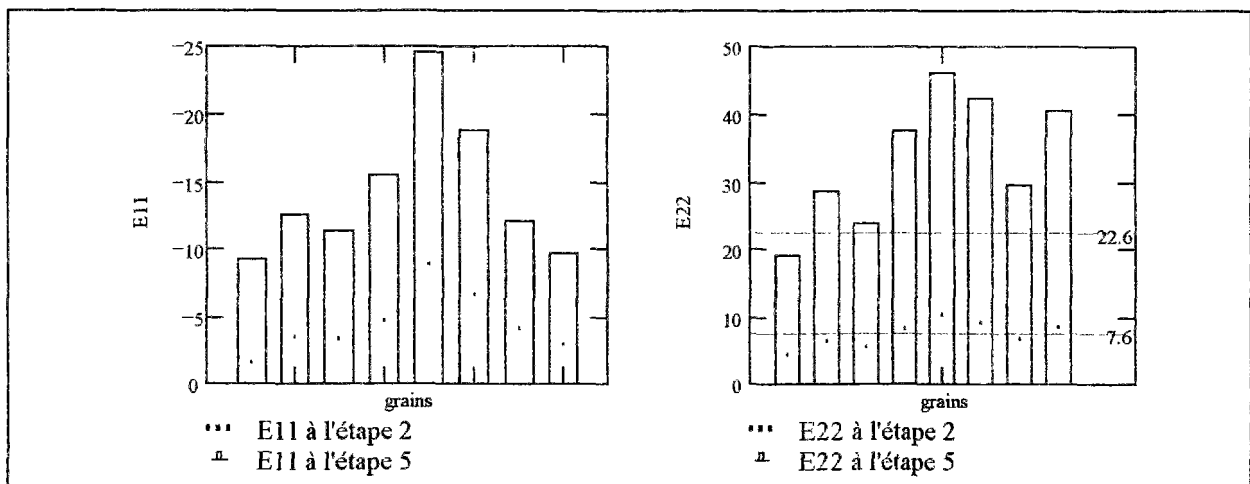


Figure III.22: histogrammes des composantes E_{11} et E_{22} de huit grains voisins à deux étapes de déformation différentes (les lignes en pointillées représentent la déformation macroscopique)

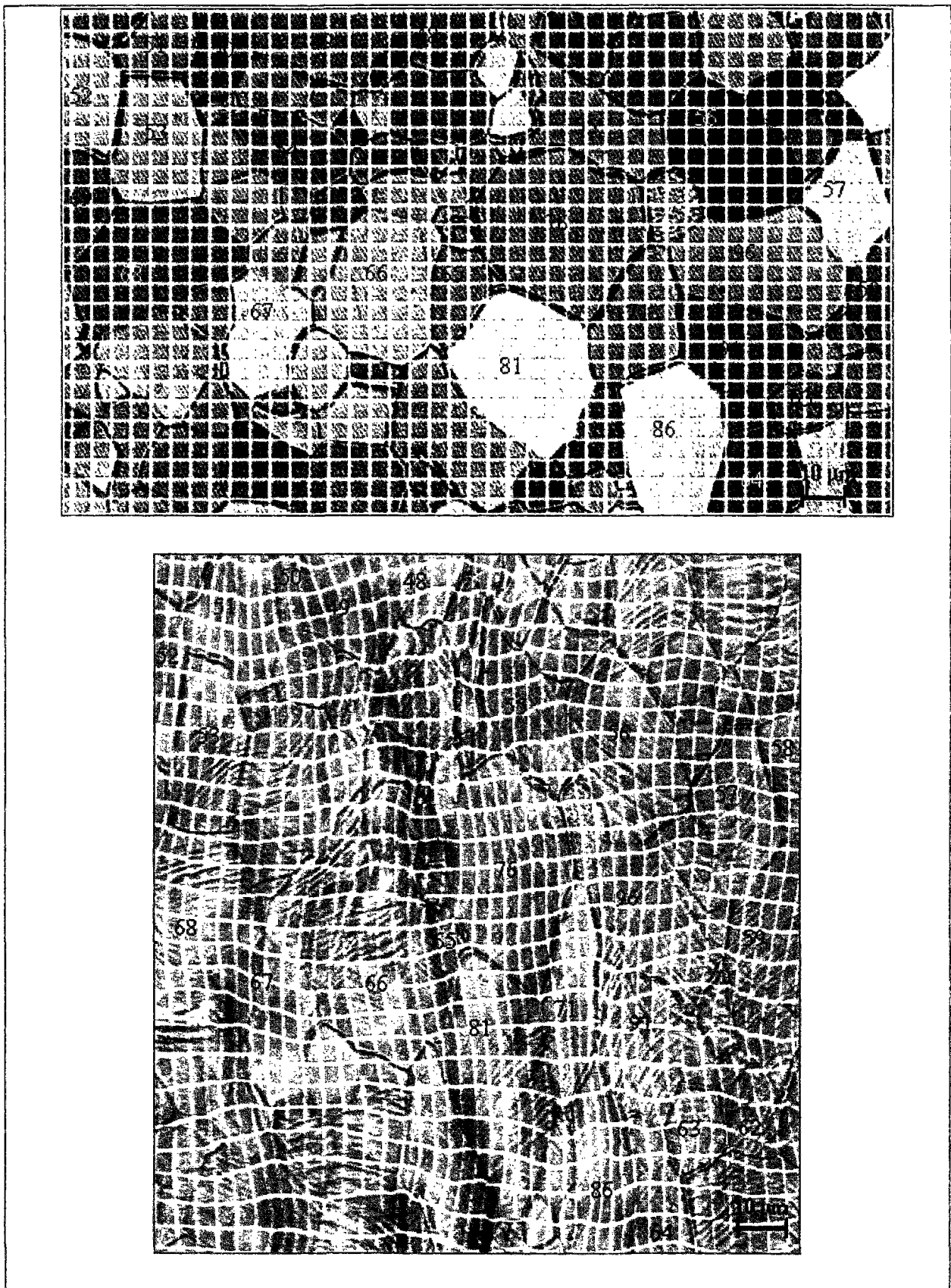


Figure III.23: portion de grille de la figure III.1, aux étapes 1 (en haut) et 6 (les grains 67, 66, 65, 81, 71, 91, 96 et 59 sont les huit grains voisins des histogrammes de la figure III.22)

b) Calcul des tenseurs vitesse de la déformation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, les calculs des tenseurs vitesse sont faits en supposant la linéarité de F , entre deux états consécutifs de déformation. Du fait de ces approximations, la précision sur les composantes de ces tenseurs est inférieure à celles du tenseur de Green Lagrange.

On trouve néanmoins que la composante D_{22} du tenseur taux de déformation totale obtenue à l'étape 2 est assez proche de la vitesse de déformation imposée: en moyenne, pour l'essai L, elle est égale à $5.6.10^{-4} s^{-1}$ alors que la vitesse de déformation macroscopique est, elle, de $5.8.10^{-4} s^{-1}$. On retrouve, un peu moins nettement, les bandes de déformation déjà observées (figure III.24). On observe, de plus, que les zones qui ont une vitesse de déformation importante restent les mêmes, entre deux étapes (voir annexe E donnant la cartographie de D_{22} entre les étapes 4 et 5).

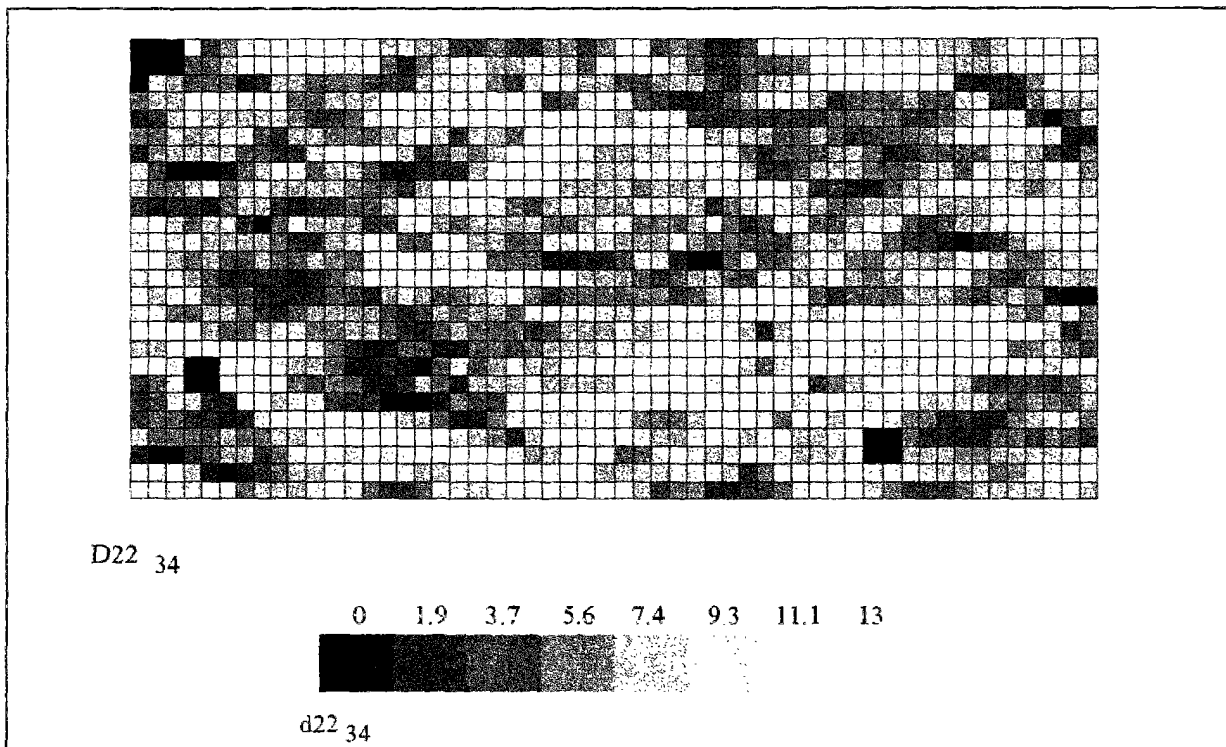


Figure III.24: cartographie de la composante D_{22} , entre les étapes 3 et 4, en $10^{-4} s^{-1}$ (essai L)

A partir également du tenseur vitesse L , les composantes du tenseur taux de rotation totale sont obtenues. Il semble qu'on retrouve également des gradients localisés dans les mêmes bandes. W_{12}^{tot} (composante la plus précise) s'étend de -6.10^{-4} à $5.10^{-4} s^{-1}$, entre les étapes 3 et 4, ce qui correspond à une rotation, autour de l'axe 3, s'étendant de -3.3° à 2.7° , dans un intervalle de 5% de déformation (figure III.25).

Mais, en moyenne, intégrée sur toute une grille, elle reste proche de zéro. Il en est, d'ailleurs, de même pour la composante D_{12} .

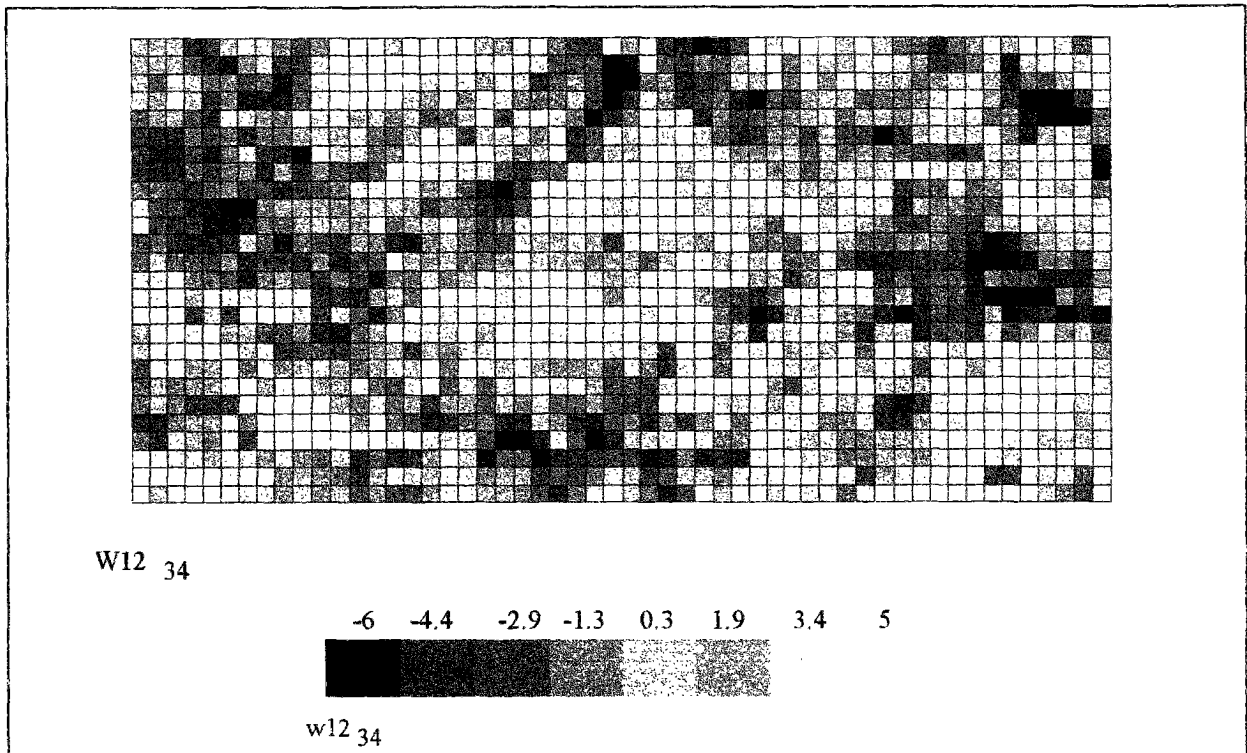


Figure III.25: cartographie de la composante W_{12}^{tot} , entre les étapes 3 et 4, en 10^{-4} s^{-1} de l'essai L

En fait, nous utiliserons surtout ces calculs pour la partie "simulations", dans le chapitre IV. Nous allons, avant cela, analyser les résultats obtenus expérimentalement par EBSD.

III.2.3 Analyse de l'orientation cristalline

a) Evolution des textures

Effet du laminage sur la texture

On sait que la texture de laminage à froid d'un acier à faible teneur en carbone est caractérisée par une forte densité des fibres α ($\{112\}\langle 110 \rangle + \{001\}\langle 110 \rangle$) et γ ($\{111\}\langle 112 \rangle + \{111\}\langle 110 \rangle$). Mais une recristallisation a tendance à diminuer la densité de la fibre α et à augmenter la composante $\{111\}\langle 112 \rangle$, sans modifier l'intensité de $\{111\}\langle 110 \rangle$. Ces phénomènes ne sont observables que par l'étude des fonctions de distribution des orientations cristallines (FDOC). Pour notre part, nous nous contenterons de l'analyse des textures globales.

On peut admettre que l'analyse d'environ 70 grains n'est pas suffisante pour une analyse globale, comme le goniomètre le permet. Toutefois, on retrouve une assez bonne corrélation entre l'étude locale par EBSD et la texture obtenue par le goniomètre.

On observe que les pôles $\langle 110 \rangle$ ont tendance à s'aligner avec l'axe de laminage et les pôles $\langle 111 \rangle$ avec la normale (voir figure III.27).

Effet de la déformation en traction: (voir figures III.26 et III.28)

* dans le sens du laminage: l'alignement des pôles $\langle 110 \rangle$ avec l'axe de traction est plus important alors que la concentration des pôles $\langle 111 \rangle$ sur la normale ne semble pas être modifiée.

* dans le sens transverse: on observe un déplacement des pôles $\langle 110 \rangle$ vers l'axe de traction, alors que les pôles $\langle 111 \rangle$ sont, eux, toujours alignés avec la normale.

En conclusion, les pôles $\langle 110 \rangle$ s'alignent selon l'axe de déformation [1,2]: c'est en effet une position stable car ils sont à égale distance de deux directions de glissement $\langle 111 \rangle$. On note peu de différences entre la texture de l'essai L et celle de l'essai T, tournée de 90° .

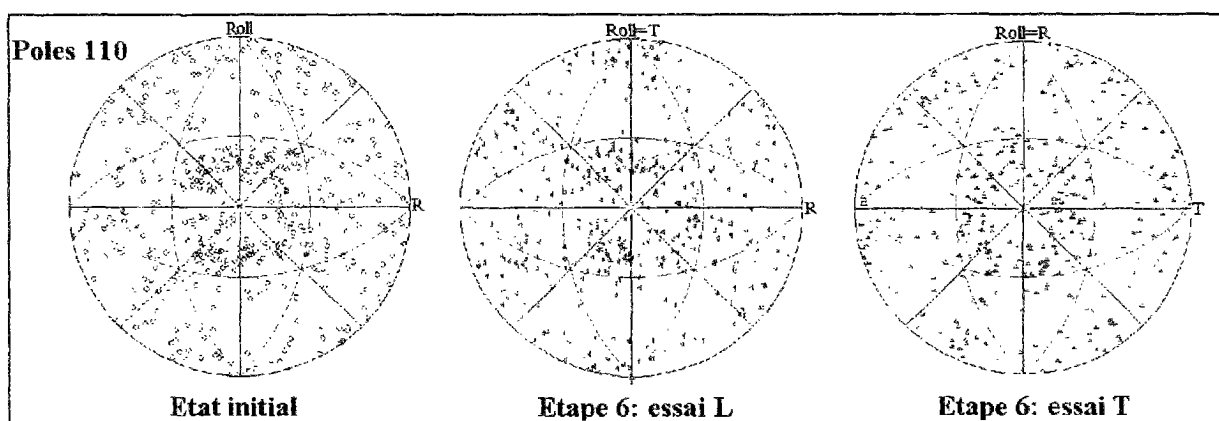
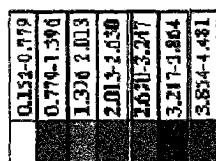
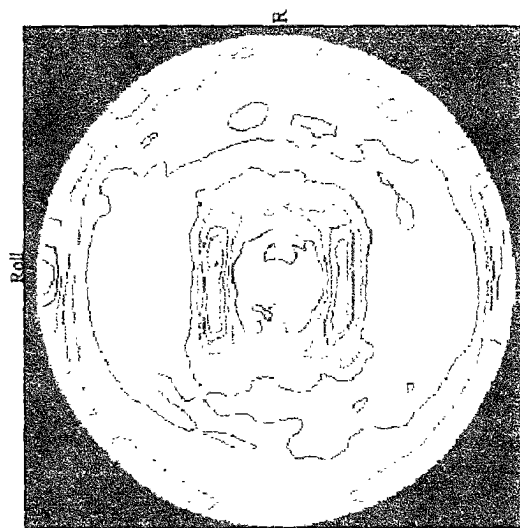
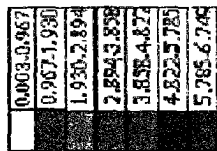
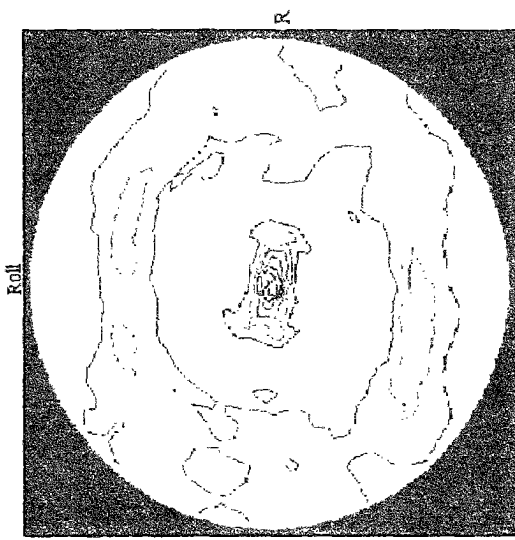
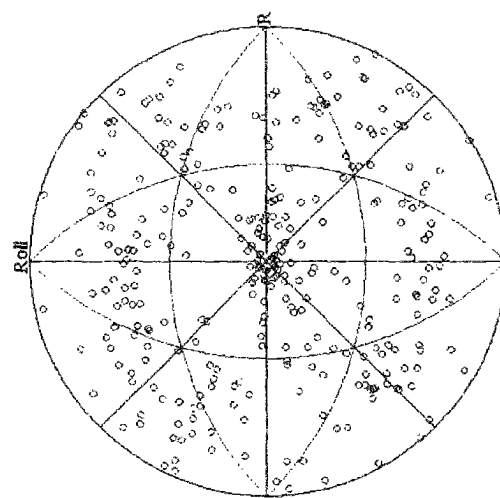


Figure III.26: Figure de pôles $\{110\}$ obtenues par EBSD



poles 111



poles 110

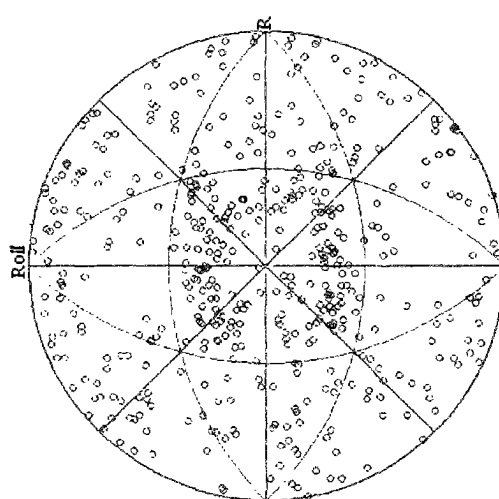


Figure III.27: textures $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ obtenues par le goniomètre et par l'EBSD, à l'état initial

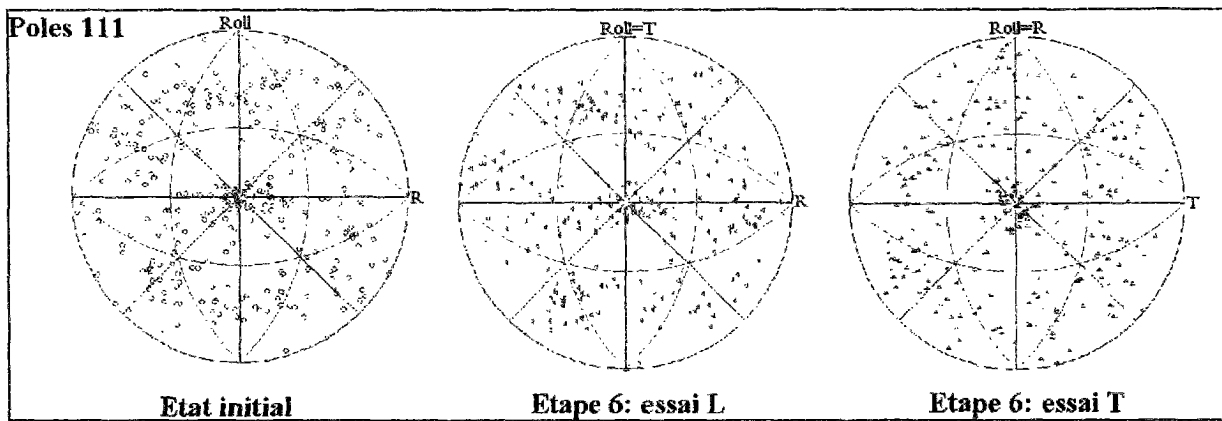


Figure III.28: Figure de pôles {111} obtenues par EBSD

b) Evolution de l'orientation cristalline des grains étudiés

Si les mécanismes de déformation d'un monocristal commencent à être bien connus, il n'en est pas de même pour ceux du polycristal car l'existence d'une interaction plus ou moins forte, entre le cristal et ses voisins, rend l'étude plus complexe. Cependant, la connaissance du comportement spécifique de chaque élément constitutif (le monocristal) peut aider à comprendre celui de l'agrégat. Nous nous baserons donc sur les résultats obtenus expérimentalement sur des monocristaux cc et les comparerons à nos résultats sur polycristaux, l'objectif étant de mettre en évidence l'effet éventuel de ces interactions sur le comportement du grain, tout en gardant à l'esprit que la microstructure en bandes qui s'établit diminue probablement les effets des joints.

On retrouve, pour une grande majorité des grains, des comportements déjà observés pour des monocristaux ayant la même orientation initiale: position de symétrie, déplacement de l'axe à l'intérieur du triangle élémentaire, déplacement vers une zone stable (symétrique par rapport à deux directions de glissement...). Par contre, d'autres grains n'ont pas le comportement attendu.

Pour faire une synthèse de ces résultats obtenus sur 150 grains, nous avons procédé à un classement par orientation initiale de l'axe de traction de ceux-ci (voir annexes F). Il faut distinguer:

Les positions à l'intérieur du triangle standard

L'axe de traction se dirige généralement vers la direction de glissement principale (80% pour l'essai L). Toutefois, on note des exceptions, comme les grains: 9L, 12L, 36L, 57L, 16T, 43T ou 44T.

Les positions en glissement multiple instable (près de la zone [001]-[111])

Selon les grains étudiés, leur comportement semble, dans ce cas, différent, comme le montre la figure III.29.

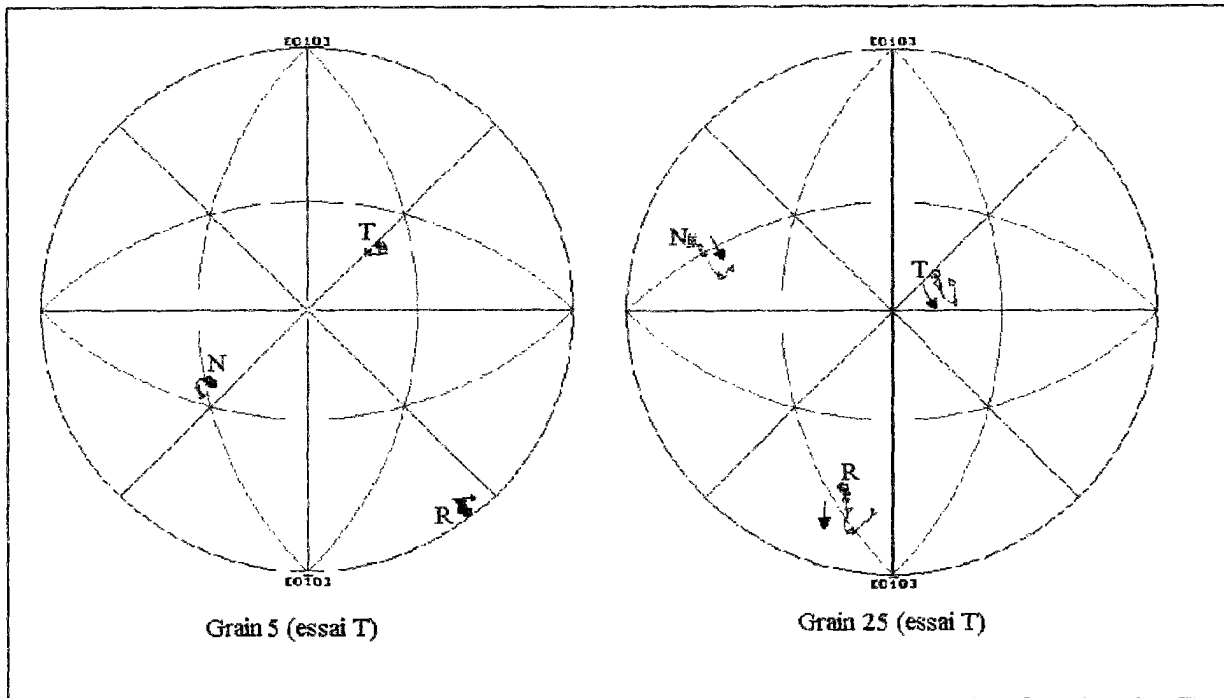


Figure III.29 :comportement de grains en position de glissement multiple instable

-les positions stables

- près d'un pôle $\langle 101 \rangle$, la rotation cristalline est, en général, faible: 34L, 55L, 59L ou 47T (voir figure III.30-a)
- sur la zone [001]-[101], lorsque l'axe de traction traverse la zone [001]-[101], celui-ci est habituellement ramené sur cette zone symétrique. Ce phénomène est observé pour les grains: 19L, 26L, 47L (voir figure III 31-a.), 52L ou 64L.
- à quelques degrés de la zone [001]-[101], on observe soit de "l'overshoot", comme, par exemple, pour les grains 76L, 7T, 19T ou 29T (Voir figure III.31-b), soit une rotation de l'axe de traction opposée à celle d'un grain isolé: grains 28L, 86L, 43L, 20T, 32T ou 38T (voir figure III.30-b).

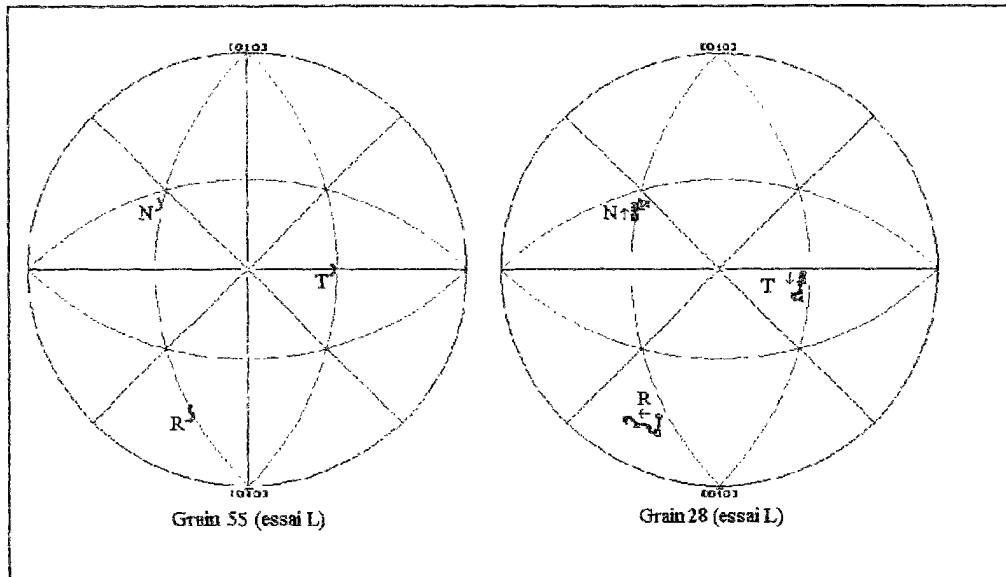


Figure III.30: rotation de deux grains dont l'axe de traction est initialement proche d'un pôle $\langle 101 \rangle$

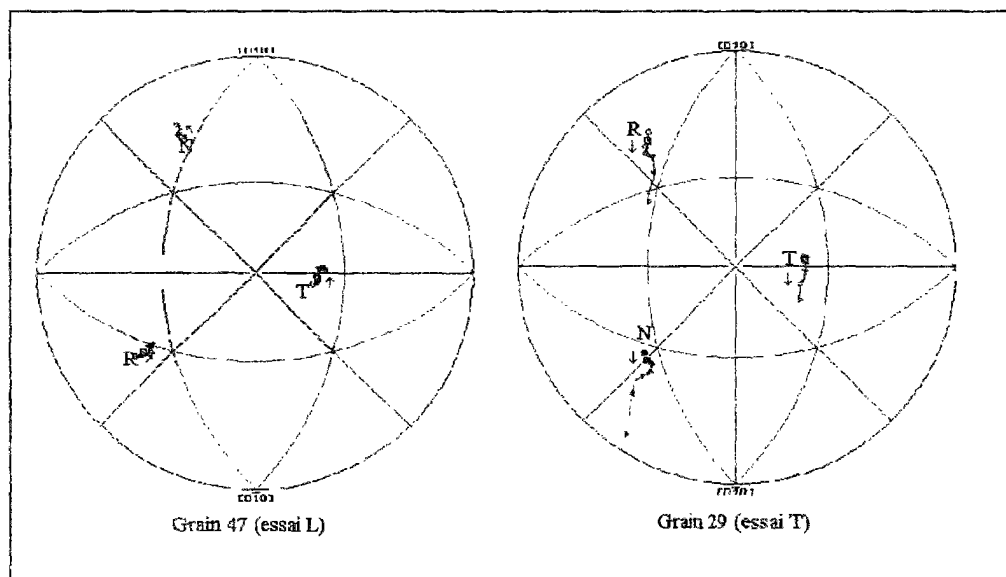


Figure III.31: rotation de deux grains dont l'axe de traction est initialement proche de la zone $[001]-[101]$

En conclusion, la majeure partie des grains semble se comporter comme des monocristaux (surtout pour l'essai L). Les autres peuvent être dans un état de contraintes non uniaxiales, leur comportement est alors différent de celui d'un grain isolé.

Une autre façon de mettre en évidence l'influence de l'interaction des grains entre eux est de comparer le comportement de deux grains d'orientations initiales similaires:

Pour l'essai L, les grains de même orientation initiale semblent se comporter, en général, de manière identique alors que pour l'essai T, leur rotation cristalline apparaît souvent différente

(figure III.32). Néanmoins, l'analyse ayant été faite sur un nombre restreint de grains, il faut être prudent sur les résultats qui en découlent.

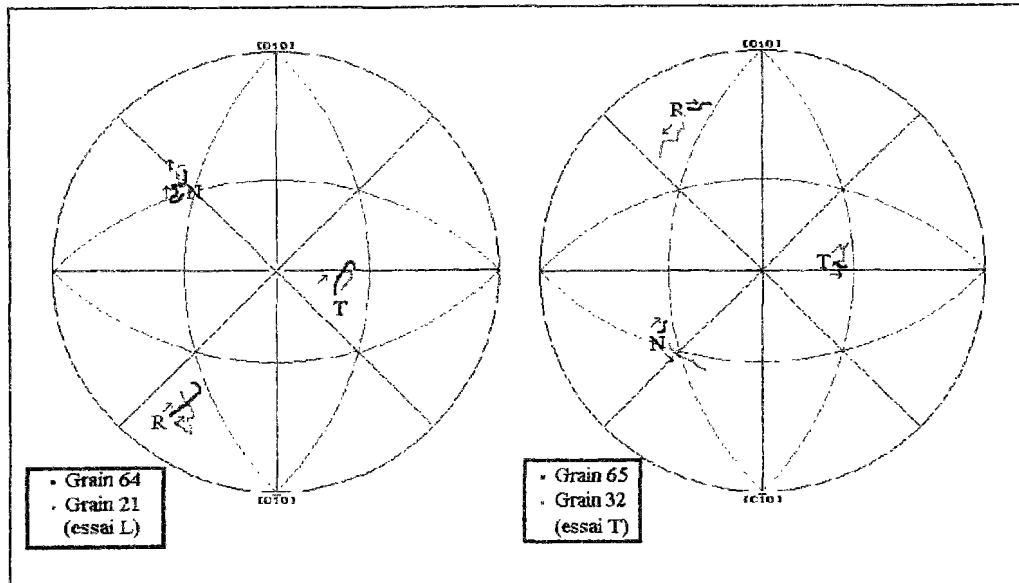


Figure III.32: figure de pôles inverse de grains de même orientation initiale: (21L, 64L) et (32T, 65T)

Etude du comportement des grains situés dans une même bande de déformation:

On a remarqué que ces grains ont tendance à tourner afin d'aligner leur plan de glissement principal, voire tous. C'est le cas pour les grains 21 et 22, comme le montre la figure III.33. Il est à noter que ceux-ci ne sont pas voisins.

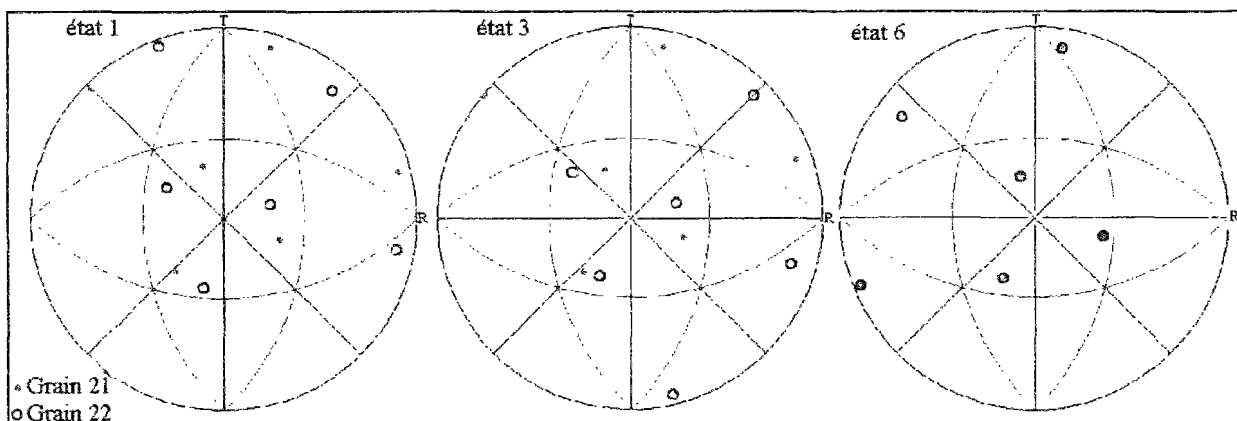


Figure III.33: figure de pôles $\{110\}$ des grains 21 et 22 aux étapes 1, 3 et 6

Dans une bande de déformation, il peut donc y avoir des grains qui tournent beaucoup (grain 22) pour aligner des plans de glissement communs avec un autre grain qui tourne peu (grain 21) (le grain 21 étant proche de l'axe stable $[001]$ - $[101]$ et le grain 22 s'en rapprochant).

Le même phénomène est observé pour les grains 69 et 70: le grain 69 en position de glissement multiple instable tourne pour avoir finalement, pratiquement, la même orientation que le grain 69 en position stable (idem pour les grains 51 et 52).

On remarque que l'axe de traction des grains se trouvant dans ces bandes de déformation a tendance à se diriger vers une position stable, au cours de la déformation, comme le montre la figure III.34.

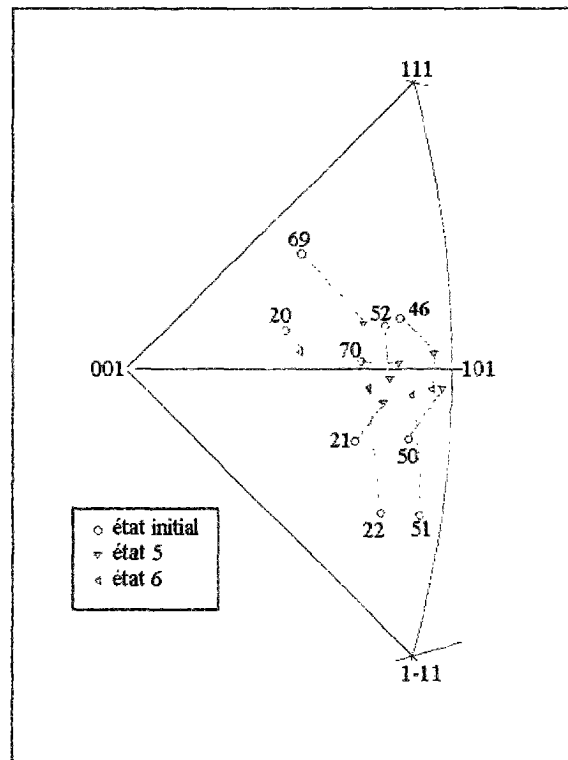


Figure III.34: évolution de l'axe de traction de grains situés dans des bandes de déformation

c) Calcul de la vitesse de rotation cristalline

Le calcul de la vitesse de rotation de réseau se fait, comme on l'a vu au chapitre II, pour chaque grain.

Il va surtout nous servir au niveau des simulations. Il faut savoir que le calcul brut de W^e nous donne pas une matrice parfaitement antisymétrique, ce qui montre une certaine imprécision des mesures (de l'ordre du demi degré), d'une part, et d'autre part des hypothèses faites, pour le calcul, sur la linéarité de F entre deux étapes et sur les composantes F_{13} et F_{23} . La matrice W^e est donc rendue antisymétrique.

III.2.4 Hétérogénéités intragranulaires

Les grains 71L, 76L, 81L, 86L, 91L et 96L ont été analysés, plus précisément, au niveau des hétérogénéités intragranulaires de rotation cristalline. Pour chacun, cinq mesures différentes ont été faites par EBSD, aux étapes 1, 3 et 6.

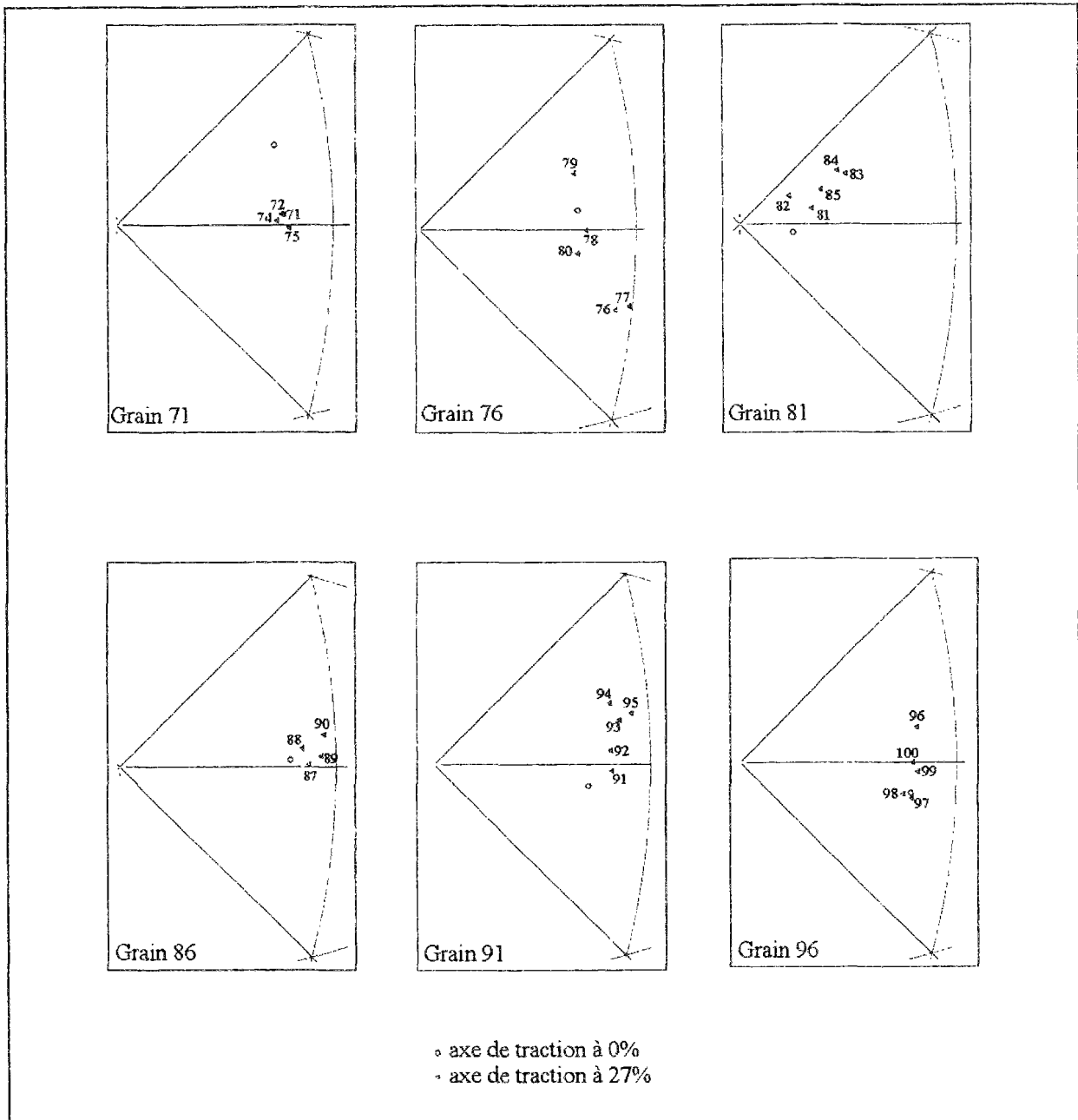


Figure III.35: Hétérogénéités intragranulaires de la rotation cristalline

A l'état initial, pour chaque grain, les cinq points ont rigoureusement la même orientation cristalline, ce qui montre la bonne précision de l'analyse et le fait que le matériau n'a pas de sous-structure.

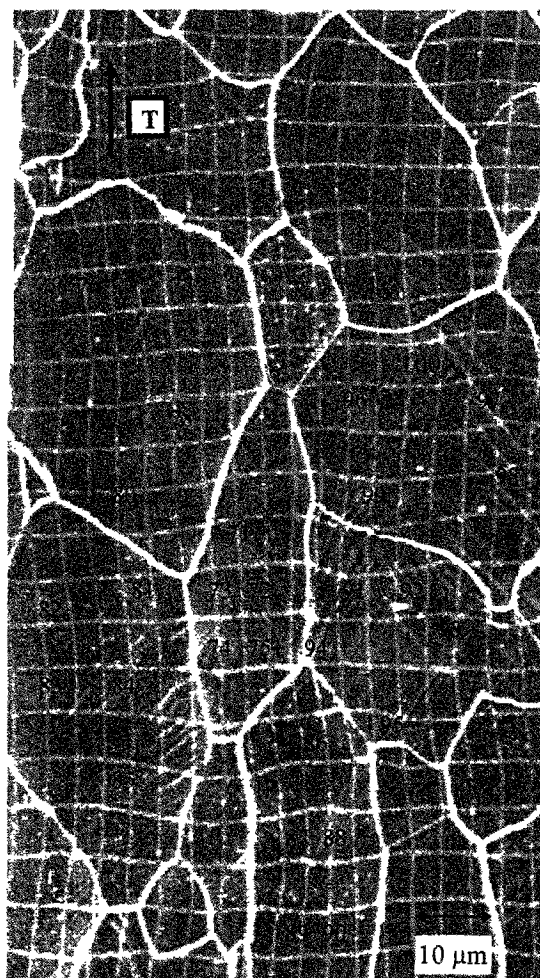


Figure III.36: hétérogénéités de glissement à l'étape 5

Une dispersion de l'orientation cristalline, plus ou moins importante suivant le grain, et s'accroissant avec la déformation, est ensuite observée (figure III.35).

La figure III.36 indique la position des points où ont été faites les différentes mesures d'EBSD. Elle nous montre aussi qu'il existe, comme nous l'avons déjà remarqué (paragraphe III.2.1), une hétérogénéité intragranulaire au niveau des lignes de glissement.

Il en est de même au niveau de la déformation.

Nous représentons ci-dessous les variations de E_{11} , E_{22} et $|E_{12}|$ (les zones les plus cisillées sont de couleur blanche), au niveau des 6 grains étudiés (figures III.37-39).

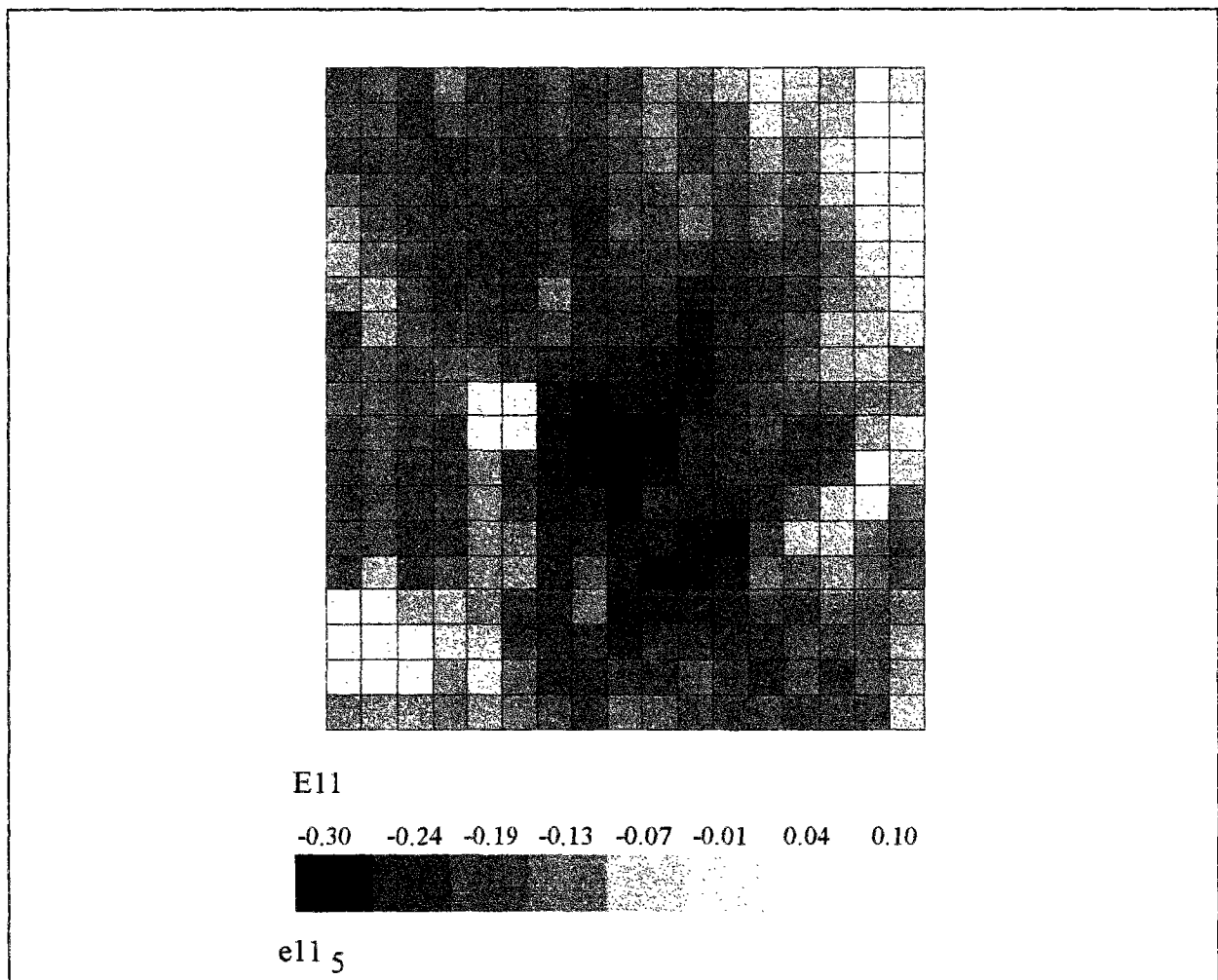


Figure III.37: variations de E_{11} à l'étape 5

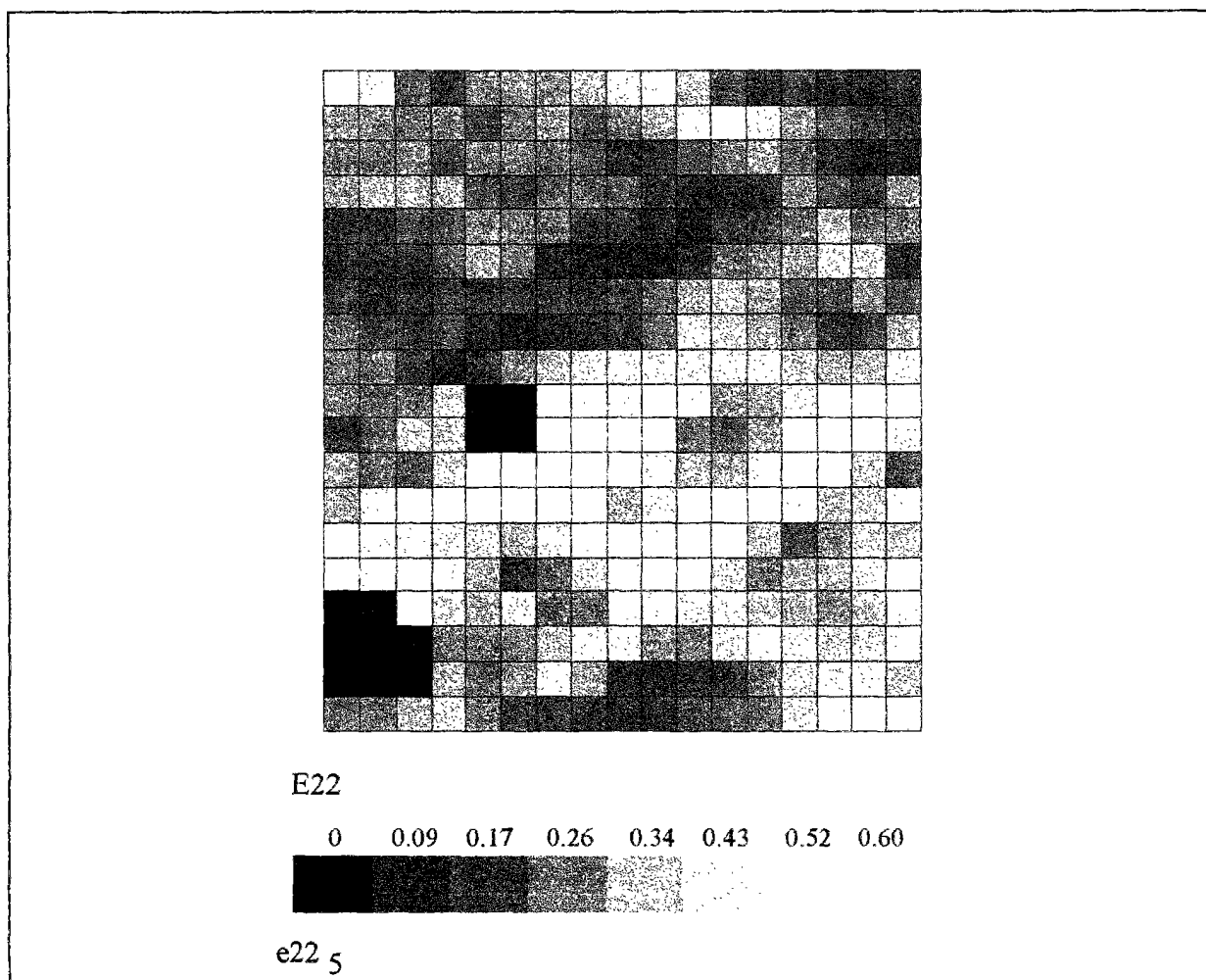


Figure III.38: variations de E_{22} à l'étape 5

Remarque: les zones en noir ne sont pas à prendre en compte (points indéterminés)

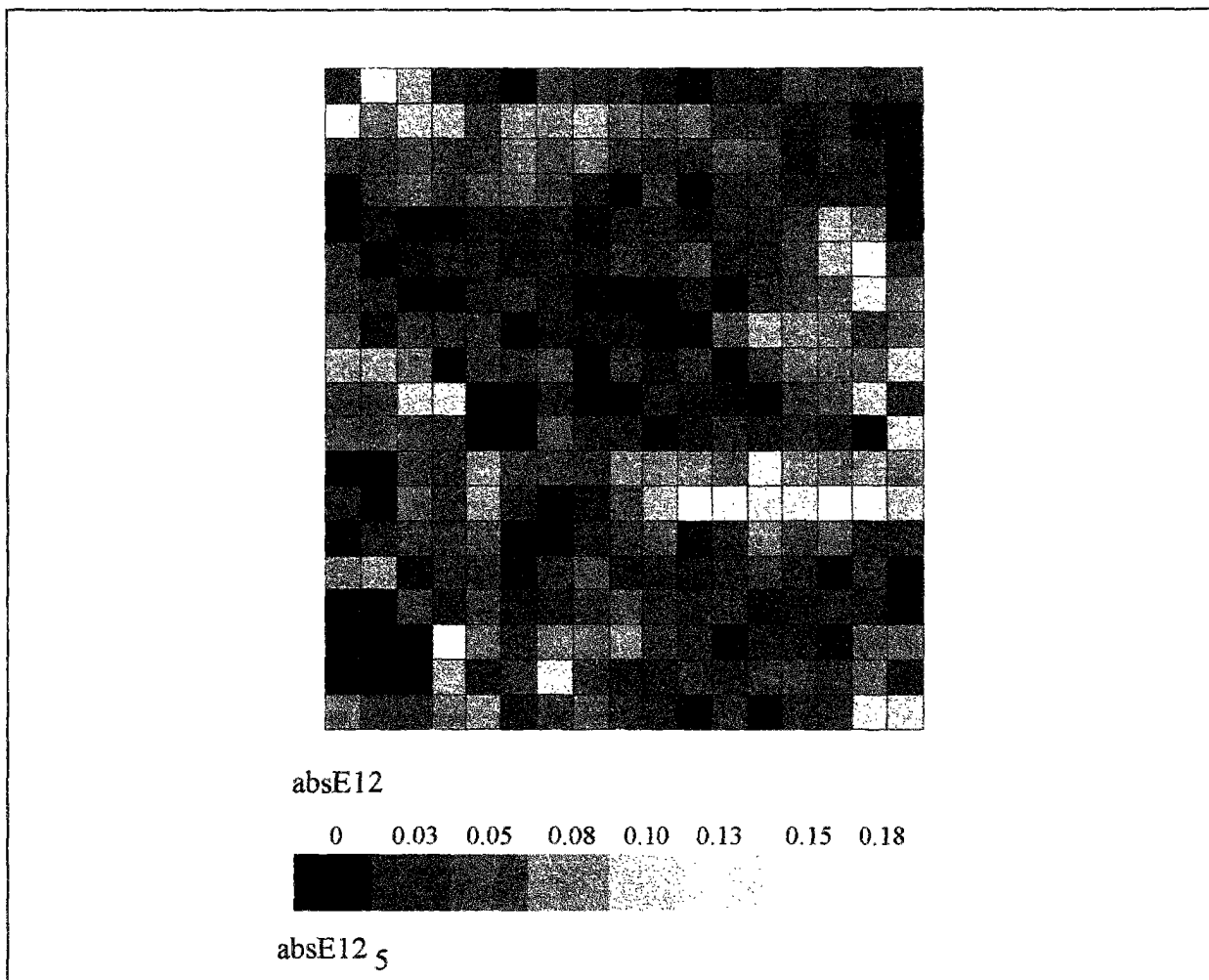


Figure III.39: variations de E_{12} , en valeur absolue, à l'étape 5

Ces hétérogénéités de déformation ne mettent pas en évidence des effets propres aux joints de grains. En effet, il n'est pas possible de distinguer le centre de la périphérie du grain. Les hétérogénéités observées (deux zones plus ou moins déformées) ne semblent pas être liées à la position des joints.

Aucune corrélation évidente n'a été trouvée entre tous ces types d'hétérogénéités.

Afin de voir si ces mesures d'orientations cristallines n'étaient pas aberrantes ou non représentatives de l'ensemble du grain, nous avons effectué un plus grand nombre de points d'analyse EBSD dans deux grains (86L: 11 points et 96L: 38 points), à 32% de déformation. En fait, la dispersion est encore plus forte: 10° pour le grain 86 et 20° pour le grain 96 (figure III.40).

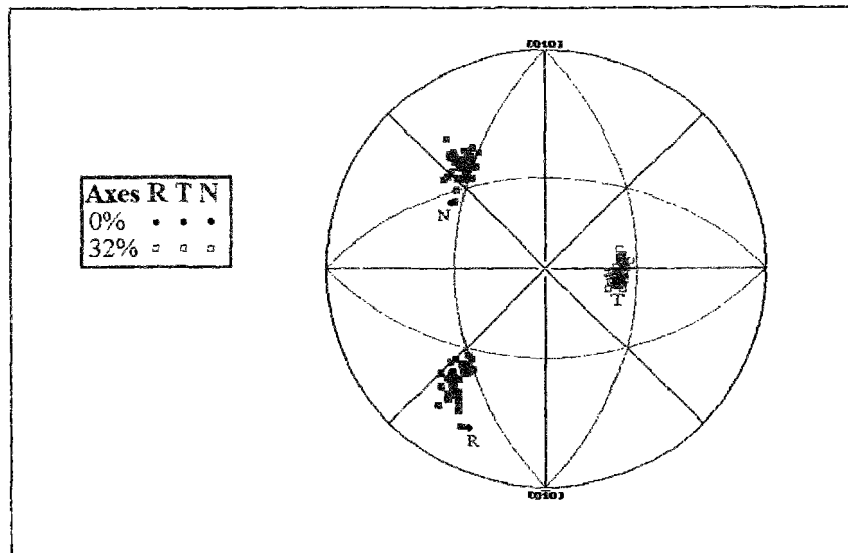


Figure III.40: figure de pôles inverse du grain 96 à 0 et 32% de déformation

Mais les points semblent surtout se différencier par leur amplitude et non par leur chemin de rotation.

Une hétérogénéité intragranulaire existe donc aussi bien en déformation qu'en orientation cristalline. Mais, là encore, il ne semble pas possible de différencier le comportement près des joints et au coeur du grain.

III.3 SYNTHÈSE DES RESULTATS

Nous avons étudié un matériau à petite taille de grains, faiblement texturé au départ. Initialement, celui-ci peut donc être considéré comme un milieu désordonné.

Les expériences ont mis en évidence de fortes hétérogénéités de déformation plastique intergranulaires et intragranulaires, s'accroissant avec la déformation, sans corrélation évidente avec la présence des joints. A l'échelle de plusieurs grains, ces hétérogénéités s'ordonnent en bandes alternées diffuses à fort et à faible gradient de déformation (b^+ et b^-), orientées à $\pm 45^\circ$ de l'axe de traction. La largeur des bandes b^+ évolue peu avec la déformation, mais l'amplitude de déformation croît plus vite dans les b^+ que dans les b^- . Le cisaillement, négligeable au départ, peut devenir assez important à la dernière étape de déformation. Il faut noter que ces zones à fort cisaillement ne correspondent pas toujours aux bandes observées. On obtient donc un matériau biphasé (b^+ , b^-) plus ou moins ordonné, où les joints ne paraissent plus jouer de rôle. Les bandes b^+ , qui traversent plusieurs grains, semblent correspondre à des bandes de glissement cristallographique intenses. Les hétérogénéités intragranulaires observées peuvent être liées au passage de ces bandes.

Les mesures d'orientations cristallines, faites au cours de la déformation, dans les bandes b^+ , montrent que les grains ou portions de grain tendent à aligner des plans de glissement entre eux. Leur axe de traction est à l'étape finale en position de glissement double stable.

La composante W_{12} de la rotation totale est nulle en moyenne mais présente localement des fluctuations qui semblent correspondre aux mêmes bandes b^+ et b^-).

Le passage d'une bande b^+ à une bande b^- se fait progressivement, car on observe des gradients et non pas des discontinuités importantes de déformation.

Les grains, dont l'axe de traction se situe à l'intérieur du triangle stéréographique, présentent généralement une rotation cristalline proche de celle d'un monocristal de même orientation. En revanche, lorsque leur axe de traction est proche d'un des côtés du triangle, leur comportement est plus aléatoire.

Si, initialement, l'axe de traction est exactement sur l'axe stable, sa rotation est nulle. En revanche, un léger écart à cet axe stable conduit à de "l'overshoot".

Nous utiliserons, dans le chapitre suivant, les valeurs des composantes de la déformation déterminées à partir des grilles ainsi que les mesures d'orientations cristallines pour tenter de caractériser les systèmes de glissement actifs localement. De plus, nous comparerons les chemins de rotation cristalline expérimentaux des différents grains à ceux obtenus par différentes simulations.

CHAPITRE IV

Résultats numériques

IV.1 INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que, grâce aux techniques utilisées, la détermination de l'évolution de la déformation plastique et de la rotation de réseau, à l'échelle du grain, (voire de l'élément de la grille), était possible.

L'objectif est maintenant de montrer ce que peuvent apporter ces données:

- au niveau de la détermination des systèmes de glissement susceptibles d'être actifs
- en les confrontant aux résultats obtenus par différents modèles

IV.2 DETERMINATION DES SYSTEMES DE GLISSEMENT ACTIFS

Cette étude va servir à valider les calculs en vitesse effectués, en confrontant les mesures de déformation et de rotation cristalline. Elle va aussi permettre de montrer qu'il est possible de déterminer les combinaisons de systèmes actifs, à partir des données expérimentales obtenues.

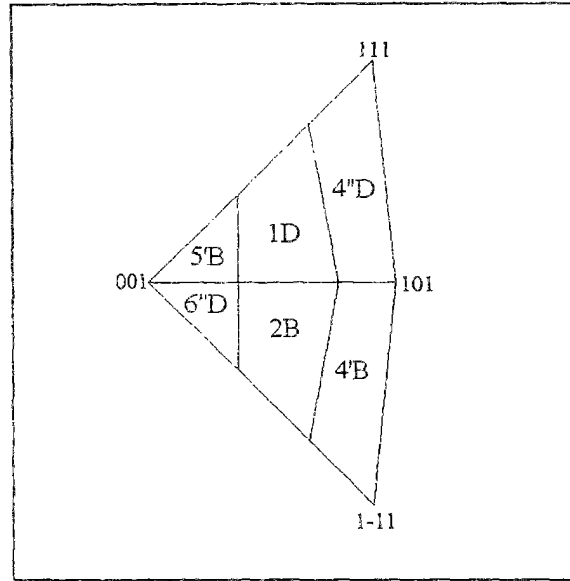
Seules les composantes de la vitesse de déformation D_{11} , D_{22} et D_{12} entreront dans nos calculs car ce sont les moins entachées d'erreur (voir l'étude cinématique du chapitre II). Dans ce cas, des combinaisons de trois systèmes de glissement uniquement peuvent être obtenues.

Nous avons donc déterminé, à partir de ces composantes moyennées sur un grain, les trois systèmes de glissement et leur vitesse de glissement $\dot{\gamma}$ respective, donnant une vitesse de rotation plastique W_{12}^P proche de l'opposée de la vitesse de rotation de réseau calculée, à partir

des mesures EBSD (nous avons choisi W_{12}^P , composante la plus précise de W^P).

La rotation totale est localement faible mais généralement différente de zéro. Moyennée sur un grain, elle est négligeable.

Nous avons pris comme dénomination des systèmes de glissement, la notation de Schmid et Boas (tableau I.1). L'axe de traction des grains étudiés est toujours remplacé dans un des deux triangles standards. Nous rappelons, sur la figure IV.1, les systèmes de glissement principaux entrant en jeu, dans ce cas, ainsi que leur domaine d'activation, dans l'hypothèse où les cisssions critiques réduites sont identiques sur tous les systèmes:



N°	m	n	système	N°	m	n	système
7	111	0-11	2B	31	-1-1-1	0-11	2B
11	111	-12-1	4'Bf	35	-1-1-1	-12-1	4'Bd
12	111	-1-12	5'Bf	36	-1-1-1	-1-12	5'Bd
19	1-11	011	1D	43	-11-1	011	1D
23	1-11	-1-2-1	4''Df	47	-11-1	-1-2-1	4''Dd
24	1-11	-112	6''Df	48	-11-1	-112	6''Dd

Figure IV.1: domaines d'activation, proposés par Franciosi [4], et dénomination des systèmes de glissement dans les deux triangles standards, dans le cas de cisssions critiques identiques.

On donne pour quelques grains, les systèmes les plus chargés, les combinaisons trouvées, les vitesses de glissement, les cisssions et les traces de ces systèmes, la vitesse de rotation plastique correspondante, la vitesse de rotation élastique, ainsi que les traces observées expérimentalement, à différentes étapes de déformation. Les figures de pôles inverses expérimentales de ces grains sont aussi représentées.

Nous avons, tout d'abord, étudié quelques grains, dont le trajet de rotation nous semblait conforme à celui d'un monocristal (tableau IV.1 et figure IV.2).

On retrouve des vitesses de rotation plastique et cristalline du même ordre de grandeur. Au niveau des systèmes de glissement, on remarque, qu'en général, le système primaire reste le plus actif et que, de plus, il est de plus en plus chargé, au cours de la déformation. Son facteur de Schmid reste d'ailleurs constant.

On observe des écarts entre les traces correspondantes aux systèmes trouvés et celles observées expérimentalement.

Nous avons également regardé certains grains présentant un trajet atypique:

Grains présentant de l'overshoot (voir tableau IV.2 et figure IV.3)

Les combinaisons, pour lesquelles on a bien $W^e \approx W^p$, correspondent à des niveaux d'énergie plus élevées. Dans ce cas, un système, qui n'est pas forcément le plus chargé, prédomine et reste actif tout au long de la déformation alors que son facteur de Schmid diminue.

Grains ayant une rotation inverse à celle attendue (voir tableau IV.3 et figure IV.4)

L'étude montre que le système le plus chargé ne fait pas partie des combinaisons retenues. Dans ce cas, on peut se demander si le grain est effectivement en traction simple. Mis à part les grains 43L et 28L, les résultats ne sont pas exploitables. Cela peut s'expliquer par le fait que la rotation est trop faible, entre deux étapes, d'où une mauvaise précision au niveau expérimental.

Grain-systèmes les plus chargés initialement	états	systèmes les plus chargés	Combinaison possibles	$\dot{\gamma}^*$	$\Sigma \dot{\gamma}^*$	cissions des systèmes retenus	W_{12}^p *	W_{12}^e *	traces des systèmes	traces observées
6: 2B	1-2	2B	2B, 6"Df	6, 4	13	0.48, 0.4	2	-2.2	55, 59°	
	2-3	2B	2B, 4D	8, 4	12	0.48, 0.3	4.6	-4	55, 25°	
	3-4	2B	2B, 6"Df	12, 7	19	0.49, 0.4	6	-7	50, 56°	55, -40°
25: 2B	1-2	2B	2B, 4D	12, 4	18	0.49, 0.3	7	-8.8	50, 27°	
	2-3	2B, 4'Bd	2B	7	14	0.49	5	-6.5	48°	
	3-4	2B, 4'Bd	2B	17	19	0.49	7.8	-5.1	45°	
51: 4'Bd	4-5	2B, 4'Bd	2B	12	19	0.48	5	-4.1	44°	-30, 50°
	1-2	4'Bd	?					7.9		
	2-3	4'Bd	4'Bd, 3Ad	11, 1	13	0.5, 0	-5	4.7	42, 85°	
52: 4"Dd	3-4	4'Bd, 2B, 4"Dd	4'Bd	16	18	0.49	-8	8	-42°	40, -35°
	1-2	4"Dd, 1D	?					-1.4		
	2-3	4"Dd, 1D	?					-0.3		
68: 2B	3-4	4"Dd, 1D, 4'Bd	4"Dd, 2B, 2A	13, 2, 2	18	0.48, 0.4, 0	6.1	-5.7	36, -48, -37°	
	4-5	4'Bd, 2B	1D	9	11.5	0.45	3.7	-4.2	34°	-40, 35°
	1-2	2B, 4'Bd	4'Bd, 5C	8, 5	13	0.46, 0.2	-1.5	1.9	-78, -38°	
	2-3	2B, 4'Bd	3"Cf, 2B	6, 5	13	0, 0.48	0.1	-0.1	-5, 67°	
	3-4	2B, 4'Bd	4'Bd	9	16	0.47	-2.4	3.6	-70°	
	4-5	2B	4'Bd, 5C	7, 7	15.5	0.46, 0.1	-1.7	1.5	-66, -30°	-70, 60°

Tableau IV.1: résultats obtenus à différentes étapes (essai L)

*Toutes les vitesses sont exprimées en $10^{-4} s^{-1}$

Grain+systemes les plus chargés initialement	états	systemes les plus chargés	Combinaisons possibles	$\dot{\gamma}^*$	$\Sigma \dot{\gamma}^*$	cissions des systemes retenus	W_{12}^P *	W_{12}^e *	traces des systemes	traces observées
7T: 4'Bd	3-4	4"Dd	2B	13	18,7	0,4	5,1	-4,8	44,8°	
	4-5	4"Dd	2B, 6"Df, 3A	11,5, 2	18,5	0,4, 0,3, 0	2,7	-2,1	42,-30, 84°	-40,35°
19T: 2B	4-5	1D, 2B	2B, 1D	15,8	25,2	0,48, 0,49	-6,5	6,6	-37,61°	-45,45°
24L: 2B	1-2	1D, 2B	2B	9	11	0,49	3,2	-3,6	44°	
	2-3	1D, 2B	?					-5,5		
	3-4	1D, 2B, 5'Bf	2B, 4"Dd, 2A	13, 4, 4	20	0,49, 0,4, 0,2	4	-5,9	46, -52, 46°	-35, 55°
29T: 1D, 4"Dd	3-4	1D, 4"Dd	4"Dd, 4'Bd	10, 6	16	0,47, 0,4	-1,8	1,5	-50,38°	
	4-5	2B, 4'Bd	4"Dd, 4'Bd	15,4	19,5	0,4, 0,47	-4,8	4,6	-46,42°	40,-40°
76L: 1D, 4"Dd	3-4	4'Bd, 2B	1D, 4'Bd, 3A	11, 5, 5	21,4	0,4, 0,49, 0	6,1	-6,6	28, -47, 88°	
	4-5	4'Bd, 2B	1D, 2'Af, 5B	9, 5,3	17,5	0,4, 0, 0,4	-3,2	-4,4	25, 77,-34°	30, -25°

Tableau IV.2: résultats obtenus à différentes étapes, pour des grains présentant de "l'overshoot"

*Toutes les vitesses sont exprimées en $10^{-4} \cdot s^{-1}$

Grain+systemes les plus chargés initialement	états	systemes les plus chargés	Combinaisons possibles	$\dot{\gamma}^*$	$\Sigma \dot{\gamma}^*$	cissions des systemes retenus	$W_{12}^p *$ calculée	$W_{12}^e *$	traces	traces observées
28L	1-2	4'Bd	1D, 1C	11, 7	21	0.4, 0	4.4	-4	39, 39°	
	2-3	4'Bd, 2B	1D, 5'Bf, 3C	10, 5, 4	19	0.4, 0.3, 0.1	3	-3.3	39, -31, 79°	
			4''Dd, 5'Bf, 1'Cd	7, 6, 6	20	0.4, 0.3, 0.1	3.3		27, -31, -87°	
			3C, 5B, 6D	7, 7, 5	20	0.1, 0.4, 0.3	3.5		39, 79, 19°	
	3-4	4'Bd, 2B	1D, 3C, 4'Bd	16, 10, 6	32	0.4, 0.2, 0.5	6.8	-6.4	39, 79, -50°	40, -40°
43L	1-2	2B	1D	21	[24-27]	0.4	[-0.2; 1]	0.4	86°	
	2-3	2B	6''Df	[15; 18]	[21; 23]	0.4	[2.8; 3.7]	-2.6	49°	
			1D, 4D, 2A	12, 8, 3	23	0.4, 0.3, 0.1	2.8	-2.6	-81, 22, 56°	
	3-4	2B	6''Df, 5B	14, 11	26	0.4, 0.3	3	3.5	46, -55°	
	4-5	2B, 4'Bd	5B, 4D	9, 5	[14; 15]	0.3, 0.2	[1.3; 2.6]	-2.4	-55, 17°	50, -50°
			6''Df, 5B	8, 3	14	0.3, 0.3	1.3	-2.4	34, -55°	

Tableau IV.3: résultats obtenus entre les étapes 3 et 4 de l'essai L, pour des grains allant en sens inverse

*Toutes les vitesses sont exprimées en 10^{-4} s^{-1}

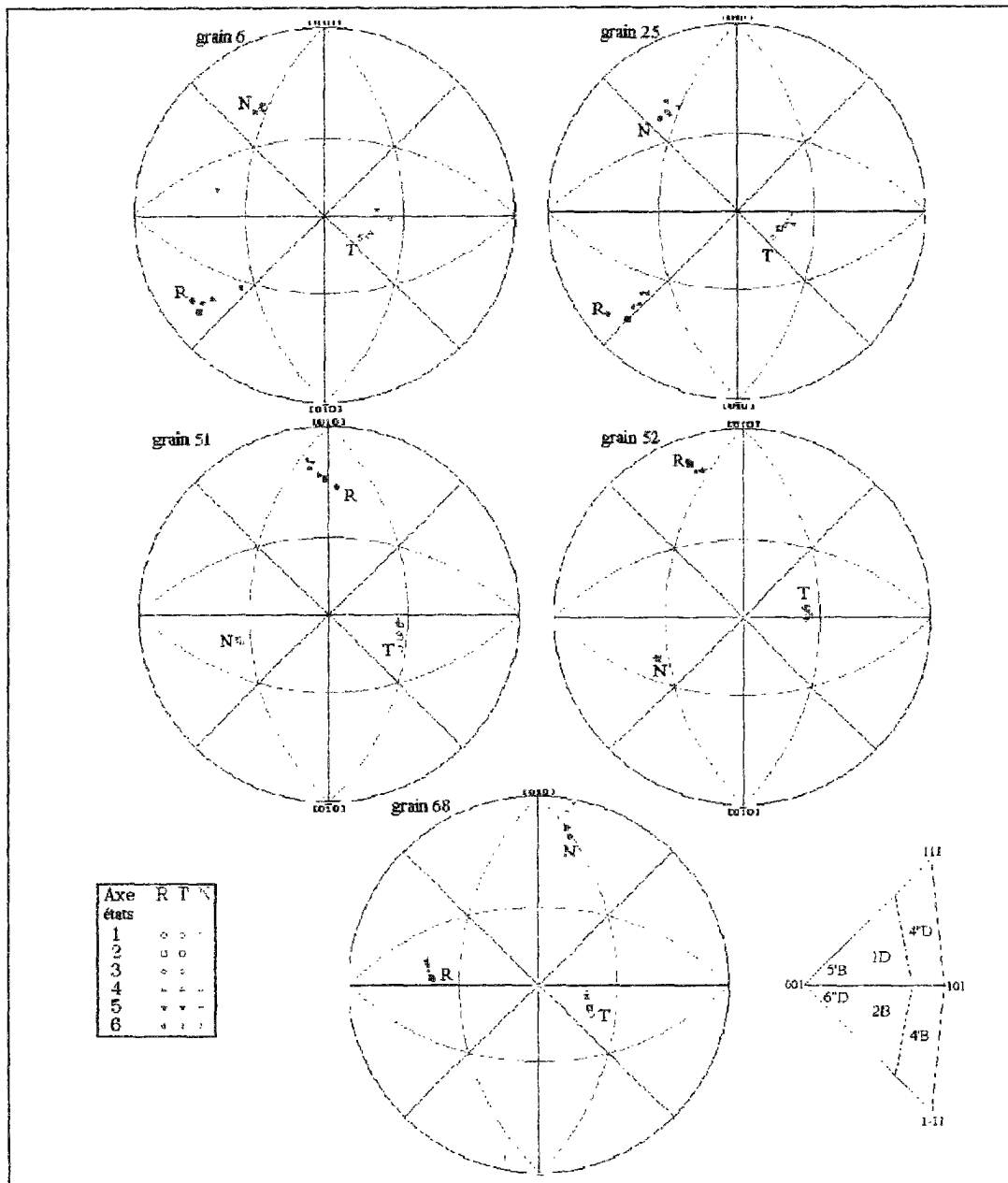


Figure IV.2: figures de pôles inverses des grains du tableau IV.1 (essai L)

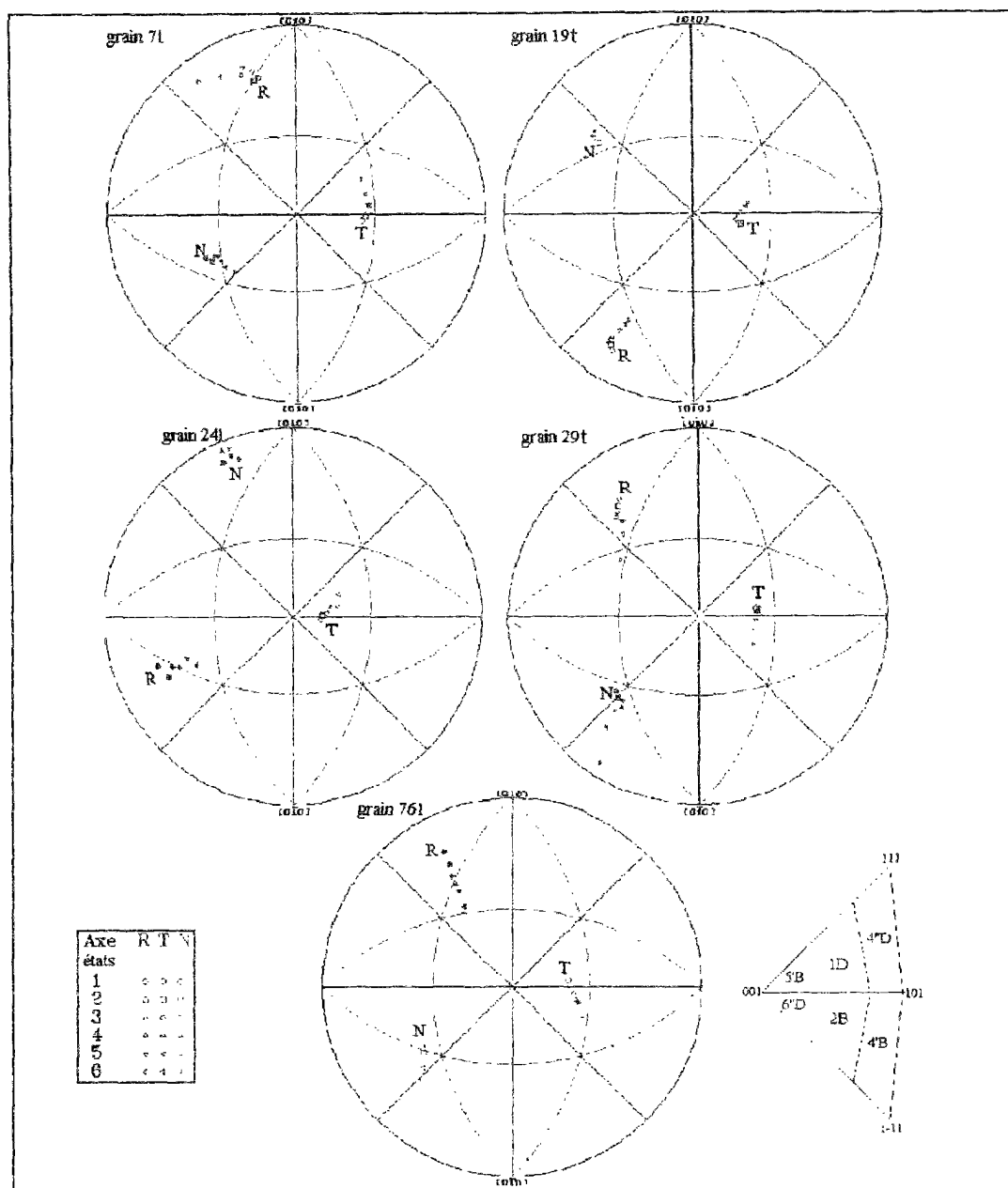


Figure IV.3: figures de pôles inverses des grains du tableau IV.2

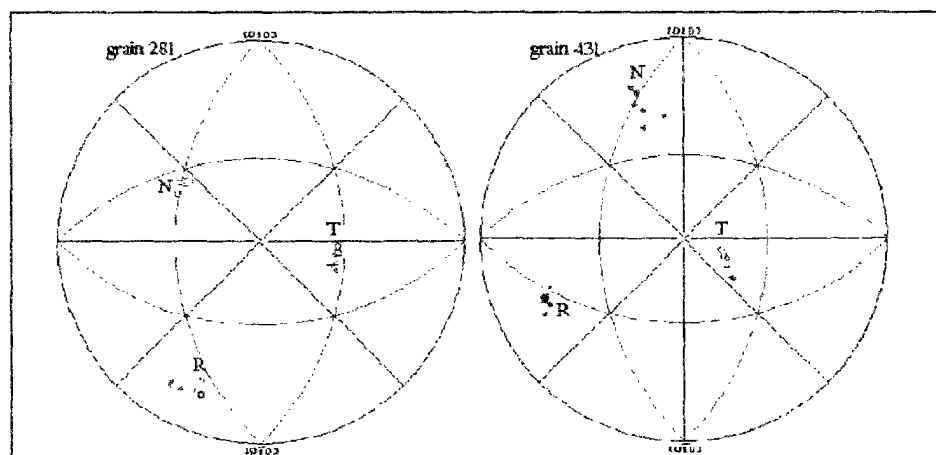


Figure IV.4: figures de pôles inverses des grains du tableau IV.3

IV.3 RESULTATS DES SIMULATIONS

Il s'agit ici d'analyser, à l'échelle du grain, les mécanismes de déformation plastique des grains ainsi que la nature de l'écrouissage et de tenter de définir le degré d'interaction entre les grains. Pour cela, nous allons comparer les champs de rotation de réseau et de déformation plastique, moyennés sur chaque grain, avec les prévisions de différents modèles polycristallins.

IV.3.1 Présentation des modèles

Les modèles utilisés sont:

- le modèle de Taylor, dans lequel la déformation de chaque grain est supposée égale à la déformation macroscopique imposée. Les interactions entre grains sont donc nulles. Cinq systèmes de glissement sont nécessaires pour assurer les conditions de compatibilité.

- les modèles autocohérents où le grain est en interaction avec un milieu homogène équivalent (MHE). Ce type de modèle sous-entend des interactions faibles. Deux modèles, tous deux basés sur la solution du problème d'Eshelby, ont été testés:

- 1- le modèle élastoplastique où la loi de comportement présente un seuil d'activité des systèmes de glissement. En général, moins de cinq systèmes de glissement sont nécessaires pour que le grain soit compatible avec le MHE.

- 2- le modèle élastoviscoplastique où la loi de comportement, sans seuil, autorise l'activation de tous les systèmes de glissement dans les grains.

Il est clair que ces modèles sous estiment les interactions entre grains donc les hétérogénéités intergranulaires. D'autre part, ils prévoient le même comportement pour des grains de même orientation cristalline initiale. Il faudrait, pour être rigoureux, comparer les prévisions des modèles avec le comportement moyen de ces grains. Malheureusement, notre statistique n'est pas suffisante pour faire un calcul de moyenne raisonnable.

IV.3.2 Ecrouissage intracristallin

Nous avons représenté l'écrouissage du grain est représenté par une matrice anisotrope symétrique de dimension 24x24.

Les termes représentant l'autoécrouissage et l'écrouissage sur les systèmes colinéaires sont pris égaux à h et les termes représentant l'écrouissage latent à qh , avec:

$$h = A / (\tau - \tau_0)^n$$

$$\tau_0 = 97.5 \text{ MPa}, A = 6500 \text{ MPa}, n = 1.8$$

τ_0 correspond à la cission réduite d'un monocristal multipliée par un facteur 0.5. Ceci permet de prendre en compte l'effet de taille du grain du polycristal.

τ est la moyenne des cissions critiques des deux systèmes considérés, au pas de déformation étudié.

Les autres coefficients ont été identifiés par X. Lemoine à l'aide de la courbe de traction expérimentale que nous lui avons donnée.

Nous avons utilisé cette loi avec q variant de 1.1 à 10 pour le modèle de Taylor et $q=1.1$ pour les modèles autocohérents.

τ variant peu, au cours de l'écoulement plastique, dans le domaine de déformation étudié, nous avons pris, pour le modèle de Taylor, l'expression $A/(\tau-\tau_0)$ constante et égale à 14.

En ce qui concerne les systèmes de glissement, nous n'avons pas tenu compte du sens facile ou difficile des systèmes $\{112\}$ mais nous avons considéré 36 systèmes de glissement (48, en fait, pour des raisons numériques), indépendants les uns des autres.

Remarque: Il est à noter que, quel que soit le modèle utilisé, les résultats de l'essai T sont moins bons. Ceux-ci sont exposés dans les annexes N° G2, G4, I2 et J.

IV.3.3 Modèle de Taylor

Nous avons utilisé le modèle "Full Constraint", plus adapté à un matériau composé de grains équiaxes, déformés de moins de 30%. Nous avons examiné la réponse du modèle sans et avec écrouissage. Nous rappelons que les grandes lignes du calcul sont:

- *entrée:*

→ des données EBSD, sous forme de matrice de passage B donnant l'orientation des axes microscopiques $[100]$, $[010]$ et $[001]$ en fonction des axes macroscopiques (R, T, N) , à l'instant t ,

→ du gradient vitesse de la transformation imposé, dans le repère macroscopique: $L^{mac}=D^{mac}+W^{mac}$ avec $W^{mac}=0$, pour un essai de traction.

- calcul de D imposé dans le repère cristallographique: $D^{mic}=B^T.D^{mac}.B$

- hypothèse de Taylor: $D_{pgrain} = D_{mic}$ (on néglige la déformation élastique) avec:
 $D_{ij}^p = \frac{1}{2} \sum_k \dot{\gamma}^k \left[m_i^{(k)} n_j^{(k)} + m_j^{(k)} n_i^{(k)} \right]$, où les $m_i^{(k)}$ et $n_i^{(k)}$ correspondent aux coordonnées des normales aux plans de glissement et des directions de glissement des systèmes actifs k , à l'instant t .

On obtient donc cinq équations à résoudre en $\dot{\gamma}^k$.

Parmi les combinaisons des cinq systèmes répondant au problème, on prend celle telle que l'expression $\sum_{22} D_{22} = \sum_k \tau_c^k |\dot{\gamma}^k|$ soit minimale.

Etude sans écrouissage:

La cisssion critique τ_c étant supposée identique sur tous les systèmes de glissement, c'est en fait $\sum_k |\dot{\gamma}^k|$ qui est minimisée.

Sachant que les différentes combinaisons minimales ne diffèrent que par la nature de deux systèmes peu actifs, nous avons déterminé par la méthode du simplexe la première combinaison où l'expression $\sum_k |\dot{\gamma}^k|$ est minimale.

Ceci nous permet alors de calculer W^p et W^e (avec $W^e = -W^p$) puis la nouvelle matrice de passage B^{new} , avec: $B^{new} = B(I + W^e)$.

Etude avec écrouissage:

$\sum_{22} D_{22} = \sum_k \tau_c^k |\dot{\gamma}^k|$, où τ_c^k est la cisssion critique sur le système k , avec:

$$\tau_c^k = \tau_{oc} + \sum_l h^{kl} \gamma^l$$

C'est donc l'expression $\sum_k \tau_c^k |\dot{\gamma}^k|$ qui va, dans ce cas, être minimisée.

a) Résultats pour l'essai L

Etude sans écrouissage (simulation jusqu'à 23%)

Les mesures par microgrilles mettent en évidence des signes précurseurs à la striction dès 17% de déformation macroscopique. Afin d'en tenir compte, la vitesse de déformation "macroscopique" injectée dans le modèle correspond à la vitesse moyenne (D_{11} , D_{22} et D_{33})

mesurée sur la grille contenant les grains étudiés. Les résultats obtenus sur les 76 grains sont exposés dans l'annexe G1.

Il en ressort que 18 grains* seulement ont la rotation de leurs trois axes bien simulée (à environ 5° près) comprenant:

- 12 grains dont l'axe de traction se situe au centre du triangle standard sur 35,
- 4 des grains proches de la zone $[001][111]$ sur 18,
- aucun grain proche de la zone $[001][101]$.

*14 autres grains pour une simulation, à environ 15° près.

Modifications des hypothèses de Taylor:

Pour certains grains, nous avons utilisé le programme de calcul, en imposant, à la première étape, comme champ de vitesse, la vitesse de déformation moyenne du grain mesurée (voire celle de l'élément où a été faite la mesure EBSD).

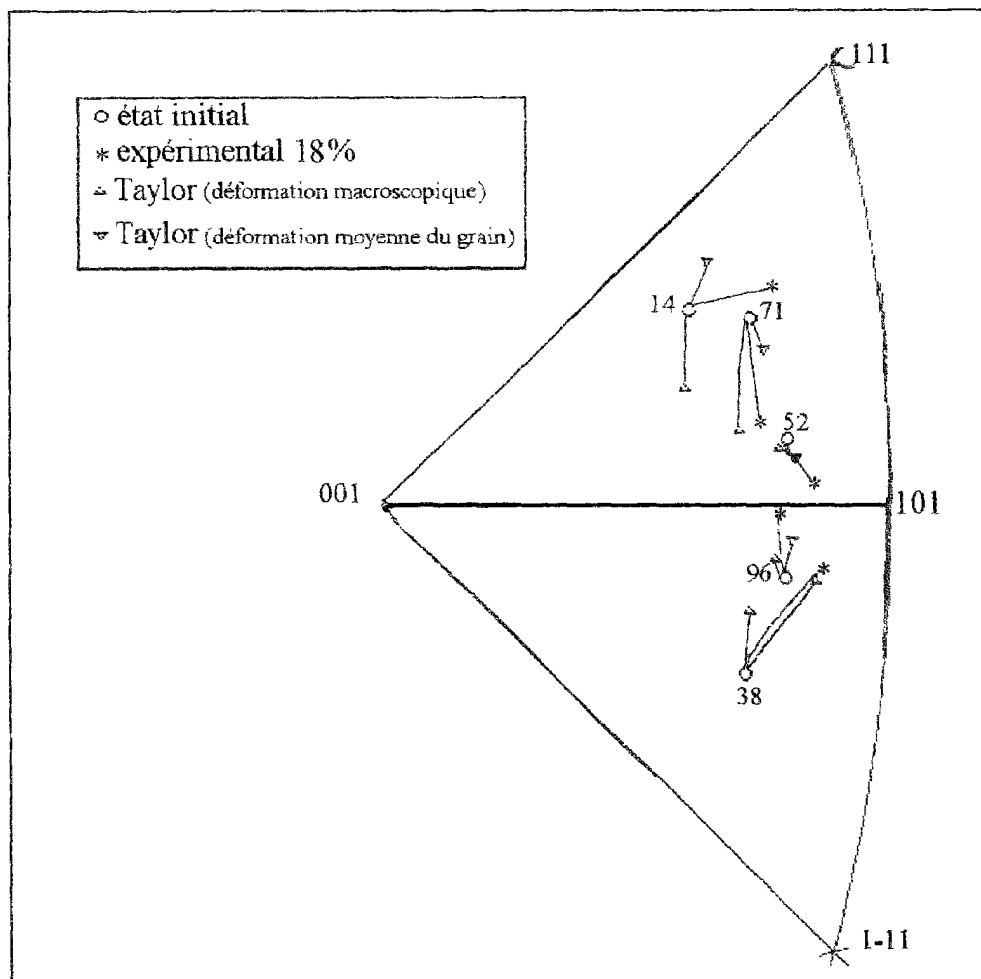


Figure IV.5a: représentation, pour quelques grains, de l'évolution des axes de traction, situés au centre du triangle standard

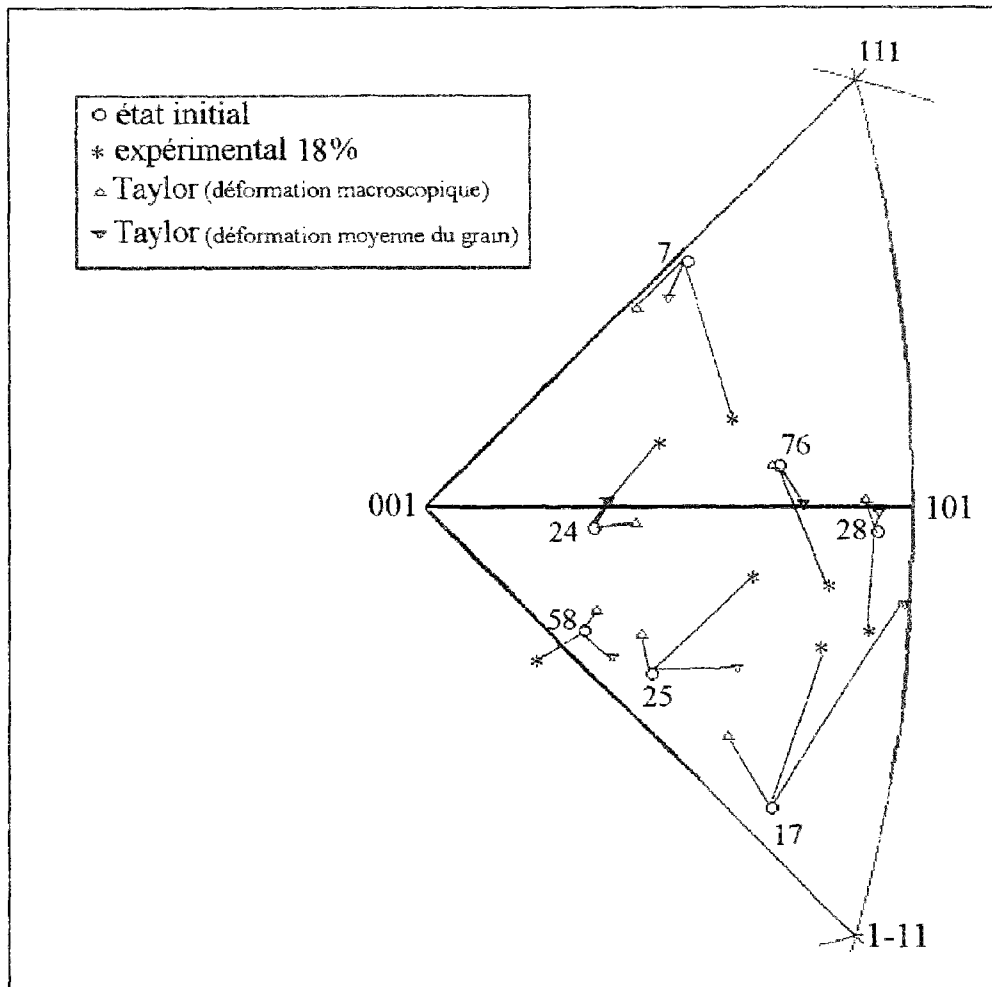


Figure IV.5b: représentation, pour quelques grains, de l'évolution des axes de traction, proches de position de symétrie

On constate, comme le montrent les figures IV.5a et IV.5b, que la prévision du sens et de l'amplitude de la rotation cristalline est souvent améliorée (exceptés les grains 14, 25, 28 et 58):

- pour les grains en glissement simple, le sens et l'amplitude sont, en général, bien simulés,
- pour les grains proches d'une position de symétrie, l'amplitude est plus faible que celle mesurée et la direction de rotation n'est pas toujours retrouvée.

Pour ces derniers, la combinaison réelle n'est, de toute évidence, pas celle correspondant à l'énergie minimale. Il est possible que la prise en compte de l'écrouissage donne un choix différent de systèmes actifs et améliore ainsi les résultats simulés.

Etude avec écrouissage (simulation jusqu'à 19%)

Nous avons utilisé la matrice d'écrouissage indiquée plus haut, mais en prenant q égal à 1.1, 1.3, 2 et 10.

Les résultats sont améliorés par rapport à ceux donnés par le modèle sans écrouissage (voir annexe G.3). En revanche, nous avons constaté que les différences entre faible ($q=1.1$) et fort ($q=10$) écrouissage latent sont négligeables. Les améliorations concernent surtout les grains en position de glissement multiple (6L, 24L, 56L, et 91L). Dans le cas des grains 24L et 56L, on obtient un léger "overshoot", faible, toutefois, par rapport aux valeurs expérimentales. Des exemples montrant l'évolution des trois axes R, T, N sont donnés figures IV.6, IV.7 et IV.8.

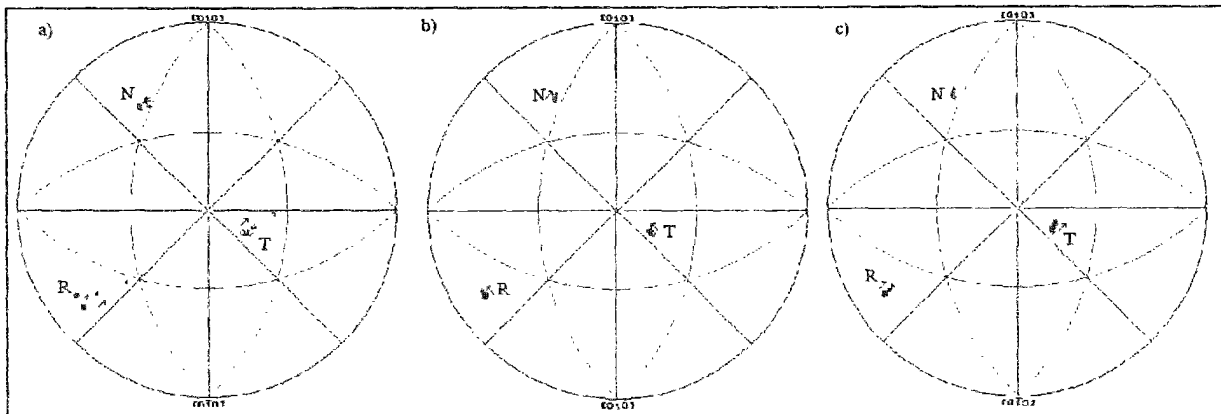


Figure IV.6: rotation de réseau du grain 6L, au cours de la déformation, obtenue expérimentalement (a), par Taylor, sans (b) et avec (c) écrouissage

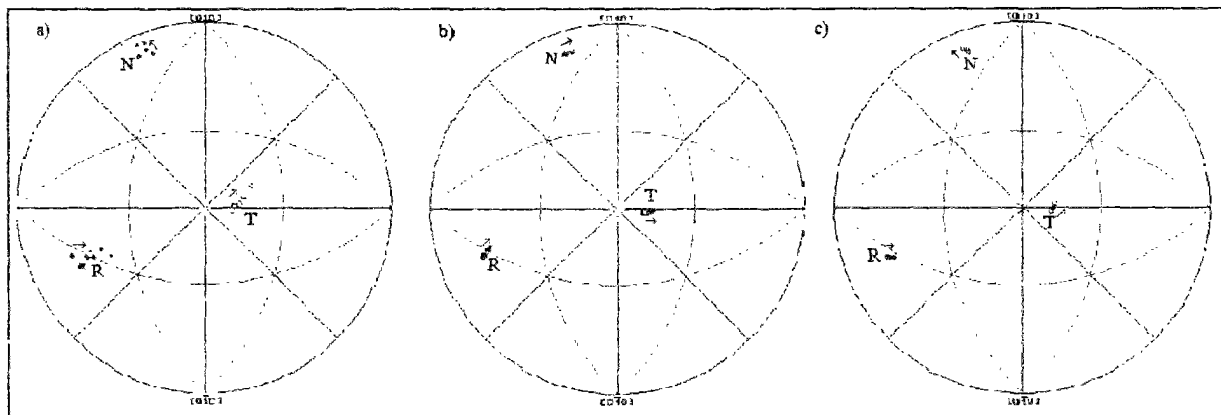


Figure IV.7: rotation de réseau du grain 24L, au cours de la déformation, obtenue expérimentalement (a), par Taylor, sans (b) et avec (c) écrouissage

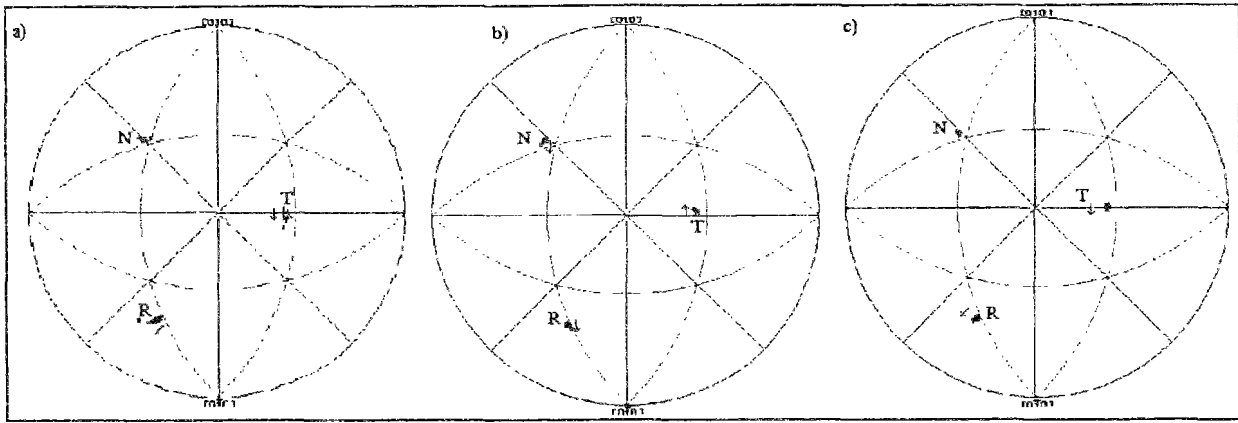


Figure IV.8: rotation de réseau du grain 56L, au cours de la déformation, obtenue expérimentalement (a), par Taylor, sans (b) et avec (c) écrouissage

Etude des systèmes de glissement trouvés

Nous avons regardé quels étaient les systèmes retenus par le modèle de Taylor, avec ou sans écrouissage, pour des grains dont la rotation cristalline était assez bien simulée, afin de les comparer à ceux que nous avons déterminés par les calculs exposés précédemment (tableau IV.4 et figure IV.9).

On remarque, qu'en général, on retrouve les mêmes systèmes principaux. On note aussi que l'écrouissage améliore les résultats, pour les grains 6 et 24.

Grain	systèmes les plus chargés	Combinaisons possibles	$\dot{\gamma}$	Taylor (simul+systèmes*)	Taylor + écrouissage
6	2B	2B, 6"Df	12, 7	non, 1'Cd, 2B, 1D	oui, 2B, 5C, 1D
24	1D, 2B, 5'Bf	2B, 2A, 4"Dd	13, 4, 4	non, 1D, 2B	oui, 2B
51	4'Bd, 2B, 4"Dd	4'Bd	16	oui, 4'Bd	-
52	4"Dd, 1D, 4'Bd	4"Dd, 2A, 2B	13, 2, 2	oui, 4"Dd, 5C, 1D	-
68	2B, 4'Bd	4'Bd	9	oui, 4'Bd, 6D	-

Tableau IV.4 résultats obtenus entre les étapes 3 et 4 de l'essai L

* systèmes prépondérants

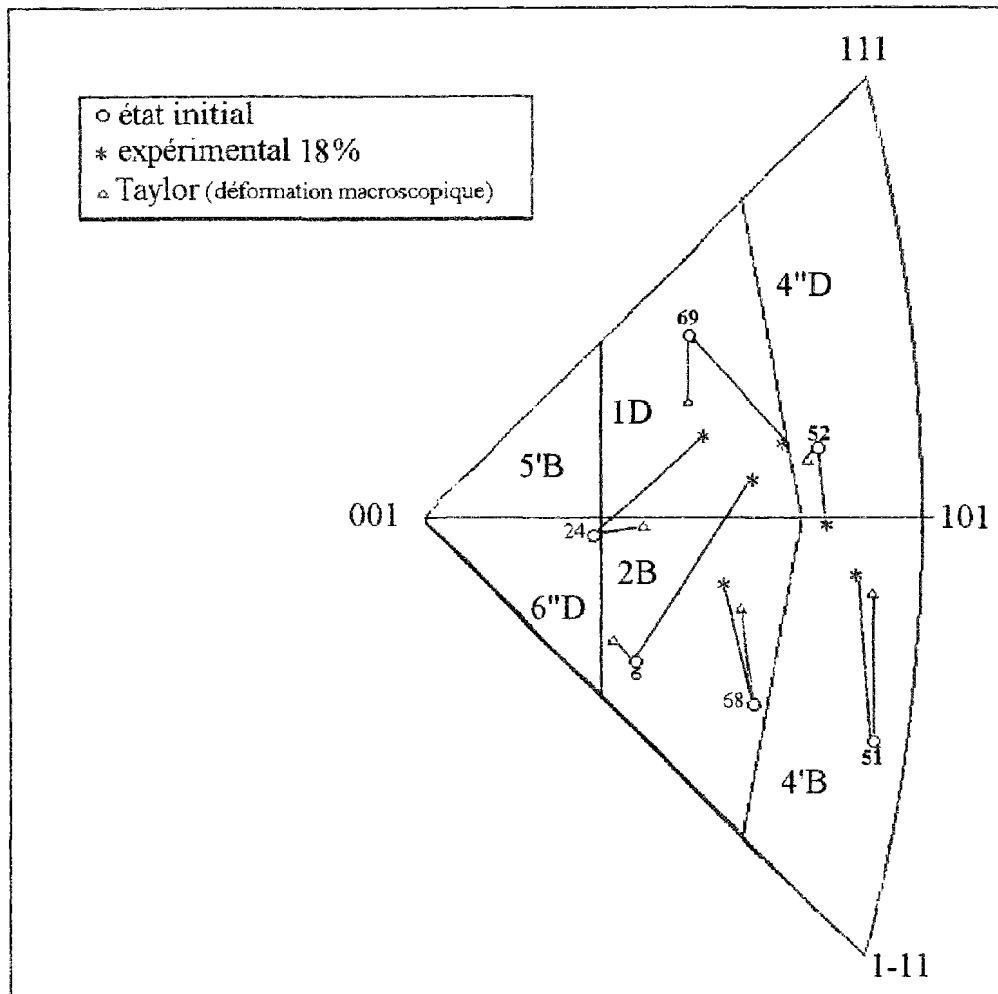


Figure IV.9: évolution expérimentale et simulée des axes de traction des grains étudiés dans le tableau IV.4 et domaines d'activation des systèmes de glissement [4]

b) résultats de l'essai T

La simulation est moins bonne que pour l'essai L. La prise en compte de la déformation moyenne des grains ou de l'écroutissage n'améliore guère les résultats. Ceux-ci sont exposés plus amplement en annexes N° G2 et G4.

c) Discussion

Nous avons retrouvé les résultats classiques: parmi les cinq systèmes de glissement prévus par le modèle de Taylor, il y en a toujours trois qui prédominent tout au long de la déformation. A faible déformation, le système majoritaire est celui qui présente la plus grande cission réduite (dans l'hypothèse du grain en traction uniaxiale). Lorsque la déformation macroscopique augmente, on constate seulement que les activités des trois premiers systèmes peuvent changer les uns par rapport aux autres. En revanche, la nature des deux autres systèmes peut varier, leur amplitude de glissement restant faibles.

Les tableaux IV.5 et IV.6 donnent des exemples représentatifs de la nature et de l'ordre (par vitesse de glissement décroissante) des systèmes prévus, au cours de la déformation. La figure IV.9 donne l'évolution expérimentale et simulée des grains étudiés.

déformation	systèmes
6%	4"Dd, 1D, 6A, 6"Df, 5'Bf
8%	1D, 4"Dd, 6A, 6"Df, 2B
11%	1D, 4"Dd, 6A, 6"Df, 2B
17%	1D, 6A, 4"Dd, 2B, 6"Df

Tableau IV.5: Résultats donnés pour le grain 69L, par le modèle de Taylor sans écrouissage

déformation	systèmes
6%	4"Dd, 4'Bd, 1C, 6D, 3'Af
8%	4'Bd, 4"Dd, 1C, 6D, 3'Af
11%	4'Bd, 4"Dd, 1C, 6D, 3'Af
17%	4'Bd, 4"Dd, 1C, 6D, 3'Af

Tableau IV.6: Résultats donnés pour le grain 52L, par le modèle de Taylor sans écrouissage

Si les deux systèmes faiblement chargés ont peu d'influence sur la déformation ($\frac{1}{2} \left[m_i^{(k)} n_j^{(k)} + m_j^{(k)} n_i^{(k)} \right]$ et γ^k faibles), ils peuvent jouer, éventuellement, un rôle plus important sur la rotation plastique ($\frac{1}{2} \left[m_i^{(k)} n_j^{(k)} - m_j^{(k)} n_i^{(k)} \right]$ éventuellement fort) et donc sur la rotation de réseau.

La prévision de la rotation cristalline est légèrement améliorée par la prise en compte de l'écrouissage, mais reste peu sensible à l'importance de l'écrouissage latent. Les "overshoot" observés sont parfois prévus mais les amplitudes calculées restent très faibles par rapport aux valeurs expérimentales.

Le tableau IV.7 montre un exemple "d'overshoot" simulé, par le modèle de Taylor, avec écrouissage: on voit que, dans le cas du modèle de Taylor avec écrouissage, le système primaire 2B reste actif, tout au long de la déformation, alors que, sans écrouissage, il y a une compétition entre plusieurs systèmes entraînant la stabilité de l'axe de traction.

déformation	sans écrouissage: systèmes et vitesse de glissement	avec écrouissage
6%	1Df: 0.026, 5'Bf: 0.021, 5C: 0.013, 2B: 0.007, 1'Cd: 0.004	2B: 0.034 (majoritaire*)
11%	1D: 0.025, 5'Bf: 0.019, 5C: 0.016, 2B: 0.011	2B: 0.032 (majoritaire*)
17%	1D: 0.025, 2B: 0.016, 5C: 0.015, 5'Bf: 0.014	2B: 0.031 (majoritaire*)

Tableau IV.7: systèmes et vitesses de glissement du grain 24l, donnés par le modèle de Taylor, sans et avec écrouissage

**vitesse de glissement 3 fois supérieure à celles des autres systèmes*

On voit que, dans le cas du modèle de Taylor avec écrouissage, le système primaire 2B reste actif, tout au long de la déformation, alors que, sans écrouissage, il y a une compétition entre plusieurs systèmes entraînant la stabilité de l'axe de traction.

Pour les grains proches de position de haute symétrie, des écarts existent souvent entre la rotation cristalline simulée par le modèle de Taylor et celle obtenue expérimentalement. Cela peut s'expliquer par le fait qu'il existe plusieurs combinaisons de systèmes de glissement possibles et que celle choisie par la méthode du simplexe n'est pas nécessairement la bonne.

Le modèle s'applique plus difficilement à l'essai T qu'à l'essai L. Il est possible que la texture initiale s'accompagne d'une microstructure qui doit se modifier pendant la traction suivant l'axe transverse. Certains systèmes s'activent peut-être plus difficilement que dans l'essai L (formation d'obstacles).

IV.3.4 Modèle autocohérent élastoplastique (Berveiller-Zaoui)

Nous présentons les résultats de la simulation effectuée par X. Lemoine (LPMM, Metz).

a) Ecrouissage

Le principe du modèle a été présenté dans le chapitre I. La loi d'activation suppose qu'un système k est potentiellement actif si sa cission réduite est égale à la cission critique, τ_c^k soit:

$$\tau^k = \tau_c^k = \tau_{oc} + \sum_l h^{kl} \gamma^l$$

où h^{kl} correspond à la matrice d'écrouissage décrite précédemment et γ^l , à l'amplitude des systèmes déjà actifs.

(k) reste actif si:

$$\dot{\tau}^k = \sum_l h^{kl} \dot{\gamma}^l$$

Cette loi à seuil autorise généralement, au maximum, cinq systèmes de glissement.

La loi d'écrouissage choisie est de la forme:

$$h = A / (\tau - \tau_0)^n,$$

$$\text{où } A = 6500 \text{ MPa}, \tau_0 = 98.5 \text{ MPa}, n = 1.8$$

(le facteur d'écrouissage latent q étant égal à 1.1).

La déformation macroscopique considérée correspond à la déformation imposée à l'éprouvette et non à la déformation moyenne de la grille. Il est donc normal que l'amplitude de la rotation cristalline obtenue soit inférieure à celle de la rotation mesurée.

b) Résultats de l'essai L

Evolution de l'orientation cristalline (voir annexe H)

Cette simulation, faite jusqu'à 35% de déformation, concerne les 75 grains étudiés par le modèle de Taylor, dont 35 orientés initialement en glissement simple.

Pour 26 grains, la simulation est en bon accord avec l'expérience, dont 18 grains initialement en glissement simple, où l'axe de traction se dirige vers les directions (111) ou (1-11), comme

pour un monocristal (voir figure IV.10), (11 autres grains sont bien simulés, à environ 15° près).

Le modèle autocohérent qui ne peut traduire que des interactions faibles est, dans ce cas, bien adapté. La figure IV.11 montre l'exemple du grain 64L dont l'évolution des trois axes (R, T, N) ainsi que l'amplitude de rotation sont parfaitement simulées.

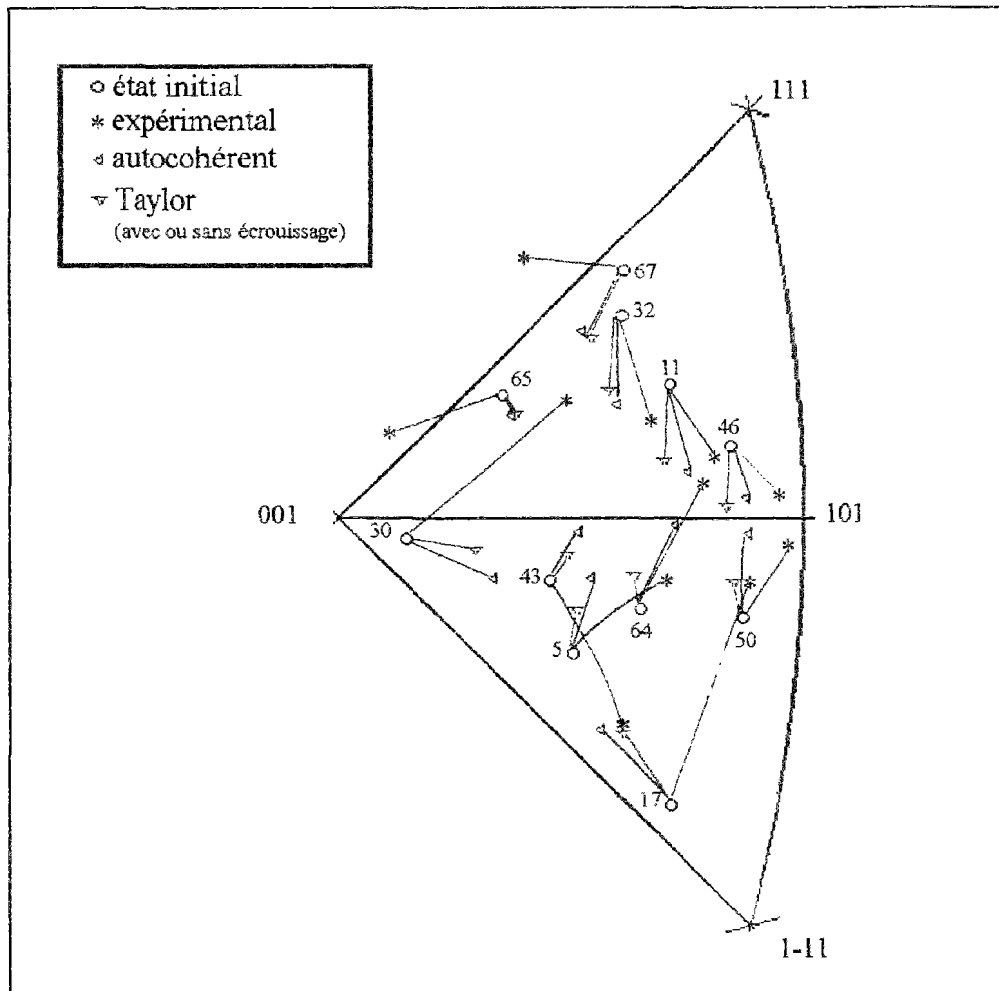


Figure IV.10: évolution de l'axe de traction, expérimentale et simulée, de quelques grains de l'essai L

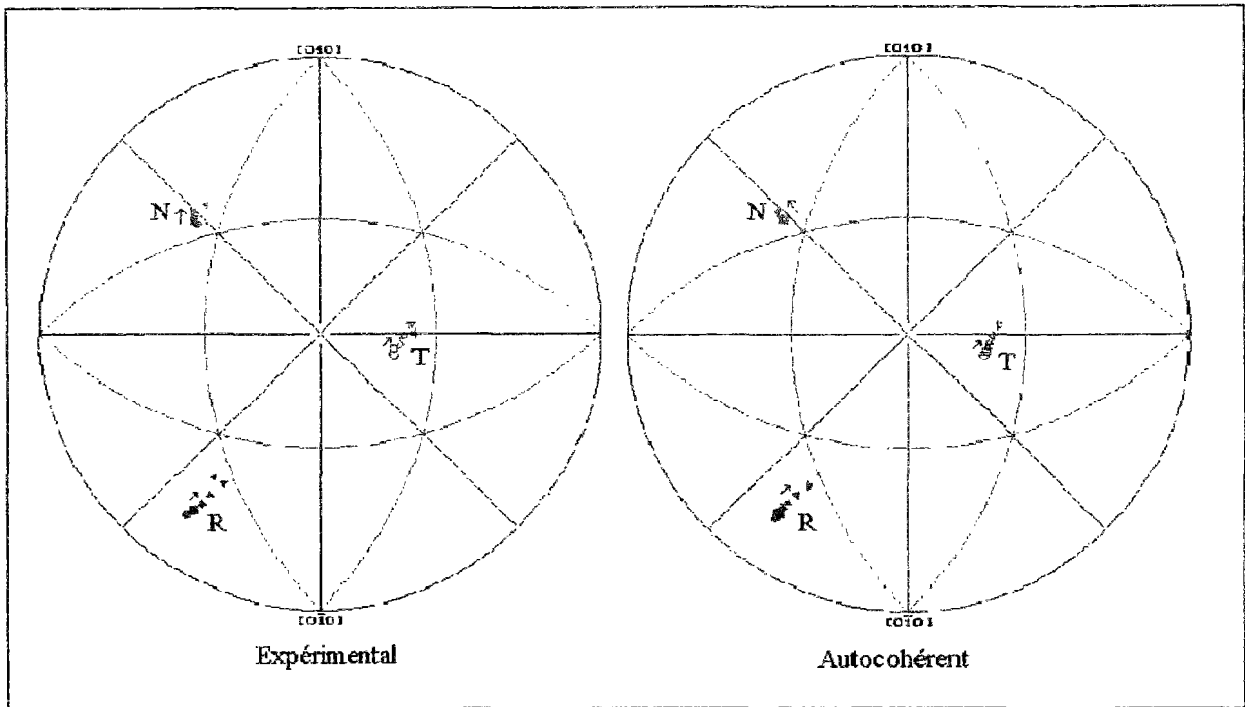


Figure IV 11: figures de pôles inverses du grain 64 (essai L) expérimentale et simulée

Pour les grains proches de position de glissement multiple, le modèle autocohérent ne donne pas de meilleurs résultats que le modèle de Taylor.

Les écarts observés peuvent aussi bien être dus au modèle qu'aux mesures expérimentales. En effet, comme nous l'avons montré au chapitre III, la rotation peut être hétérogène, à l'intérieur d'un même grain et le point de mesure peut ne pas correspondre à l'orientation moyenne du grain. Nous avons, quand cela était possible, comparé, pour un grain donné, l'orientation simulée avec les différentes orientations intracristallines mesurées. Nous avons vérifié que l'orientation simulée de l'axe T (tout au moins, pour ces six grains étudiés plus précisément) correspond bien à une position moyenne mesurée.

En revanche, il n'en est pas de même pour les axes R et N.

Des exemples sont donnés sur la figure IV.12.

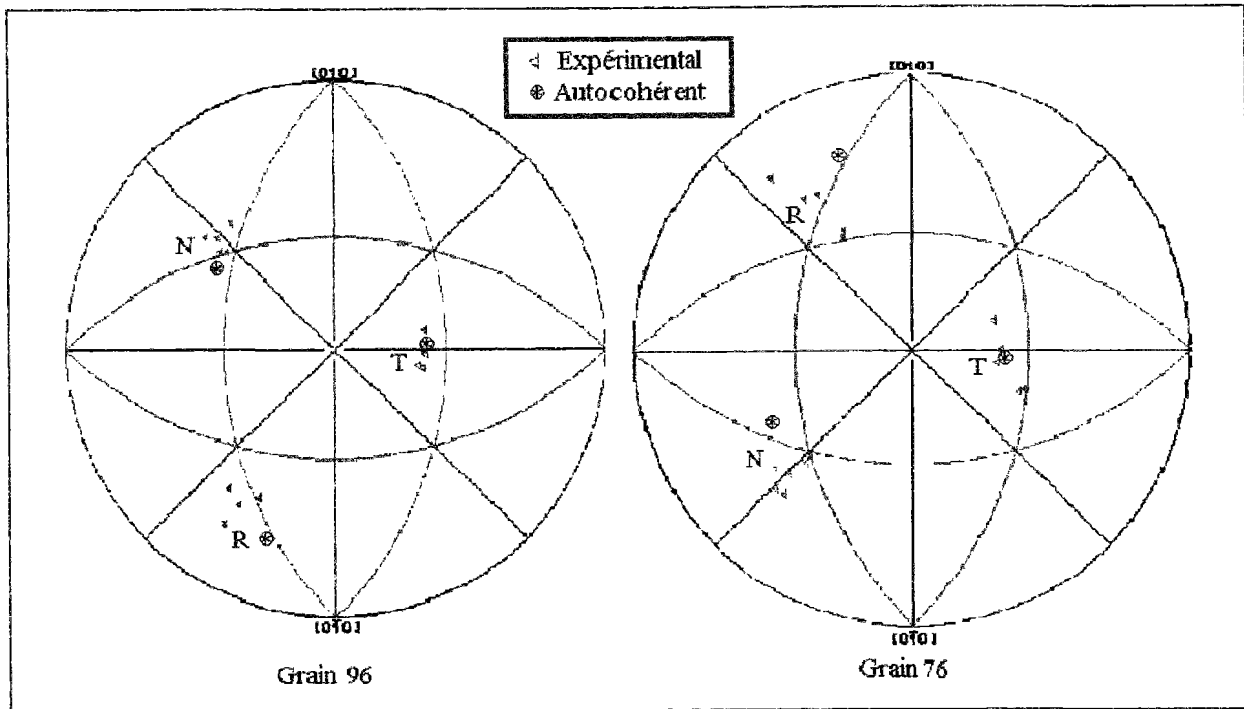


Figure IV 12: hétérogénéités des grains 96 et 76 de l'essai L, à l'étape 6. Comparaisons avec les résultats obtenus par le modèle autocohérent

Calculs des déformations moyennes des grains

Les composantes simulées E_{22} , E_{11} et E_{12} des huit grains voisins de la figure III.12 sont données sur la figure IV.13, à l'étape 2 et 5. Elles sont comparées aux mêmes composantes du tenseur de Green Lagrange, déduites des mesures, par microextensométrie.

A l'étape 2, correspondant à une déformation macroscopique de 7%, les hétérogénéités de E_{22} mesurées ($\Delta E_{22} = E_{22}^{\text{macro}} - E_{22}^{\text{grain}}$) sont cinq à dix fois supérieures à celles calculées par le modèle autocohérent.

A l'étape 5 (23% de déformation macroscopique), ces hétérogénéités mesurées sont jusqu'à 20 à 30 fois plus importantes que celles simulées.

Le phénomène est un peu moins marqué pour la composante E_{11} et pour le cisaillement E_{12} . Il n'y a aucune corrélation entre les valeurs et les signes de ΔE_{22} , ΔE_{11} et ΔE_{12} mesurées et calculées.

Les importantes hétérogénéités mesurées, à l'étape 5, peuvent provenir du début de striction. Notons, toutefois, que les hétérogénéités fortes à l'étape 2 s'accroissent à l'étape 5 (voir chapitre III).

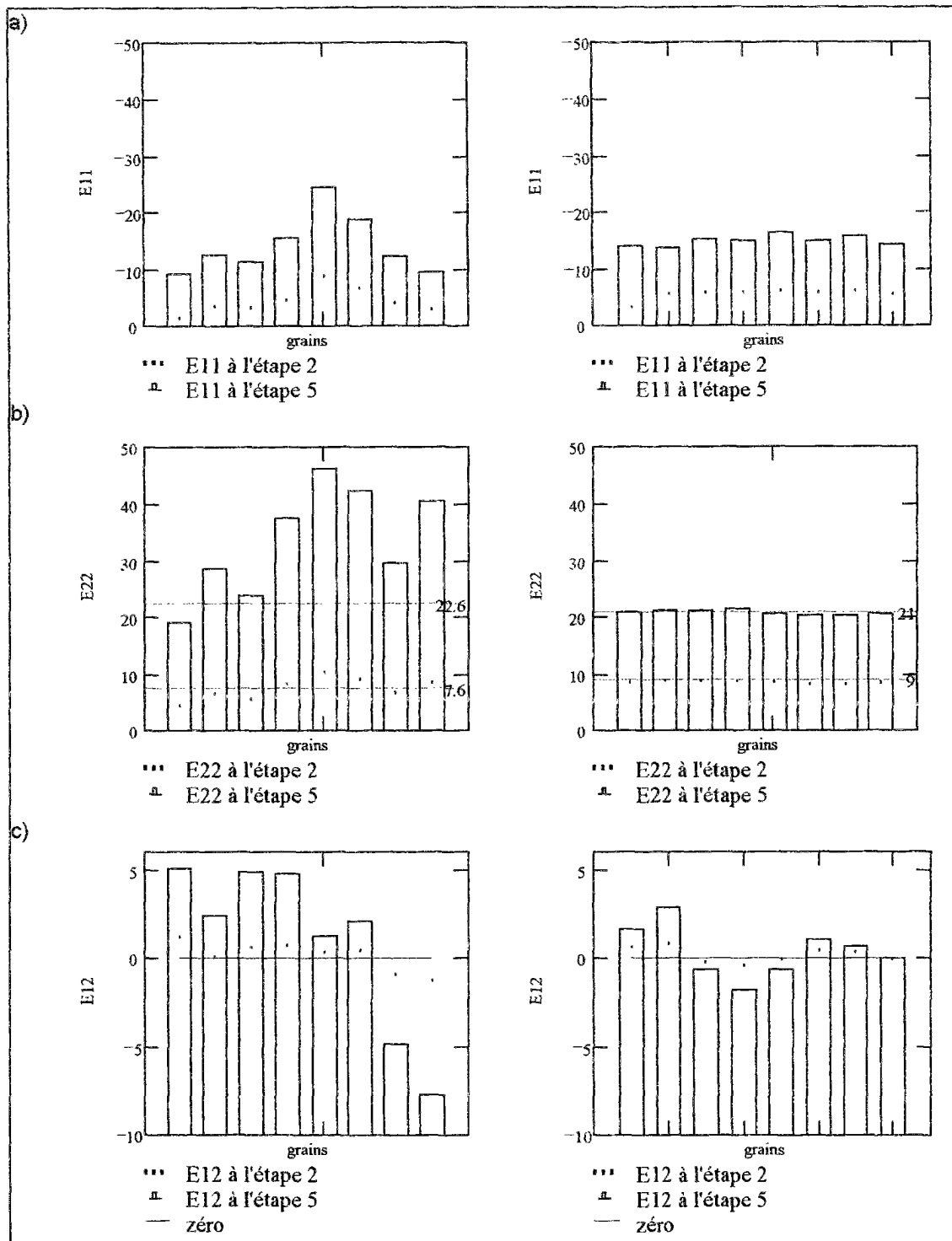


Figure IV.13: histogrammes des composantes E_{11} , E_{22} , E_{12} de huit grains voisins, aux étapes 2 et 5, obtenus expérimentalement (à gauche) et par le modèle autocohérent (à droite)

Calculs des contraintes moyennes des grains

Les valeurs des contraintes σ_{22} calculées par le modèle, dans les huit grains, sont reportées sur la figure IV.14. A l'étape 2, la contrainte macroscopique Σ_{22} calculée est égale à: 318 MPa et à l'étape 5, elle est de 350 MPa. Les contraintes internes ($\Sigma_{22} - \sigma_{22}$) sont donc

comprises entre -20 et +50 MPa. Si on considère que les valeurs ($\Sigma_{22}-\sigma_{22}$) sont proportionnelles à $(E_{22}^{\text{macro}} - E_{22}^{\text{grain}})$, il est clair que les fortes hétérogénéités de déformation mesurées doivent engendrer des contraintes internes 10 à 20 fois supérieures à celles prévues. Il est peu probable que les contraintes internes atteignent de telles valeurs. La formation de bandes de déformation à $\pm 45^\circ$ de l'axe de traction (dans la configuration initiale) ordonne le matériau en un biphasé (bandes déformées et non déformées). A l'intérieur de chaque phase, il est possible que les hétérogénéités soient faibles et que les contraintes soient proches de celles prévues par le modèle.

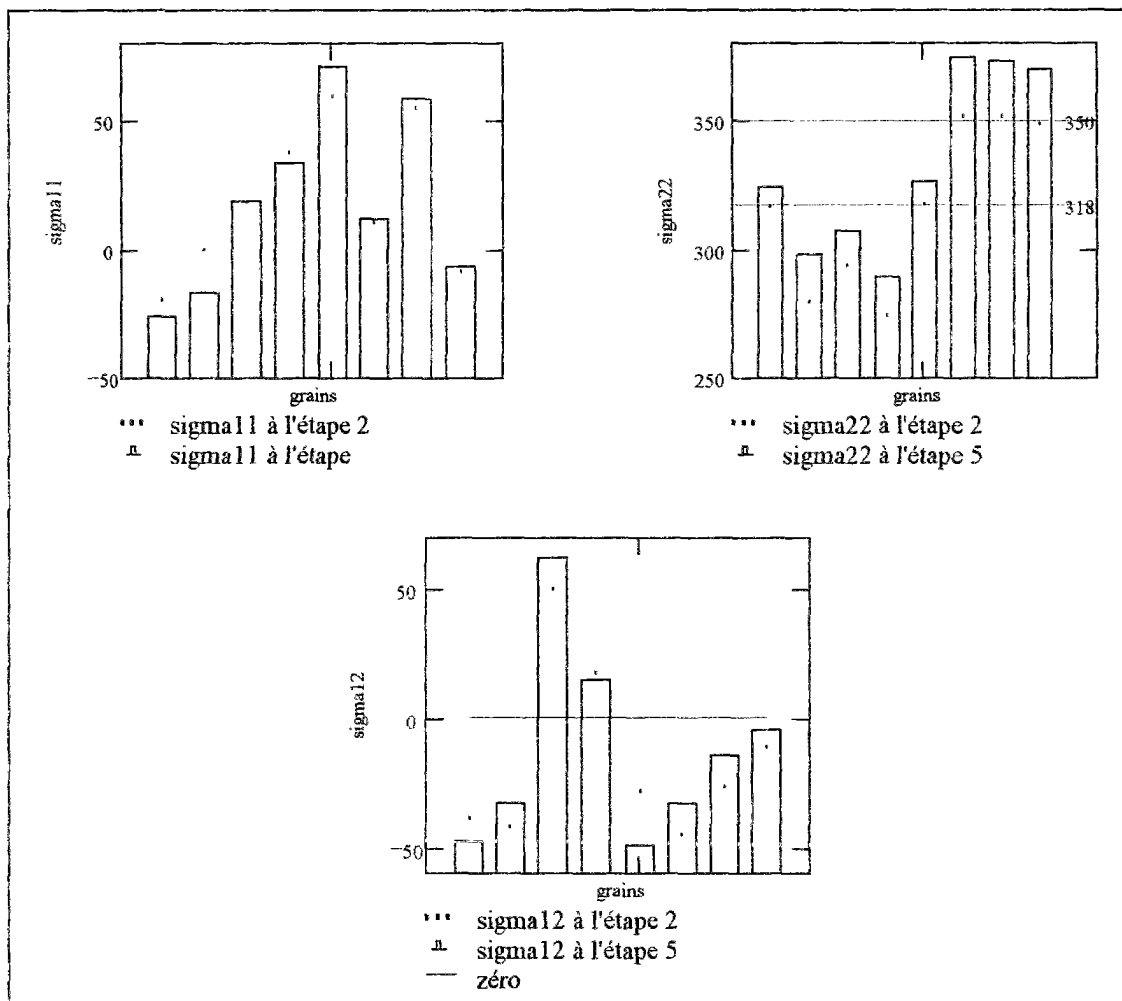


Figure IV.14: simulation par le modèle autocohérent de l'évolution des composantes σ_{11} , σ_{22} et σ_{12} , pour les huit grains voisins

c) Résultats de l'essai T (simulation jusqu'à 30%)

Les résultats sont exposés en annexe N° J.2. (A noter: la simulation de la rotation cristalline est proche de celle donnée par le modèle de Taylor)

IV.3.5 Modèle autocohérent élastoviscoplastique (Lebensohn)

Le principe du modèle a été présenté dans le chapitre I.

La relation entre la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}^k$ et la cission réduite τ^k sur le système (k) est donnée par la loi puissance:

$$\frac{\tau^k}{\tau_o^k} = \left[\frac{\dot{\gamma}^k}{\dot{\gamma}_o} \right]^m$$

avec: τ_o^k et $\dot{\gamma}_o$ représentant une cission et une vitesse de déformation de référence, m étant le coefficient de sensibilité à la vitesse et $\tau^k = R_{ij}^k \sigma_{ij}$.

Le tenseur vitesse de déformation est de la forme: $D_{ij}^P = \sum_k R_{ij}^k \sigma_{ij}$.

La loi de comportement du monocristal est une relation non linéaire entre D_{ij} et le déviateur du tenseur de Cauchy S_{ij} :

$$\frac{D_{ij}}{\dot{\gamma}_o} = \sum_k R_{ij}^k \left(\frac{R_{kl}^k S_{kl}}{\tau_o^k} \right)^{n_v} *$$

avec $n_v = 1/m$ (n_v étant égal à 20, dans notre cas)

Si on néglige la déformation élastique, on a: $D_{ij} \approx D_{ij}^P$.

La variation de τ_o^k s'exprime en fonction du durcissement intracristallin:

$$\tau_o^k = \sum_l H^{kl} \dot{\gamma}^l$$

avec: $H^{kl} = \frac{A}{(\tau - \tau_o)^v}$

où $A=6500\text{MPa}$, $\tau_o=98.5\text{MPa}$ et $v=1.8$

(le facteur d'écrouissage latent étant égal à 1.1).

* Dans le logiciel utilisé, cette expression est écrite sous une forme pseudo linéaire de la forme:

$$D_{ij} = \dot{\gamma}_o \sum_k \left[\frac{R_{ij}^k R_{kl}^k}{\tau_o^k} \left(\frac{R_{kl}^k S_{kl}}{\tau_o^k} \right)^{n_v - 1} \right] S_{kl} = m_{ijkl}^{sec}(S) S_{kl}$$

a) Résultats de l'essai L

Evolution de l'orientation cristalline (simulation jusqu'à 28%)

On a remarqué qu'il y a toujours au moins trois systèmes de glissement dont l'amplitude du glissement est supérieure à plus de 5%. Les grains, dont la simulation de la rotation de réseau est améliorée, en comportent entre 4 et 7.

On note des améliorations par rapport aux résultats donnés par le modèle autocohérent élastoplastique, s'observant surtout au niveau des grains en glissement multiple:

- 6 grains améliorés en glissement multiple instable sur 18
- 3 grains en glissement multiple stable sur 11
- 6 grains en glissement simple sur 35

Ces résultats sont présentés, en détails, dans l'annexe I.1.

La figure IV.15 permet de comparer les résultats obtenus pour les deux modèles autocohérents par rapport à l'expérimental.

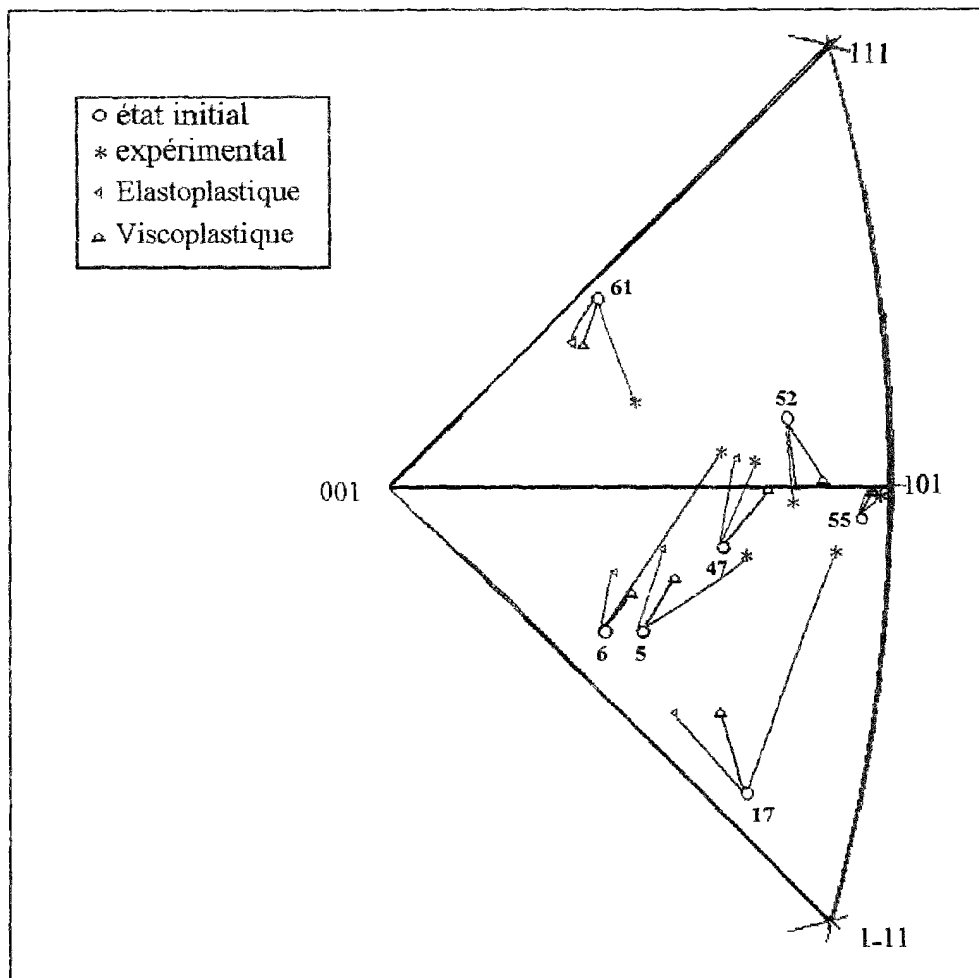


Figure IV.15: évolutions de l'axe de traction expérimentale et simulée à l'étape 5, pour quelques grains de l'essai L

Calculs des vitesses de déformation moyennes des grains

Nous avons comparé les vitesses de déformation des huit grains, à l'étape 5. On note des hétérogénéités non négligeables, par rapport à la vitesse imposée, mais inférieures à celles mesurées (figure IV.16).

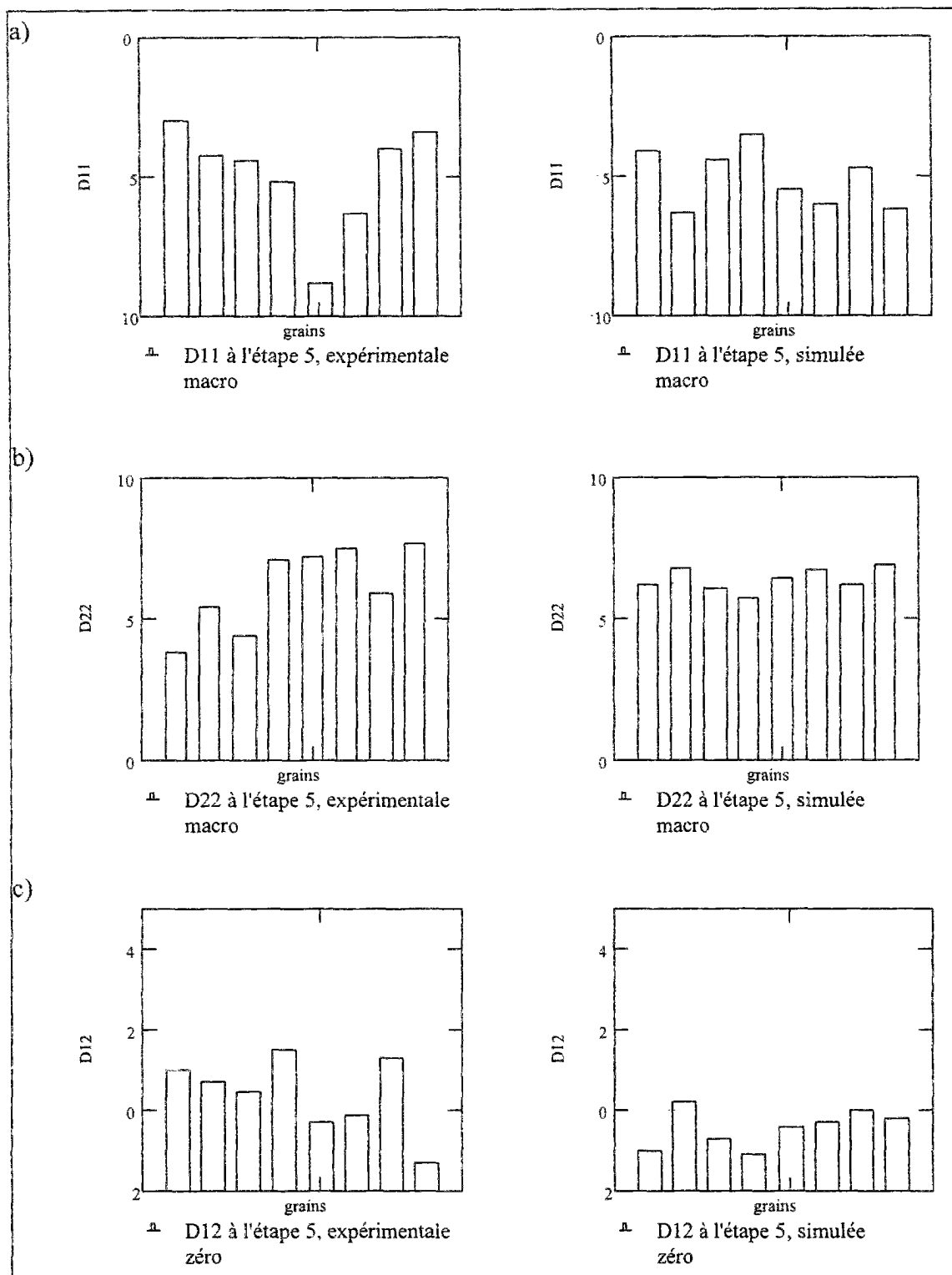


Figure IV.16: histogrammes des composantes D_{11} , D_{22} et D_{12} (en 10^{-4} s^{-1}) des huit grains voisins, à l'étape 5, obtenues expérimentalement (à gauche) et simulées par le modèle viscoplastique (à droite)

Nous avons reporté dans le tableau ci-dessous le nombre de systèmes actifs, selon les modèles, pour les huit grains étudiés.

grains	67	66	65	81	71	91	96	59
nb de syst. actifs pour l'élastoplastique	3	3	4	2	3	4	4	4
nb de syst. actifs participant à plus de 5% de déformation pour l'élastoviscoplastique	5	8	9	7	3	5	4	5

Tableau IV.5: comparaison du nombre de systèmes actifs pour les huit grains voisins de l'essai L, pour les deux modèles autocohérents.

Nous constatons, qu'en général, il y a au moins trois systèmes de glissement actifs.

La figure IV.17 donne l'évolution des axes de traction de ces grains.

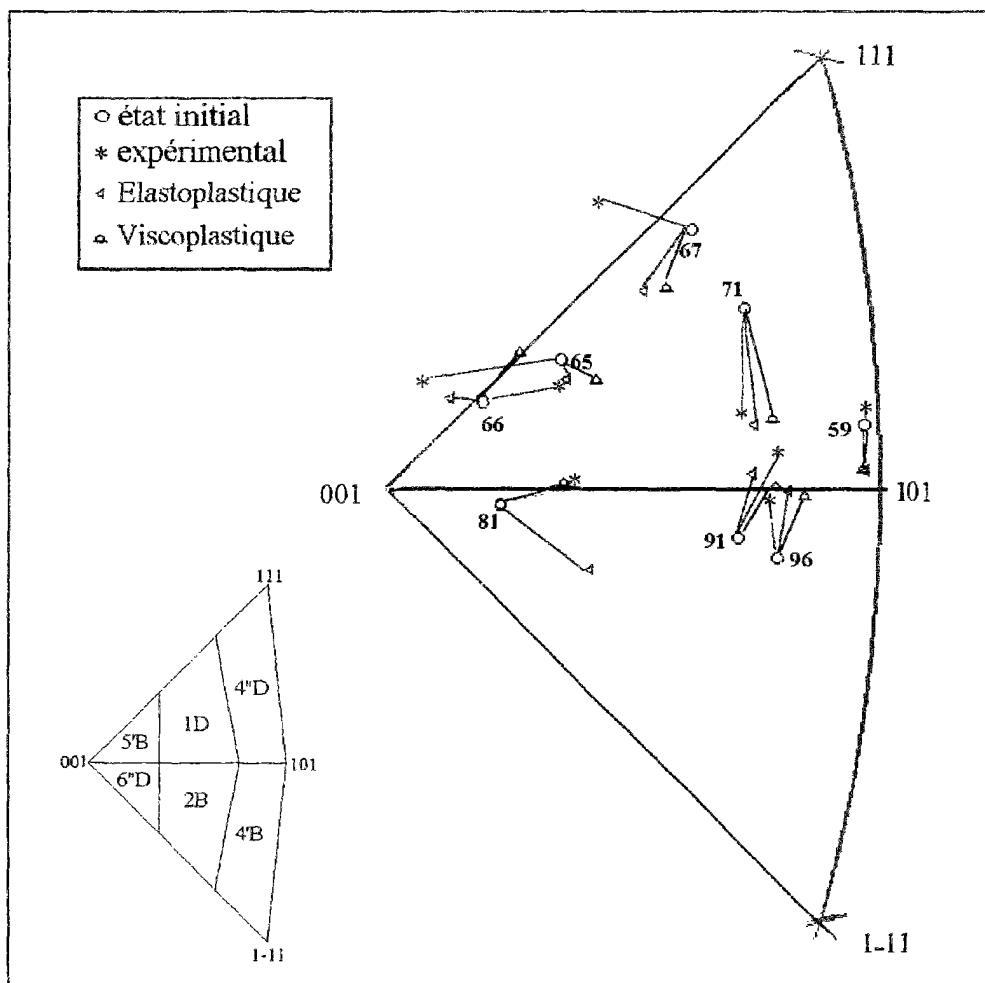


Figure IV.17: Rotation de l'axe de traction des huit grains voisins, expérimentale et simulée, par les modèles autocohérents

On constate que l'amélioration peut être spectaculaire, lorsque le nombre de systèmes actifs est important (voir grains 66 et 81). Pourtant, globalement, les résultats obtenus par le modèle élastoviscoplastique sont à peu près équivalents à ceux donnés par l'élastoplastique.

Sur la figure IV.18, on remarque que les contraintes sont plus homogènes et plus faibles que celles calculées par le modèle élastoplastique: le plus grand nombre de systèmes actifs doit certainement abaisser les contraintes (voir tableau IV.5).

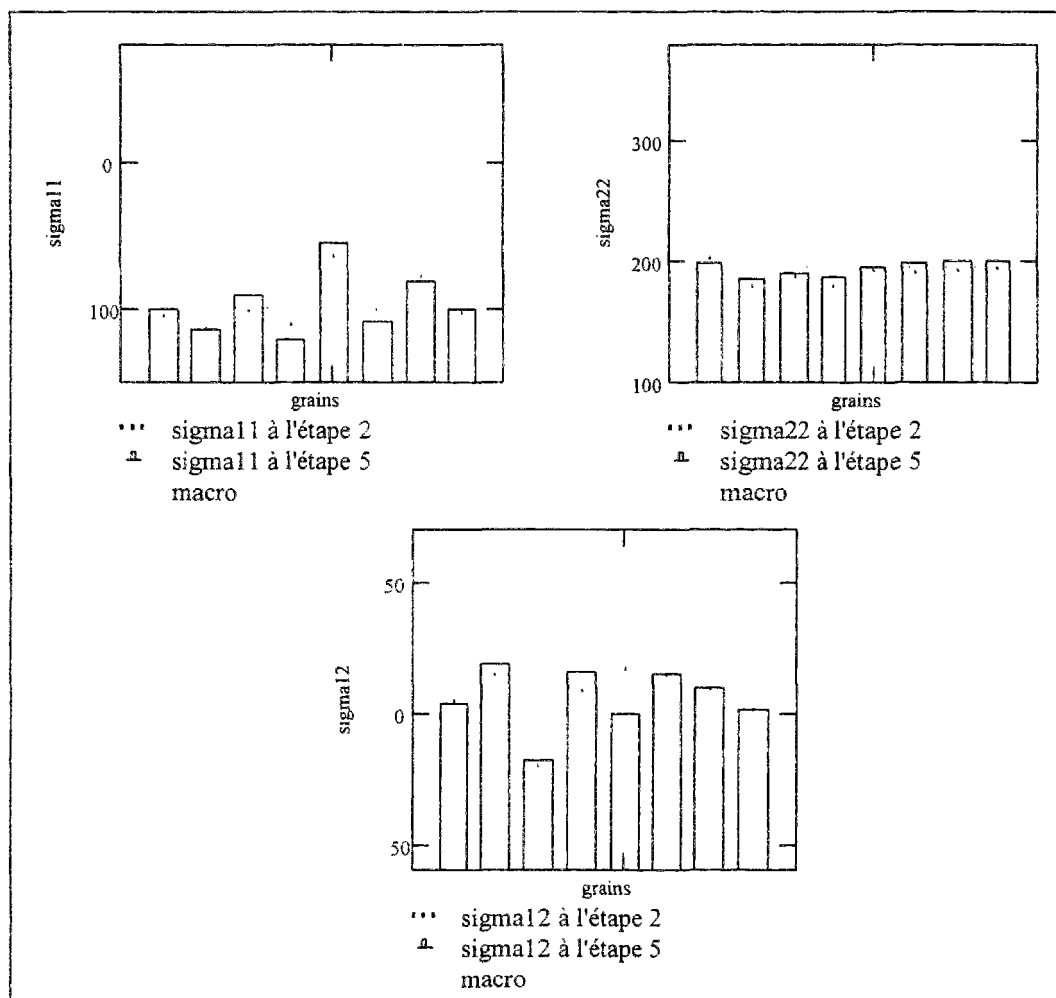


Figure IV.18: histogrammes des composantes σ_{11} , σ_{22} et σ_{12} des huit grains voisins, aux étapes 2 et 5, simulées par le modèle autocohérent élastoviscoplastique

b) Résultats de l'essai T

Nous retrouvons les mêmes tendances que pour l'essai L. Les résultats sont reportés dans l'annexe N° I.2.

IV.3.6 Simulation des textures

Nous avons étudié les résultats des simulations, à l'échelle du grain. On a vu que les prévisions des rotations cristallines présentent parfois des différences.

Nous nous intéressons maintenant à une échelle plus macroscopique:

Les comparaisons entre les textures expérimentales et celles simulées par le modèle de Taylor (sans écrouissage) et les modèles autocohérents sont globalement satisfaisantes (figure IV.19). Si les textures simulées à l'aide des trois modèles sont très proches, on note toutefois quelques différences avec la texture expérimentale, au voisinage de l'axe de traction et de l'axe transverse. Toutefois, le nombre de mesures, trop restreint, ne nous permet pas de dire lequel de ces trois modèles est le meilleur au niveau de la prédiction des textures.

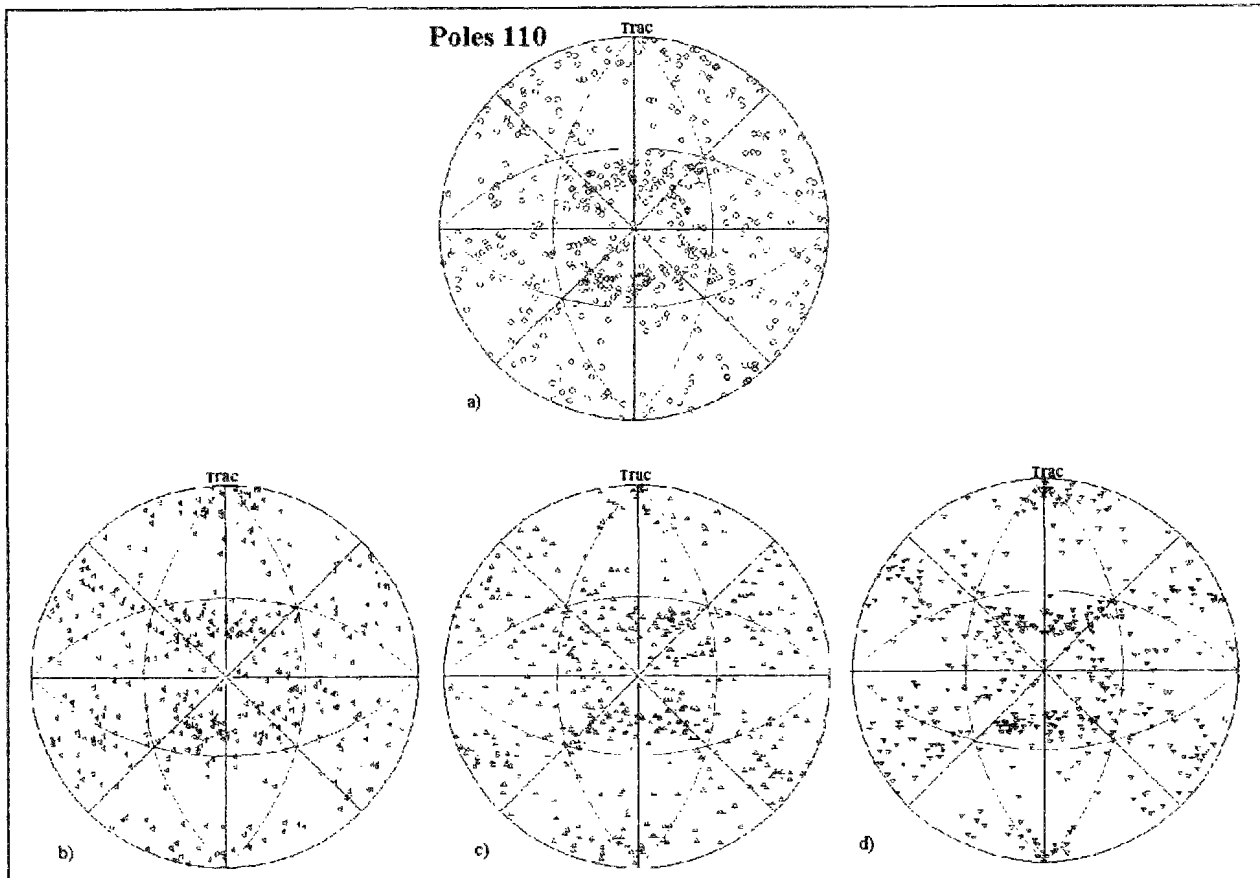


Figure IV.19: figures de pôles {110}, sur les 76 grains étudiés, à l'étape 6, pour l'essai L, obtenues expérimentalement (a) et par simulations: modèle de Taylor (b) et modèles autocohérents élastoplastique (c) et élastoviscoplastique (d)

IV.4 SYNTHÈSE DES RESULTATS

IV.4.1 Etudes des systèmes actifs

L'analyse locale des systèmes de glissement à partir des calculs des composantes D_{11} , D_{22} , D_{12} du champ de vitesse de déformation dans les grains du polycristal, montre que la déformation s'effectue principalement suivant un seul système de glissement, voire deux. La vitesse de glissement sur ce(s) système(s) tend plutôt à augmenter avec la déformation macroscopique. Il

n'y a donc pas de saturation de l'activité du système primaire. Les autres systèmes actifs interviennent pour rendre les déformation compatibles, mais leur participation à la déformation globale est faible. Ces résultats sont cohérents avec l'observation de bandes de glissement intenses à travers les grains ainsi qu'avec l'overshoot.

Les calculs ont été faits sur des valeurs de D moyennée sur chaque grain. Il est donc probable que ce phénomène "d'avalanche" soit encore plus accentué dans les bandes de localisation.

Il faut signaler que la composante D_{23} déduite en retour à partir des systèmes actifs est parfois un peu supérieure à D_{12} . Cela ne remet pas en cause les résultats, puisqu'on retrouve les mêmes systèmes principaux qu'avec le modèle de Taylor, où les composantes non diagonales sont supposées nulles (voir paragraphe IV.3.3).

IV.4.2 Résultats des différents modèles

Le modèle élastoplastique ne prévoit pas d'hétérogénéités de déformation. Celles simulées par le modèle viscoplastique ne correspondent pas à celles observées expérimentalement.

Le modèle viscoplastique prévoit des contraintes plus faibles que le modèle élastoplastique. Cela est certainement dû à la contribution d'un plus grand nombre de systèmes plus ou moins actifs qui tendent à accommoder la déformation imposée et donc à abaisser les contraintes internes.

(L'annexe K représente les déformations et les contraintes simulées, pour les deux modèles, pour des grains d'axe de traction proches.)

Les modèles de Taylor et autocohérents donnent sensiblement les mêmes résultats (un peu meilleurs pour ce dernier). La prise en compte d'un grand nombre de systèmes actifs (introduction d'une loi viscoplastique) semble toutefois nécessaire pour prévoir la rotation cristalline des grains en position de glissement double instable

Les textures simulées à partir des modèles sont globalement satisfaisantes. Toutefois, en examinant la figure IV.20, on remarque que les modèles autocohérents prévoient une stabilisation de l'axe de traction sur l'axe (001)-(101), plus importante qu'expérimentalement.

Il y a donc un désaccord qui provient de ce que ces modèles ne peuvent prévoir de fortes hétérogénéités de déformation. Il serait peut être possible de palier indirectement à cette limitation par une autre description de l'écrouissage dans une fraction volumique de grains correspondant à celles des bandes. En effet, un fort adoucissement qui ne peut être décrit par la matrice d'écrouissage utilisée, est possible dans les bandes de localisation.

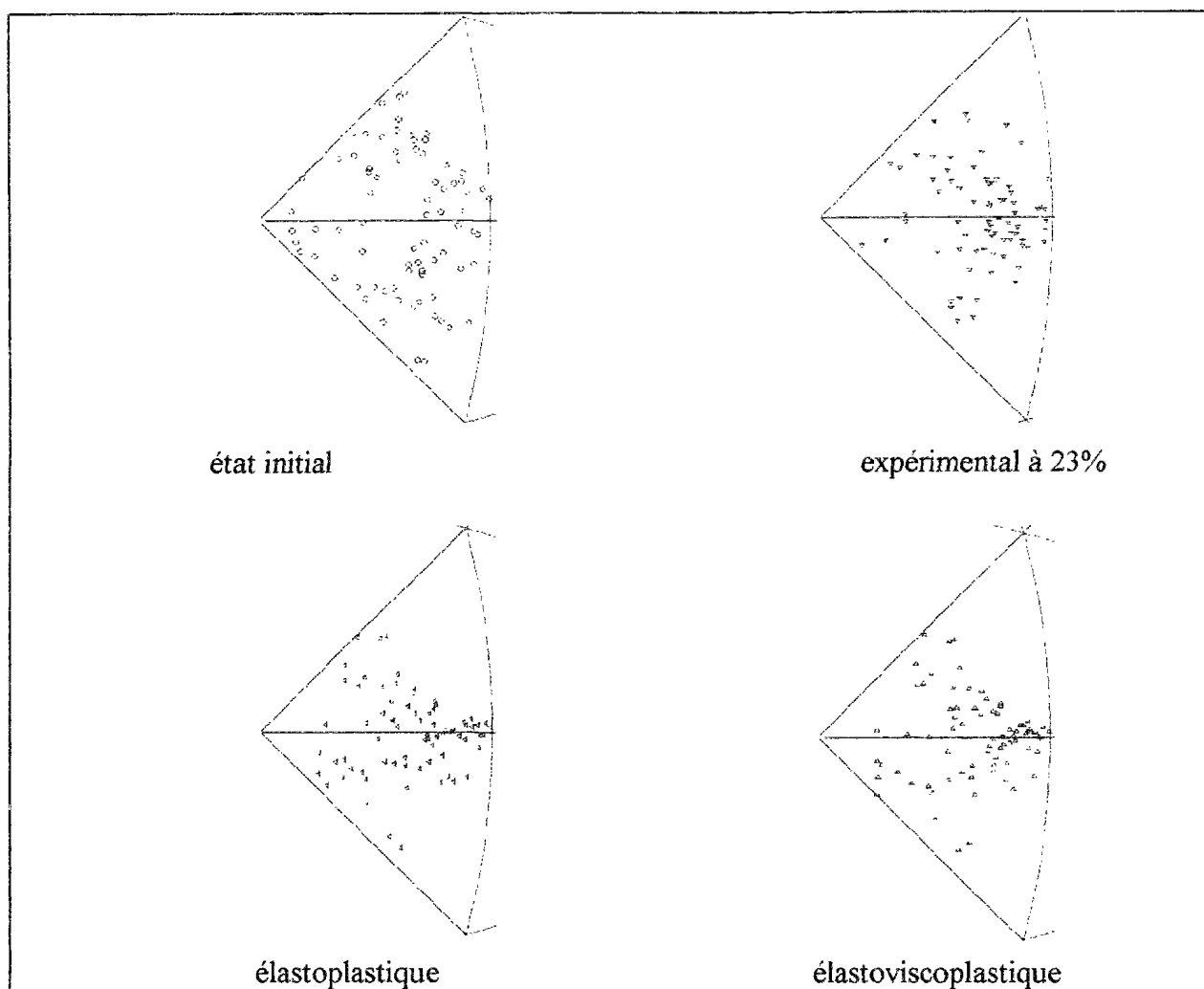


Figure IV.20: représentation de l'axe de traction des grains de l'essai L, dans le repère cristallin

CHAPITRE V

DISCUSSION

Grâce aux techniques de mesures et de calcul utilisées (voir chapitre II), nous avons pu mettre en évidence différents phénomènes apparaissant dans un acier en traction.

Bandes de localisation de la déformation plastique

Les mesures du tenseur de Green font apparaître, dès 8% de déformation macroscopique, une localisation de la déformation plastique sous forme de bandes d'environ 15 μ m de large et 40 μ m de long, inclinées à 45°, par rapport à l'axe de traction. Ces bandes traversent partiellement 2 à 3 grains. Pour une déformation macroscopique de 18%, la déformation E_{22} peut atteindre 1.2, à 27% de déformation macroscopique (voir annexe D.1), dans les bandes. Celles-ci s'accompagnent de bandes de glissement intenses.

La localisation en bandes de déformation, dans des polycristaux à petite taille de grains, en traction simple, n'avait, jusqu'à présent jamais été observée expérimentalement. Il est possible que ce phénomène soit propre aux aciers et aux matériaux de structure cc, présentant un grand nombre de systèmes de glissement possibles.

La courbe de traction de l'acier calmé à l'aluminium présente un palier très faible. Il est donc peu probable que cette localisation soit liée aux bandes de Lüders. Toutefois, les atomes de carbone peuvent être des obstacles à la mobilité des dislocations, après chaque arrêt en traction, favorisant ainsi la localisation. Des essais menés par T.Hoc, sur un acier ne présentant pas de crochet de traction, tendraient à prouver qu'il n'en est rien.

Il semble, mais cela demanderait une étude plus statistique, que les grains ou portions de grains situés dans une même bande tendent à aligner, entre eux, un plan de glissement. Ce mécanisme peut s'expliquer si on admet qu'une zone de glissement intense, prenant naissance dans un grain, induit, dans le grain voisin, des champs de contraintes internes qui vont à leur tour activer une bande de glissement intense, dans la continuité de la première. Cette pseudo propagation pourrait être à l'origine de ces rotations de réseau conduisant à l'alignement des plans de glissement et donc des textures de déformation.

Les hétérogénéités intragranulaires

Les hétérogénéités intragranulaires de déformation et d'orientation cristalline observées sont importantes et augmentent avec la déformation imposée. Nous n'avons trouvé aucune corrélation entre celles-ci et la position des joints de grains. Ces hétérogénéités intragranulaires sont, sans doute, dues à la présence des bandes de déformation traversant les grains. En revanche, il est possible, bien que cela n'est pu être établi de façon certaine, que les joints de grains et les noeuds triples jouent un rôle dans l'initiation des ces bandes de glissement intense. Ces hétérogénéités intragranulaires expliqueraient la texture observée dans un grain, liée aux différences d'amplitudes des systèmes de glissement actifs.

Relations entre bandes de localisation et bandes de cisaillement

Les bandes de cisaillement correspondent à un mode de déformation dangereux, précédant la rupture. Dans les polycristaux, le seuil de localisation est d'autant plus élevé que la taille de grains est petite. Il est donc peu probable d'activer de telles bandes, dans des tôles d'acier à petite taille de grains, ayant subi un recuit en continu, présentant une faible texture initiale et déformé en traction. En effet, la déformation atteinte est trop faible et le relief important pourrait, de plus, masquer le phénomène. Grâce aux microgrilles, nous avons mis en évidence des gradients de cisaillement élevé, dont la localisation n'est pas très nette: elle semble se manifester aussi bien dans les bandes qu'au niveau des joints de grains. Il est donc possible que ces bandes de localisation de la déformation soient à l'origine de l'apparition des bandes de cisaillement, mais nous n'en avons pas la preuve formelle.

Evaluation des systèmes de glissement actifs, à partir des calculs

Nous avons utilisé l'évaluation des composantes D_{11} , D_{12} et D_{22} moyennées sur chaque grain, afin de tenter d'analyser les mécanismes de déformation de grain à grain. Il existe, au maximum, 1940 combinaisons de 3 systèmes de glissement actifs, solutions du problème. Dans un premier temps, les combinaisons choisies ont été celles donnant une vitesse de rotation plastique W_{12}^P calculée proche de l'opposé de la vitesse de rotation

cristalline W_{12}^e . Parmi celles-ci, nous avons retenues celles présentant les plus faibles amplitudes de glissements cumulés.

L'analyse s'est faite sur 5 étapes de déformation. Nous avons surtout étudié les grains dont l'axe de traction se situait au centre du triangle standard, tournant vers la direction (111), avec ou sans "overshoot". Différents résultats ont pu être mis en évidence.

Le système primaire reste, malgré une diminution du facteur de Schmid, prépondérant, jusqu'à 23% de déformation macroscopique. La vitesse de glissement $\dot{\gamma}$ sur le primaire, est de l'ordre de 10^{-3} s^{-1} , soit environ deux fois supérieure à celles sur les systèmes secondaires. On observe parfois une légère décroissance entre 12 et 23 % de déformation, correspondant, probablement à un début de saturation. Le système au plus fort facteur de Schmid est un des deux systèmes ayant les plus fortes amplitudes de vitesse. Par le calcul, on note également la présence d'un système ayant un très faible facteur de Schmid que nous ne pouvons expliquer.

L'exploitation du calcul du champ de vitesse de déformation D , déduit des mesures de déformation, donne, pour cet acier, des résultats cohérents, concernant la détermination des systèmes de glissement actifs. Le critère de choix des combinaisons retenues repose sur l'hypothèse $W^p \cong W^e$, mais le glissement cumulé correspondant à la combinaison choisie est peu différent de celui de la solution de plus faible énergie, donnée par Taylor (il faut se rappeler toutefois que ces calculs sont faits à partir des vitesses de déformation moyennes des grains, mais que, la vitesse de déformation nettement plus importante dans les bandes conduirait à des vitesses de glissement plus grandes).

Pour les grains ne présentant pas "d'overshoot", la solution obtenue est équivalente à celle donnée par le modèle de Taylor.

Nous avons remarqué que les combinaisons de systèmes retenues présentent parfois des valeurs de D_{23} un peu fortes. La présence d'autres systèmes de faibles activités doit accommoder la déformation, en réduisant cette composante.

Tous ces résultats suscitent quelques commentaires:

- Contrairement aux conclusions de P. Franciosi sur l'écrouissage du fer, nous n'avons pas constaté de différence entre systèmes dits "faciles" et "difficiles".

- La présence "d'overshoot", se manifestant surtout pour les grains dont l'axe de traction est initialement à quelques degrés de l'axe stable (et non pas exactement sur l'axe), indique que l'écroutissage est anisotrope.

- Les calculs des vitesses sur le système primaire à 23% de déformation, de l'ordre de 10^{-3} s^{-1} , pour une vitesse de déformation imposée de $7 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et une vitesse de glissement cumulé égale à environ $15 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, montrent une très faible saturation de celui-ci.

Résultats des simulations

Les hétérogénéités de déformation, ordonnées en bandes, mise en évidence sur des aciers de faible épaisseur (0.3 mm) sont importantes: $\Delta E_{22}=0.4$, à 18% de déformation. Il est clair que les modèles utilisés ne peuvent prévoir un tel phénomène. Toutefois, ils sont appréciés pour leur bonne prévision des textures. Il était donc intéressant de confronter, à l'échelle du grain, leurs résultats, à ceux obtenus expérimentalement.

Les insuffisances des modèles polycristallins sont connues:

- ils ne peuvent prendre en compte les effets de surface, à priori importants dans les tôles minces,

- ils ne peuvent décrire les interactions entre un grain et ses proches voisins, mais seulement celles, dans le cas du modèle autocohérent, entre une famille de grains de même orientation initiale et le milieu homogène équivalent correspondant au polycristal.

- les champs de déformation et de rotation, dans les grains, sont supposés homogènes. La comparaison avec les résultats expérimentaux n'a donc de sens que si elle se fait à partir de valeurs moyennes sur le grain.

Malgré toutes leurs insuffisances, ces modèles rendent compte de façon raisonnable (à 10° près, à 23%) de l'évolution de l'axe de traction, lorsque celui-ci est situé initialement, loin des positions de glissement multiple. Le modèle viscoplastique, en permettant l'activation d'un plus grand nombre de systèmes de glissement, améliore un peu les simulations pour les autres orientations.

Le modèle de Taylor et les modèles autocohérents (élastoplastique et viscoplastique) donnent des résultats proches, au niveau de la simulation des chemins de rotation cristalline des grains

du polycristal. Ceci s'explique aisément par le fait que les déformations moyennes attachées à ce type d'essai sont faibles et qu'elles n'entraînent donc pas de forte variation de texture.

En tout cas, les simulations prévoient des amplitudes de rotation trop faibles et ne représentent pas le phénomène "d'overshoot". Ces écarts peuvent s'expliquer par les **effets de surface libre**, donnant aux grains des degrés de liberté supplémentaires, qui ne peuvent être pris en compte par les modèles.

Les échecs des simulations pour certains grains peuvent s'expliquer par la finesse de la plage analysée par EBSD. En effet, si les techniques de microextensométrie permettent aisément d'apprécier aussi bien des hétérogénéités intragranulaires qu'intergranulaires de déformation (moyenne sur chaque grain), il n'en est pas de même pour les déterminations de l'orientation cristalline. En effet, les mesures d'EBSD sont très ponctuelles (zone analysée de $1\ \mu\text{m}^2$) et les hétérogénéités intragranulaires sont importantes et augmentent avec la déformation. Les investigations faites sur six grains montrent que la dispersion ($\pm 10^\circ$) se fait autour d'une orientation moyenne. Aussi, il est possible que les orientations mesurées s'écartent de plusieurs degrés de la valeur moyenne. Les hétérogénéités mesurées correspondent, en général, plutôt à des différences d'amplitude que de sens de rotation. L'erreur de mesure est négligeable comparée à cet écart. Cela peut justifier les petits désaccords observés entre résultats expérimentaux et simulés, mais pas les cas où les rotations simulée et expérimentale ont des sens très différents.

La nature de l'**écrouissage**, sous forme d'une matrice plus ou moins anisotrope, ne semble pas jouer de rôle important: en effet, la prise en compte de celui-ci, dans le modèle de Taylor, a légèrement amélioré les résultats mais n'a pas augmenté l'amplitude de rotation.

Concernant les **hétérogénéités intergranulaires de déformation** ou de vitesse de déformation, les prévisions des deux modèles autocohérents prévoient des hétérogénéités faibles et fortement différentes des résultats expérimentaux. Pour que la comparaison soit valable, il ne faudrait tenir compte que de la déformation hors bande de localisation.

De plus, si les **contraintes internes**, dans un grain, sont proportionnelles à la différence entre le champ de déformation local du grain et la déformation macroscopique (comme c'est le cas

dans ces modèles), elles seraient bien supérieures à celles calculées. Le caractère ordonné du matériau, par la présence des bandes de déformation, devrait abaisser ces contraintes internes.

Approches de simulations de la déformation en bandes

Une déformation en bandes est simulée, pour la première fois, par les éléments finis, pour un polycristal plan d'aluminium à 3% de cuivre, en compression plane. Les grains se déforment suivant deux systèmes de glissement et obéissent à une loi viscoplastique [58]. Le résultat de la simulation montre une localisation de la déformation suivant des bandes traversant plusieurs grains. Certains joints et noeuds triples constituent les points d'initiation de cette localisation.

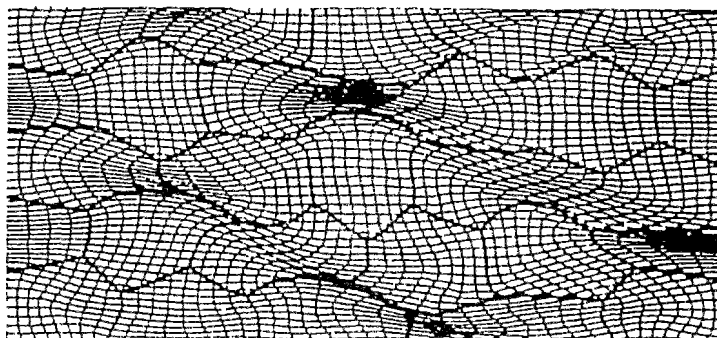


Figure V.1: grille d'un polycristal d'aluminium déformé en compression plane, simulée par éléments finis [58]

Une simulation plus récente et plus réaliste d'un polycristal d'aluminium de taille de grains de 300 μ m, déformé en compression plane, à 375°C, a été proposée par Becker [59]. Une région d'une vingtaine de grains analysés par EBSD, avant et après réduction macroscopique de 40%, a été étudiée. Les rotations cristallines simulées ont été comparées aux résultats expérimentaux. Un premier calcul viscoplastique à deux dimensions conduit à des déformations dans la direction de compression comprises entre -0.62 et -0.4. Les cartes de déformation montrent la formation de domaines appelées "bandes de déformation", orientées à 36° de l'axe de compression où le glissement cumulé est important (de l'ordre de 3). Les rotations cristallines simulées sont sensiblement différentes de celles obtenues expérimentalement. De l'avis des auteurs, le modèle de Taylor est plus performant, pour la

prévision des textures. Afin d'améliorer leur simulation, les auteurs ont modifié les conditions aux limites, ont fait varier le coefficient de sensibilité à la vitesse, l'anisotropie de l'écrouissage puis sont passé à une simulation quasi 3D, où les éléments du maillage sont des briques à 8 noeuds. Aucune des modifications n'améliore les résultats. Les auteurs suggèrent la nécessité de modélisations 3D ou d'expériences 2D, pour une bonne comparaison. Par contre, ils ne remettent pas en cause la description de l'écrouissage du type Asaro.

Les simulations quasi 3D de multicristaux à grains millimétriques (où l'épaisseur de l'éprouvette ne contient qu'un grain), déformés en traction, proposées par F. Delaire, dans sa thèse, sont nettement plus réalistes et permettent de retrouver, de façon très satisfaisante, les rotations cristallines ainsi que les déformations locales. Il utilise une loi viscoplastique où l'écrouissage repose sur une description de l'évolution des densités de dislocations (création de dislocations et restauration dynamique).

Les résultats numériques obtenus par Harren, Dève et Asaro [58], sur des polycristaux cfc déformés en compression plane, ne peuvent être transposés sans précaution à nos essais. Néanmoins, il apparaît clairement que le phénomène de localisation en bandes est d'autant mieux simulé que les systèmes actifs se réduisent à un système principal, s'écrouissant continûment. C'est aussi ce que tendent à montrer nos résultats, sur l'acier étudié.

Cependant, une modélisation par éléments finis d'un polycristal, même simplifié, doit prendre en compte plusieurs couches de grains, afin de ne pas favoriser exagérément les interactions avec ceux situés dans le plan (nos expériences semblent en effet indiquer des effets moyens, voire faibles, des interactions). De plus, les conditions aux limites doivent s'appliquer loin de la zone étudiée de l'agrégat.

La formation des bandes nous paraît jouer un rôle primordial, par rapport aux hétérogénéités intragranulaires. Lee et Duggan [44] ou Leffers [51, 52] se sont intéressés à l'effet d'une déformation intragranulaire en bandes des grains d'un polycristal déformé en compression plane, sur la simulation de la texture globale. Ces calculs reposent sur l'idée, maintenant classique, que le travail de déformation dans les bandes doit être inférieur à celui correspondant à une déformation homogène du grain. Les auteurs supposent que la moyenne

des déformations intragranulaires doit être égale à la déformation macroscopique imposée. La texture de déformation obtenue est ainsi plus réaliste.

Pour tenter de décrire des hétérogénéités intragranulaires de déformation plastique, à partir d'un modèle autocohérent, Lemoine et Berveiller [60] ont travaillé à l'échelle de la cellule de dislocation: celles-ci sont représentées par une inclusion molle, entourée d'une phase dure symbolisant les parois des cellules de dislocations. Un écrouissage non local permet de décrire l'évolution de la sous structure, avec la déformation macroscopique. Dans le cas simplifié d'un glissement simple et d'une inclusion plane, il est montré que la configuration favorable correspond à une orientation de l'ellipse parallèle aux axes du système de glissement, ce qui est en accord avec l'idée que les parois des cellules sont liées aux systèmes actifs.

Les hypothèses de ce modèle portent sur:

- une fraction volumique de cellules constante (hypothèse raisonnable pour des chargements monotones),
- une représentation de la microstructure par un ellipsoïde, défini par six paramètres,
- l'utilisation du concept de faible énergie,
- l'utilisation de matrices d'interaction pour traduire un écrouissage non local, même lorsque la microstructure est supposée non évolutive.

D'après les résultats numériques, les deux phases présentent des champs de contraintes internes très distincts, à l'exception de la contrainte de cisaillement. La dispersion du champ de déformation autour des valeurs macroscopiques est identique pour les deux phases. Les plans de cisaillement maximal sont à 40° de l'axe de traction, ce qui pourrait correspondre à l'orientation des bandes de cisaillement. En ce qui concerne les paramètres morphologiques, le modèle prévoit un allongement des cellules de dislocations.

Il nous semble que ce modèle pourrait être adapté à nos résultats. Selon nos observations, les bandes de localisations pourraient être représentées par des inclusions "molles", limitées par des parois évolutives (parallèles au plan primaire, donc à 45° de l'axe de traction) et noyées dans une matrice de comportement assez proche de celui du polycristal, simulé par les modèles classiques (de déformation équivalente à la déformation imposée). N'ayant pu déterminer les orientations cristallines préférentielles à la localisation, les orientations des inclusions molles seraient celles des grains. Concernant la loi d'écrouissage, elle devrait être différente dans les bandes et dans la matrice.

Cependant, avec ce type de modèle, on ne peut décrire que des effets moyens: l'aspect ordonné des bandes ne serait donc pas mis en évidence. Il faudrait introduire une proportion de bandes par rapport à la matrice, qui pourrait être déterminée expérimentalement.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Cette étude a permis d'améliorer les techniques de mesures et de calculs des déformations à la surface d'échantillons, dans le domaine des moyennes déformations. L'utilisation simultanée de la microextensométrie, de la stéréographie et de la diffractions des électrons rétrodiffusés, s'est avérée efficace pour préciser les mécanismes de déformation à l'échelle du micromètre, dans les polycristaux à petites tailles de grains et cela, indépendamment d'hypothèses sur la loi de comportement ou d'écrouissage. Le calcul du tenseur de Green Lagrange permet de suivre parfaitement l'évolution de la déformation dans une zone bien identifiée de l'échantillon. Les calculs des tenseurs vitesse se sont révélés suffisamment précis pour être utilisés dans la détermination des systèmes de glissement actifs.

Nous avons montré que dans les aciers étudiés, la déformation plastique est en grande partie le résultat de l'activation et de la propagation à travers les joints de grain, de bandes grossières de glissement plastique dans un plan correspondant probablement à des plans de cisaillement maximal, donc aux systèmes primaires.

Ces techniques sont extrêmement lourdes à mettre en oeuvre, mais pourraient être utilisées pour mettre en évidence la texture propre des bandes de localisation, par des études plus systématiques, faisant abstraction des joints de grains. Des essais avec changement de trajet de la déformation, devraient également apporter des précisions sur le rôle des bandes de localisation dans l'apparition des bandes de cisaillement.

Seules les méthodes numériques du type éléments finis semblent capables de décrire des phénomènes de propagation de bandes de glissement et l'apparition de bandes de cisaillement. Ces techniques nécessitent de connaître les lois d'écrouissage pour les matériaux à petites tailles de grains, dans le domaine des grandes déformations où les effets d'adoucissement deviennent prépondérants. De tels modèles restent à faire à trois dimensions.

Les modèles polycristallins utilisés dans cette thèse donnent néanmoins une première approche tout à fait raisonnable des textures expérimentales. La description des matériaux étudiés par des modèles du type biphasé avec prise en compte d'un écrouissage adéquat devrait améliorer les prévisions.

REFERENCES

- [1] **B.JAOUL**: étude de la plasticité et application aux métaux, 1964
- [2] **F.YALA**: découplage des effets de textures cristallographique et morphologique de deux aciers ferritiques pour emboutissage profond (thèse), 1991
- [3] **J.RAPHANEL, J.H. SCHMITT et P.VAN HOUTTE**: texture development and strength differential effect in textured bcc metals with glide asymmetry, Mater. Sci. Engng Vol.A108, p.227-232, 1989
- [4] **P. FRANCIOSI**: étude théorique et expérimentale du comportement élastoplastique (thèse), 1984
- [5] **P.FRANCIOSI**: glide mechanisms in bcc crystals: an investigation of the case of α -iron through multislip and latent hardening tests, Acta metall., Vol.31, N°9, p.1331-1342, 1983
- [6] **A.LUFT**: Microstructural processes of plastic instabilities in strengthened metals, Progress in Materials Science Vol.35, p.97-204, 1991
- [7] **J.W.CHRISTIAN**: some surprising features of the plastic deformation of body-centered cubic metals and alloys, Metallurgical Transactions, Vol.14A, p.1237-1256, 1983
- [8] **L.P.KUBIN**: reviews on the deformation behavior of materials, Vol.4, N°3, p.181-275, 1982
- [9] **E.F.RAUCH**: étude de l'écrouissage des métaux: aspects microstructuraux et lois de comportement (thèse d'habilitation), 1993
- [10] **W.A.SPITZIG et A.S.KEH**: orientation dependence of the strain-rate sensitivity and thermally activated flow in iron single crystals, Acta Met. Vol.18, p.1021-1033, 1970
- [11] **W.A.SPITZIG et A.S.KEH**: the role of internal and effective stresses in the plastic flow of iron single crystals, Metallurgical Transactions, Vol.1, p.3325-3331, 1970
- [12] **A.S.KEH et S.WEISSMANN**: deformation substructure in body-centered cubic metals, Electron microscopy and strength of crystals, chap.5, 1962
- [13] **P.E.JOHNSON, J.H.SCHMITT, S.A.VINCENT et J.W.MORRIS**: the effect of prestrain temperatures on dislocation cell formation and subsequent tensile behavior in low carbon steel sheets, Scripta Met., Vol.24, p.1447-1452, 1990
- [14] **B.BRENNER et A.LUFT**: the mechanism of worksoftening in cold worked molybdenum polycrystals at elevated temperature, Mat.Sci.Eng., 52, p.229-237, 1982
- [15] **Editeurs scientifiques** Le livre de l'acier G.Béranger, G.Henry, G.Sanz
- [16] **LL.DILLAMORE, J.G.ROBERTS et A.C.BUSH**: occurrence of shear bands in heavily rolled cubic metals, Metal Science, p.73-77, fév. 1979
- [17] **C.REY, P.VIARIS DE LESEGNO et R.CHIRON**: analysis of shear localization in iron single crystals by local strain field and lattice rotation field measurements, Proceedings of the Symposium held at Berlin, Germany, p.30-39, 1996

- [18] **A.S.KEH**: work hardening and deformation sub-structure in iron single crystals deformed in tension at 298°K, *Phil.Mag.A*, Vol.12, p.9-30, 1965
- [19] **C.REY**: contribution à l'étude de l'influence des interfaces sur la plasticité à froid des métaux purs, (thèse), 1980
- [20] **H.BOUANINE**: hétérogénéités de déformation plastique, (thèse), 1988
- [21] **M.BERVEILLER**: contribution à l'étude du comportement plastique, (thèse), 1978
- [22] **L.TABOUROT**: loi de comportement élastoviscoplastique du monocristal en grandes transformations, 1991
- [23] **C.TEODOSIU et F.SIDOROFF**: a theory of finite elastoviscoplasticity of single crystals, *Int.Eng.Sci.*, 14, p.165-176, 1976
- [24] **D.PEIRCE, R.J.ASARO et A.NEEDLEMAN**: material rate dependence and localized deformation in crystalline solids, *Acta Metall.*, Vol.31, p.1951-1976, 1983
- [25] **R.J.ASARO et A.NEEDLEMAN**: texture developpement and strain hardening in rate dependent polycrystals, *Acta metall.*, Vol.33, N°6, p.923-953, 1985
- [26] **C.LINEAU, P.VIARIS, C.REY et T.CHAUVEAU**: evolution of the local strain field and local crystallographic rotation field in grains of steel polycrystals, *Proceedings of the Symposium held at Berlin, Germany*, p.159-167, 1996
- [27] **C.REY et A.ZAOUI**: grain boundary effects in deformed bicrystals, *Acta.Met.* Vol.30, p.523-535, 1981
- [28] **C.REY**: effects of grain boundaries on the mechanical behaviour of grains in polycrystals, *Revue Phys.Appl.*, 23, p.491-500, 1988
- [29] **F.BARLAT**: on crist. texture gradient and its mecan.consequences in rolled Al Li sheet, 1992
- [30] **S.PANCHANADEESWARAN et R.D.DOHERTY**: direct observation of orientation change by channel die compression in polycrystalline aluminium--use of split sample, *Scripta Met.*, 1992
- [31] **T.BRETHEAU, P.MUSSOT et C.REY**: microscale plastic inhomogeneities and macroscopic behavior of single and multiphase materials, *Transactions of the ASME - Journal of Engineering Materials and Technology*, p.1-7, fév. 1985
- [32] **P.MABILLE**: évaluation des hétérogénéités locales de déformation d'aciers extra doux sollicités en traction et en fatigue, (thèse), 1995
- [33] **H.MUGHRABI**: dislocation wall and cell structures and long-range internal stresses in deformed metal crystals, *Acta metall.* Vol.31, N°9, p.1367-1379, 1983
- [34] **A.KOCHENDORFER et M.SWANSON**, *Arch.Eisenhüttenw*, 31, p.549, 1960
- [35] **J.H.DRIVER**: large strain deformation strucure in Al crystals with rolling texture orientations, *Acta metall.mater.*, Vol.42, N°9, p.3105-3114, 1993
- [36] **J.V.FERNANDES et J.H.SCHMITT**: dislocation microstructures in steel during deep drawing, *Phil.Mag.A*, Vol.48, N°6, p.841-870, 1983

- [37] **E.F.RAUCH, J.H.SCHMITT**: dislocation substructures in mild steel deformed in simple shear, *Mater. Sci. Engng*, A113, p.441-448, 1989
- [38] **G.F.DIRRAS, M.P.BIGET et C.REY**: on the microstructural evolution of cold-rolled Al+5at.%Mg, *Scripta.Met.*, Vol.33, N°5, p.755-760, 1995
- [39] **G.I.TAYLOR**: *J. Inst.Metals* 62, p.307, 1938
- [40] **M.RENOUARD et M.WINTENBERGER**: *C.R. Acad. Sci., Paris*, 292II, 385, 1981
- [41] **J.S.KALLEND et G.J.DAVIES**: *Phil. Mag.*, Vol.30, p.695, 1972
- [42] **H.HONNEFF et H.MECKING**: dans "Textures of Materials", ed. par G.Gottstein et K.Lücke, Springer Verlag, 265, 1978
- [43] **P.VAN HOUTTE et E.AERNOUDT**: solution of the generalized Taylor theory of plastic flow, *Z.Metallkde*, 66, p.303-306, 1975
- [44] **C.S. LEE et B.J.DUGGAN**: studies on the sharpness of simulated deformation textures *Scripta met* vol.28, p.121-126, 1993
- [45] **T.LEFFERS**: on the sharpness of simulated deformation textures with reference to a paper by Lee and Duggan, *Scripta met* vol.29, p.837-840, 1993
- [46] **U.F.KOCKS, G.R.CANOVA et J.J.JONAS**: *Acta met.*, 31, p.1243, 1983
- [47] **P.VAN HOUTTE**: *Icotom 6*, éd. par S.Nagashima, Iran Steel Inst., Japon, p.428, 1981
- [48] **A.SKALLI, R.FORTUNIER, R.FILLIT et J.DRIVER**: crystal rotation during the rolling of large grained Al sheet, 1984
- [49] **R.BECKER**: pencil glide formulation for polycrystal modelling, *Scripta metall. mater.*, Vol.32, N°12, p.2051-2054, 1995
- [50] **T.LEFFERS**: lattice rotation during plastique deformation with grain subdivision, *Proceedings Icotom 10*, 1994
- [51] **T.LEFFERS**: a model for rolling deformation with the grain subdivided into cell blocks, *Proceedings Plasticity 93*, juil. 1993
- [52] **B.BAY, N.HANSEN et D.KUHLMANN-WILSDORF**: microstructural evolution in rolled aluminium, *Mat.Sci.Engng*, A158, p.139-146, 1992
- [53] **R.FORTUNIER**: contribution à l'étude de la déformation plastique des cristaux et des polycristaux, (thèse), 1987
- [54] **E. KRONER**: *Acta metall.* vol.9, p.155-161, 1961
- [55] **M.BERVEILLER et A.ZAOUI**: généralisation du problème de l'inclusion et application à quelques problèmes d'élastoplasticité des matériaux hétérogènes, *Journal de Mécanique*, Vol.19, N°2, 1980
- [56] **A.MOLINARI, G.R.CANOVA et S.AHZI**: a self consistent approach of the large deformation polycrystal viscoplasticity, *Acta Metall.*, Vol.35, N°12, p.2983-2994, 1987

- [57] **R.A.LEBENSOHN et C.N.TOME**: a self consistent approach for the simulation of plastic deformation and texture development of polycrystals: application to zirconium alloys, *Acta Metallurgical*, vol.41, N°9, p.2611-2624, 1993
- [58] **H.E.DEVE et R.JASARO**: the development of plastic failure modes in crystalline materials-Shear bands in fcc polycrystals, *Met. Transactions*, Vol.20A, p.579-592, 1989
- [59] **R.BECKER et P.PANCHANADEESWARAN**: effects on grains interaction on deformation, *Acta metall. mater.*, Vol43, N°7, p.2701-2719, 1995
- [60] **X.LEMOINE**: analyse micromécanique de la formation des cellules de dislocations et conséquences sur le comportement des aciers (thèse), 1995

LISTE DES FIGURES

Pages

CHAPITRE I

1: domaine d'activation des différents systèmes de glissement, dans le cas de cisssions critiques identiques.....	5
2: variations des cisssions critiques en fonction de la température et de l'orientation.....	8
3: rotation de l'axe de traction au cours de la déformation de monocristaux de fer.....	10

CHAPITRE II

1: dépôt des microgrilles.....	28
2: principe de l'EBSd.....	29
3: mesure de F par microgrilles.....	31
4: décomposition du tenseur F.....	31
5: représentation des axes macroscopiques et microscopiques.....	35
6: représentation de la rotation de réseau par rapport au repère macroscopique.....	35
7: calcul de la coordonnée Z(t).....	37
8: mesure des vecteurs moyens pour un élément de la grille.....	38

CHAPITRE III

1: morphologie de quelques grains étudiés, à l'état initial.....	41
2: texture initiale du matériau.....	42
3: définition des caractéristiques d'une courbe de traction d'un matériau à structure cubique centrée.....	43
4: géométrie de l'éprouvette.....	44
5: clichés EBSP du grain 8 de l'essai T à 7, 18 et 23% de déformation.....	47
6: courbes de traction expérimentales.....	48
7: éprouvette de l'essai L, dans la machine de traction, à 27% de déformation.....	48
8: grains à 28% de déformation (essai T).....	50
9: grains à 27% de déformation (essai L).....	50
10: une grille de l'essai T, à 28% de déformation.....	51
11: erreur en % sur le calcul de E_{11} (essai L, à 27%).....	52
12: histogrammes de E_{22} , à chaque étape de déformation, faits sur 1600 cellules.....	54
13: histogrammes de E_{11} , à chaque étape de déformation, faits sur 1600 cellules.....	55
14: cartographie de la composante E_{22} , à l'étape 2.....	57
15: cartographie de la composante E_{22} , à l'étape 3.....	57
16 cartographie de la composante E_{22} , à l'étape 4.....	58
17 cartographie de la composante E_{11} à l'étape 3.....	58
18: variations de E_{22} sur une ligne de la grille aux étapes 3 et 4.....	59
19: variations de E_{22} dans et à l'extérieur d'une bande, comparées à la déformation moyenne mesurée, à l'étape 4, mesurées sur 100µm.....	59
20: histogrammes de E_{12} , à chaque étape de déformation, faits sur 1600 cellules.....	61
21: cartographie de la composante E_{12} à l'étape 5.....	62
22: histogrammes des composantes E_{11} et E_{22} de huit grains voisins à deux étapes de déformation différentes.....	62
23: portion de grille de la figure III.1, à l'étape 6.....	63

24: cartographie de la composante D_{22} entre les étapes 3 et 4, en $10^{-4}s^{-1}$	64
25: cartographie de la composante W_{12} entre les étapes 3 et 4, en $10^{-4}s^{-1}$	65
26: figures de pôles $\{110\}$ obtenues par EBSD.....	66
26: textures $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ obtenues par le goniomètre et par EBSD, à l'état initial.....	67
28: figures de pôles $\{111\}$ obtenues par EBSD.....	68
29: comportement de grains en position de glissement multiple instable.....	69
30: rotation de deux grains dont l'axe de traction est initialement proche d'un pôle $\langle 101 \rangle$	70
31: rotation de deux grains dont l'axe de traction est initialement proche de la zone [001][101].....	70
32: figures de pôles inverse de grains de même orientation initiale.....	71
33: figures de pôles $\{110\}$ des grains 21 et 22, aux étapes 1, 3 et 6.....	71
34: évolution de l'axe de traction de grains situés dans des bandes de déformation.....	72
35: hétérogénéités intragranulaires de la rotation cristalline.....	73
36: hétérogénéités de glissement à l'étape 5.....	74
37: variations de E_{11} à l'étape 5.....	75
38: variations de E_{22} à l'étape 5.....	76
39: variations de E_{12} en valeur absolue à l'étape 5.....	79
40: figure de pôles inverse du grain 96 à 0 et 32% de déformation.....	78

CHAPITRE IV

1: domaines d'activation et dénomination des systèmes de glissement dans les deux triangles standards.....	81
2: figures de pôles inverse des grains du tableau IV.1.....	86
3: figures de pôles inverse des grains du tableau IV.2.....	87
4: figures de pôles inverse des grains du tableau IV.3.....	87
5a: représentation, pour quelques grains, de l'évolution des axes de traction, situés au centre du triangle standard.....	91
5b: représentation, pour quelques grains, de l'évolution des axes de traction, proches de position de symétrie.....	92
6: rotation de réseau du grain 6L, au cours de la déformation, obtenue expérimentalement, par Taylor, sans et avec écrouissage.....	93
7: rotation de réseau du grain 24L, au cours de la déformation, obtenue expérimentalement, par Taylor, sans et avec écrouissage.....	93
8: rotation de réseau du grain 56L, au cours de la déformation, obtenue expérimentalement, par Taylor, sans et avec écrouissage.....	94
9: évolution des axes de traction des grains étudiés dans le tableau IV.4, expérimentale et simulée, et domaines d'activation des systèmes de glissement.....	95
10: évolution de l'axe de traction, expérimentale et simulée, de quelques grains de l'essai L.....	99
11: figures de pôles inverses du grain 64, expérimentale et simulée.....	100
12: hétérogénéités des grains 96 et 76 de l'essai L, à l'étape 6. Comparaisons avec les résultats obtenus par le modèle autocohérent.....	101
13: histogrammes des composantes E_{11} , E_{22} , E_{12} de huit grains voisins, aux étapes 2 et 5, obtenus expérimentalement et par le modèle autocohérent.....	102

14: simulation par le modèle autocohérent de l'évolution des composantes σ_{11} , σ_{22} et σ_{12} , pour les huit grains voisins.....	103
15: évolution de l'axe de traction expérimentale et simulée à l'étape 5, pour quelques grains de l'essai L.....	106
16: histogrammes des composantes D_{11} , D_{22} , D_{12} des huit grains voisins, à l'étape 5, obtenus expérimentalement et par le modèle viscoplastique.....	107
17: rotation de l'axe de traction des huit grains voisins, expérimentale et simulée, par les modèles autocohérents.....	108
18: histogrammes des composantes σ_{11} , σ_{22} et σ_{12} des huit grains voisins, aux étapes 2 et 5, simulées par le modèle viscoplastique.....	109
19: figures de pôles $\{110\}$, sur les 76 grains étudiés, à l'étape 6, pour l'essai L, obtenues expérimentalement et par simulations.....	110
20: représentation de l'axe de traction des grains de l'essai L, dans le repère cristallin.....	112

CHAPITRE V

1: grille d'un polycristal d'aluminium déformé en compression plane, simulée par éléments finis.....	118
--	-----

X

THÈSE
présentée pour l'obtention du diplôme de
DOCTEUR
DE
L'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

Spécialité : Structures et Matériaux

présentée par :

Corinne LINEAU

Sujet de la thèse :

**ANALYSE EXPERIMENTALE DE LA DÉFORMATION
PLASTIQUE D'UN POLYCRISTAL D'ACIER COMPARAISON
AVEC LES SIMULATIONS DE MODÈLES POLYCRISTALLINS**

ANNEXES

Soutenue à Champs sur Marne, le 9 JUILLET 1997

devant le jury composé de :

Président : **P. VIARIS DE LESEGNO**

Rapporteurs : **M. BERVEILLER
C. PRIOUL**

Examineurs : **A. EHRLACHER
C. REY**

Thèse préparée au sein du Laboratoire des Propriétés Mécaniques et
Thermodynamiques des Matériaux (CNRS UPR 9001)

NS



Liste des annexes

Annexe A: Grains étudiés

A.1: grains étudiés de l'essai L

A.2: grains étudiés de l'essai T

Annexe B: Histogrammes de E_{22} et E_{11} de l'essai T

Annexe C: Traitement d'image d'une grille dépouillée

Annexe D: Cartes de déformation de l'essai L

D.1: évolution de la composante E_{22} (étapes 5 et 6)

D.2: évolution de la composante E_{11} (étapes 2, 3, 4 et 5)

Annexe E: Carte de la composante D_{22} , entre les étapes 4 et 5, de l'essai L

Annexe F: Figures de pôles inverses expérimentales

F.1: essai L

F.2: essai T

Annexe G: Figures de pôles inverses simulées par le modèle de Taylor

G.1: sans écrouissage, essai L

G.2: sans écrouissage, essai T

G.3: améliorations des simulations du modèle de Taylor par l'écrouissage, essai L

G.4: améliorations des simulations du modèle de Taylor par l'écrouissage, essai T

Annexe H: Figures de pôles inverses des grains améliorés par le modèle autocohérent élastoplastique

Annexe I: Améliorations obtenues par le modèle autocohérent viscoplastique

I.1: essai L

I.2: essai T

Annexe J: Résultats de l'essai T

J.1: modèle de Taylor

J.2: modèle autocohérent élastoplastique

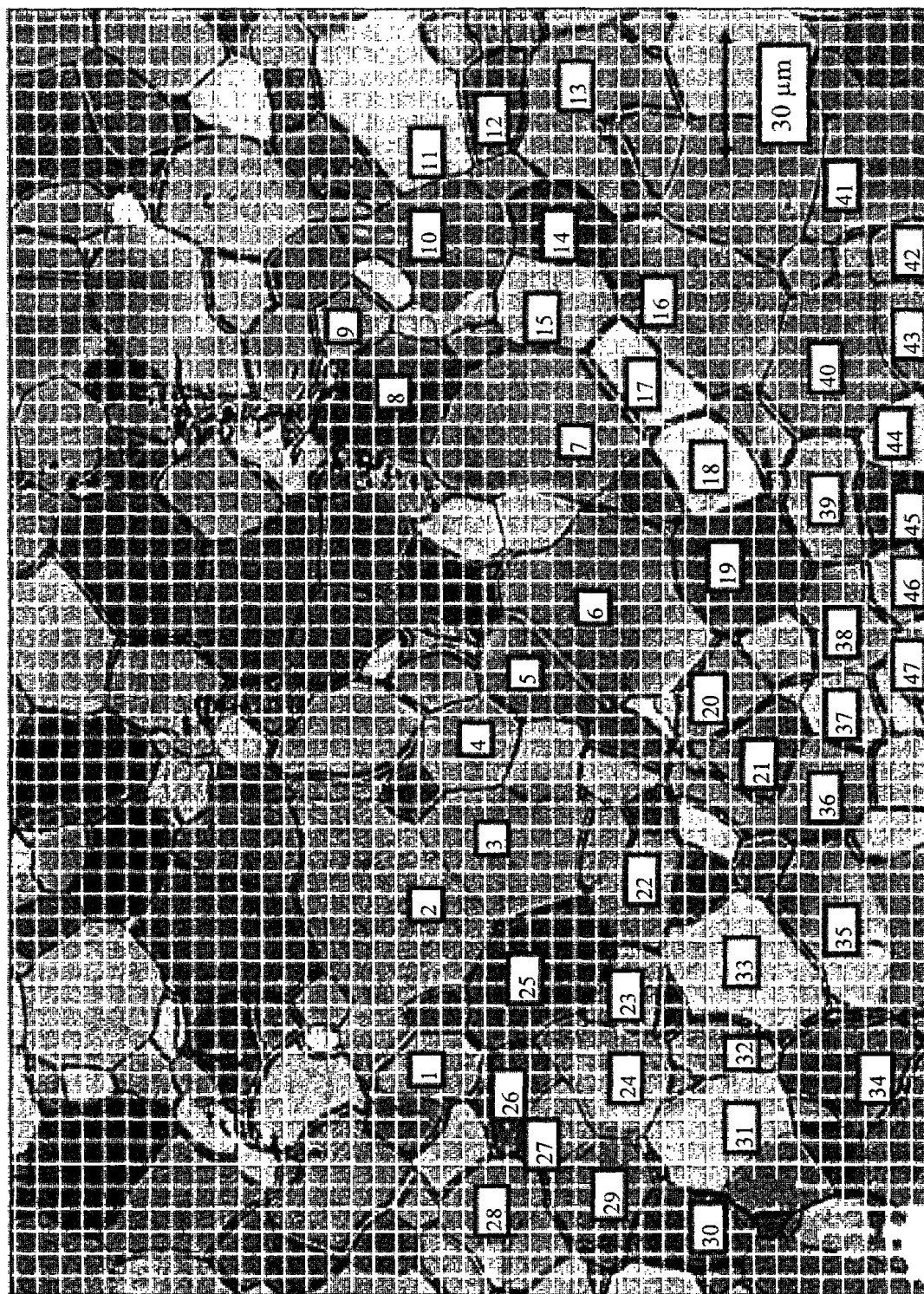
J.3: modèle viscoplastique

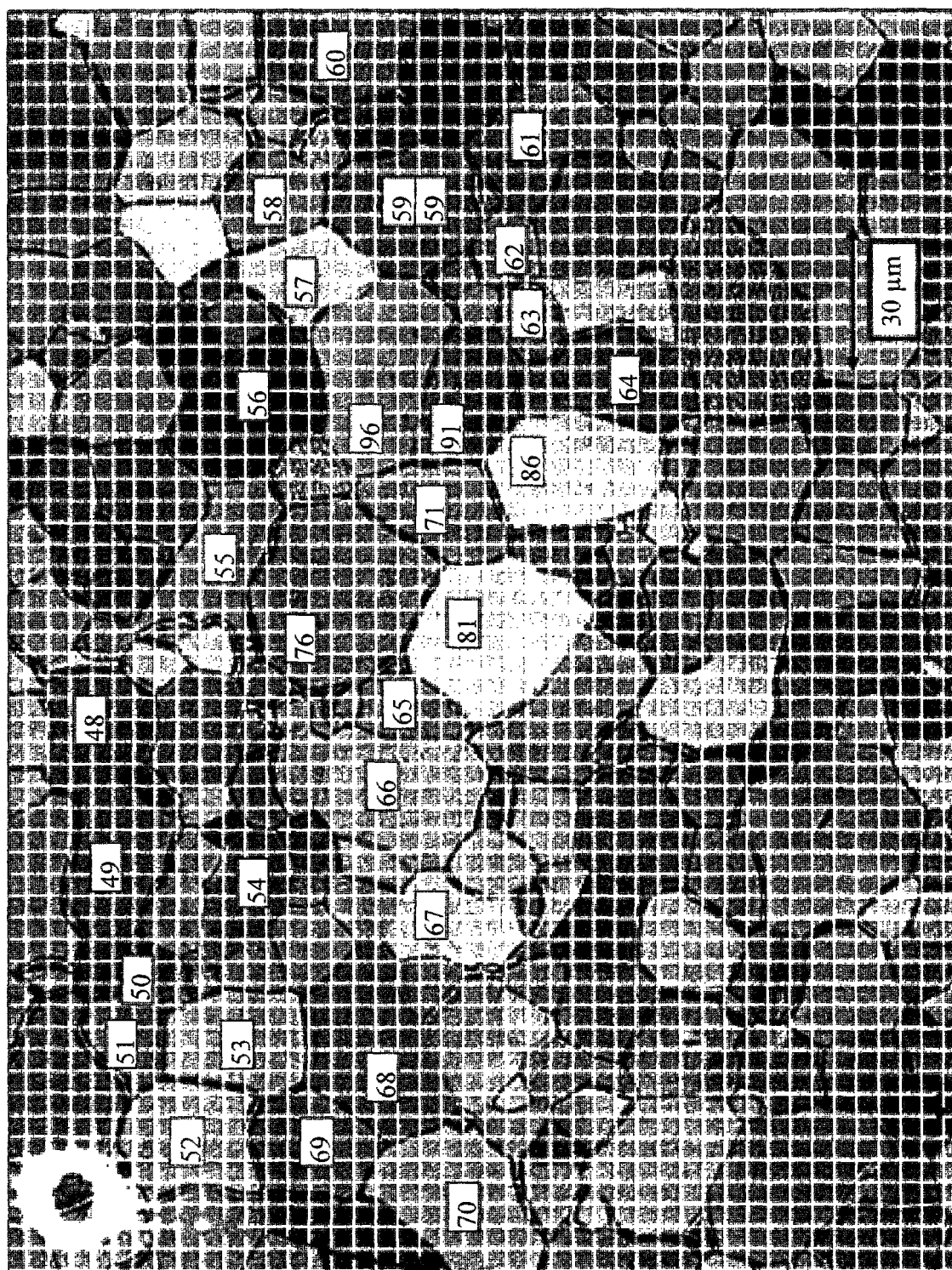
J.4: textures simulées

Annexe K: Résultats des simulations pour des grains d'axe de traction proche (essai L)

ANNEXE A: Grains étudiés

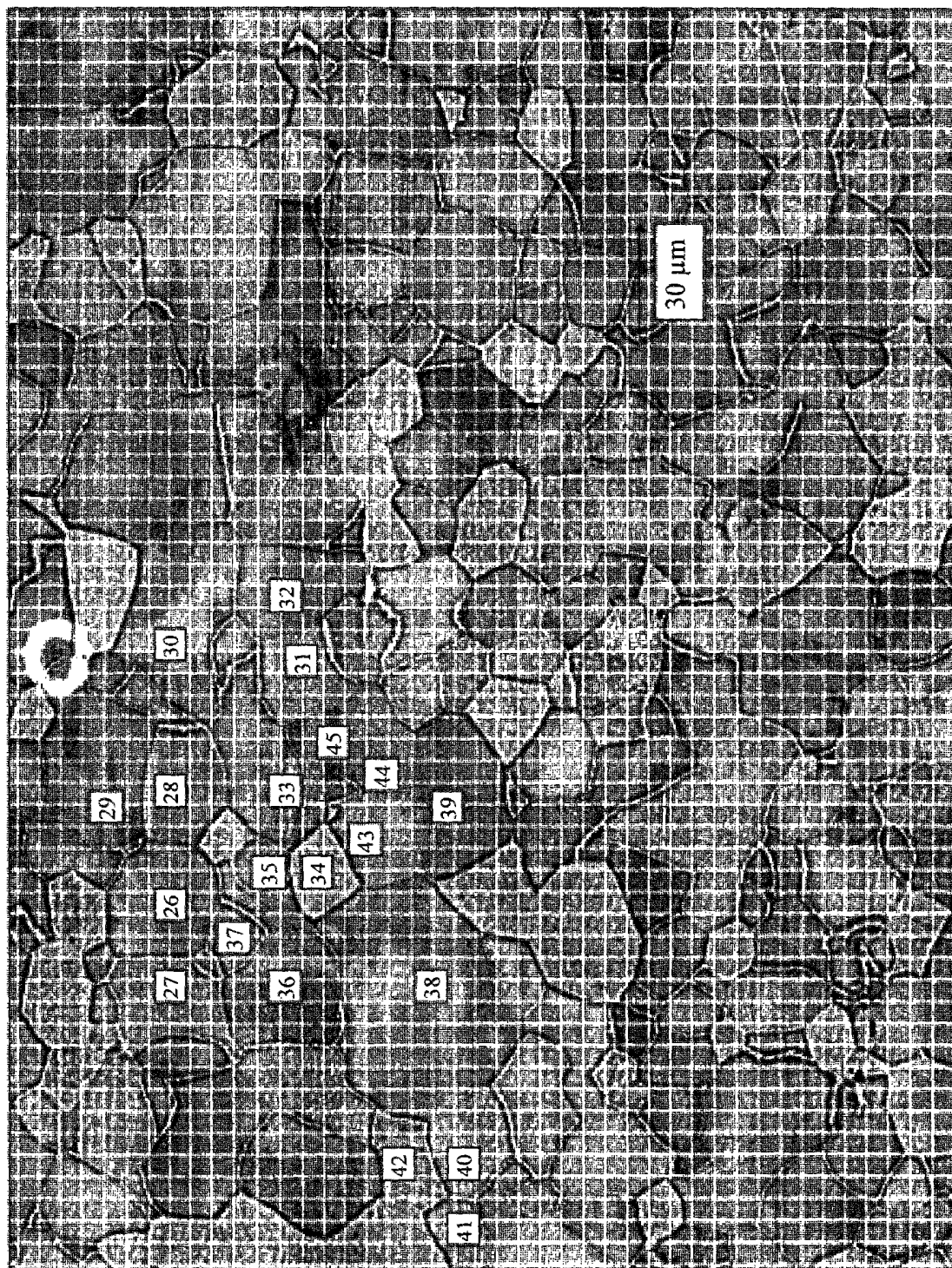
ANNEXE A.1: grains étudiés de l'essai L

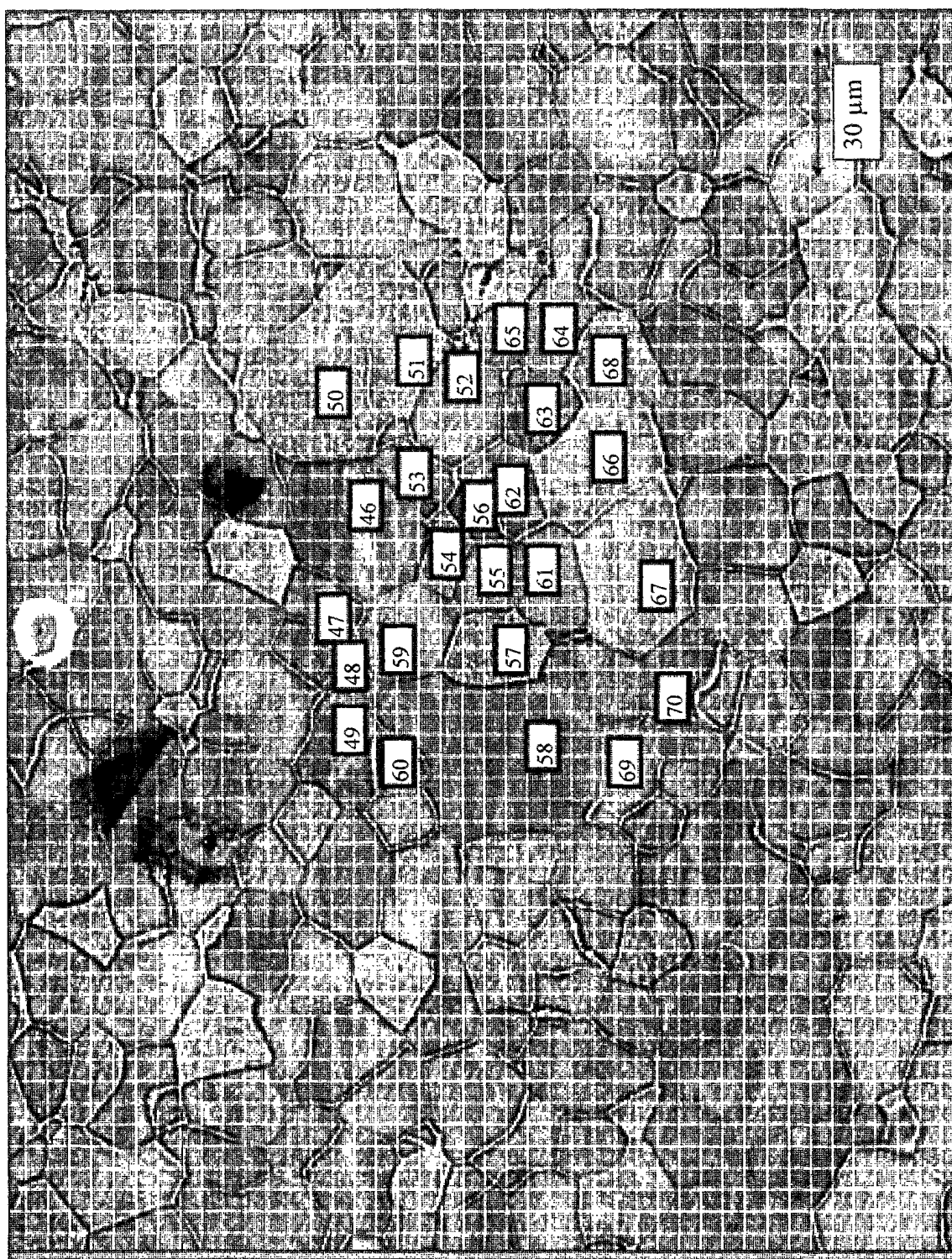




ANNEXE A.2: grains étudiés de l'essai T

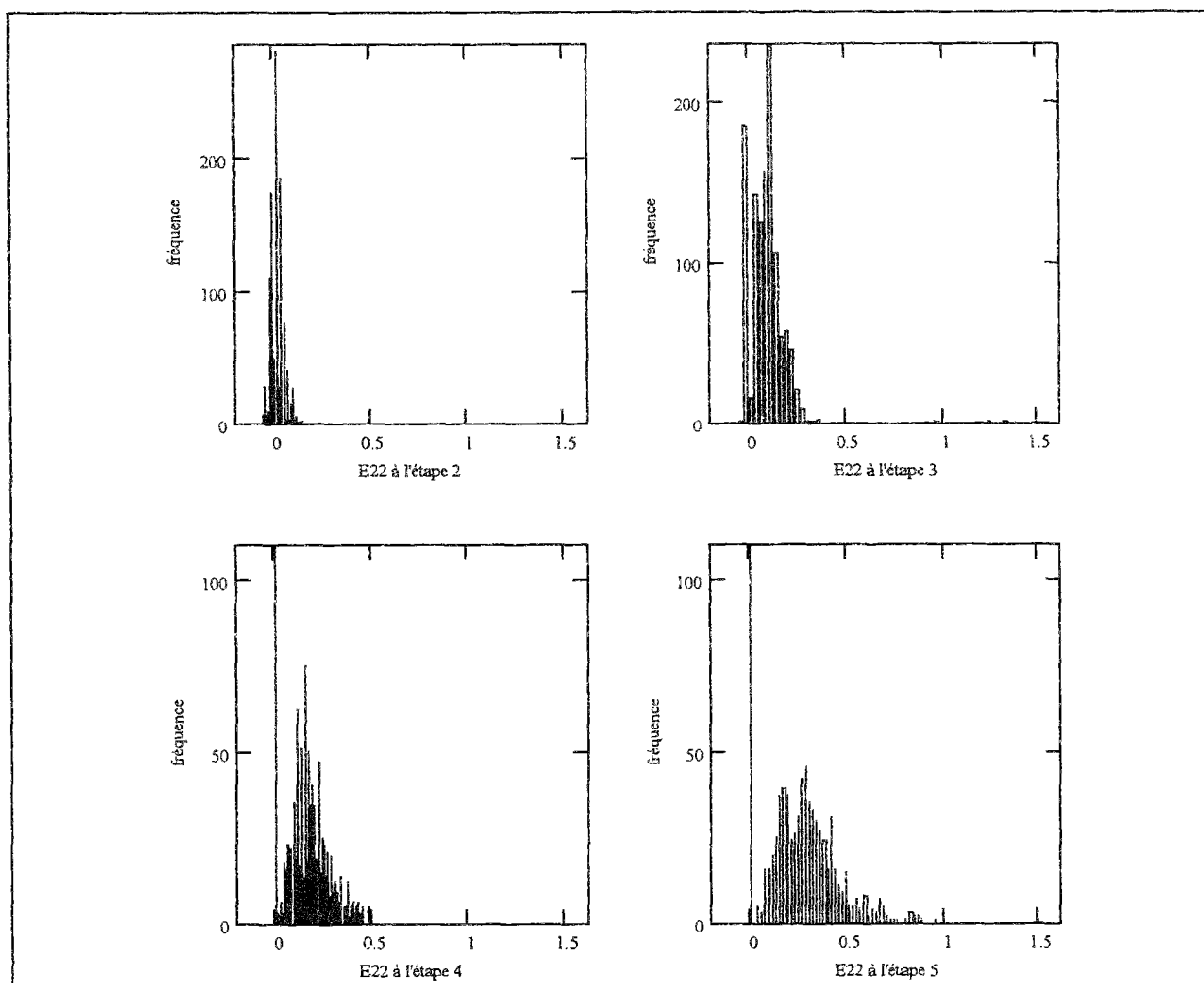




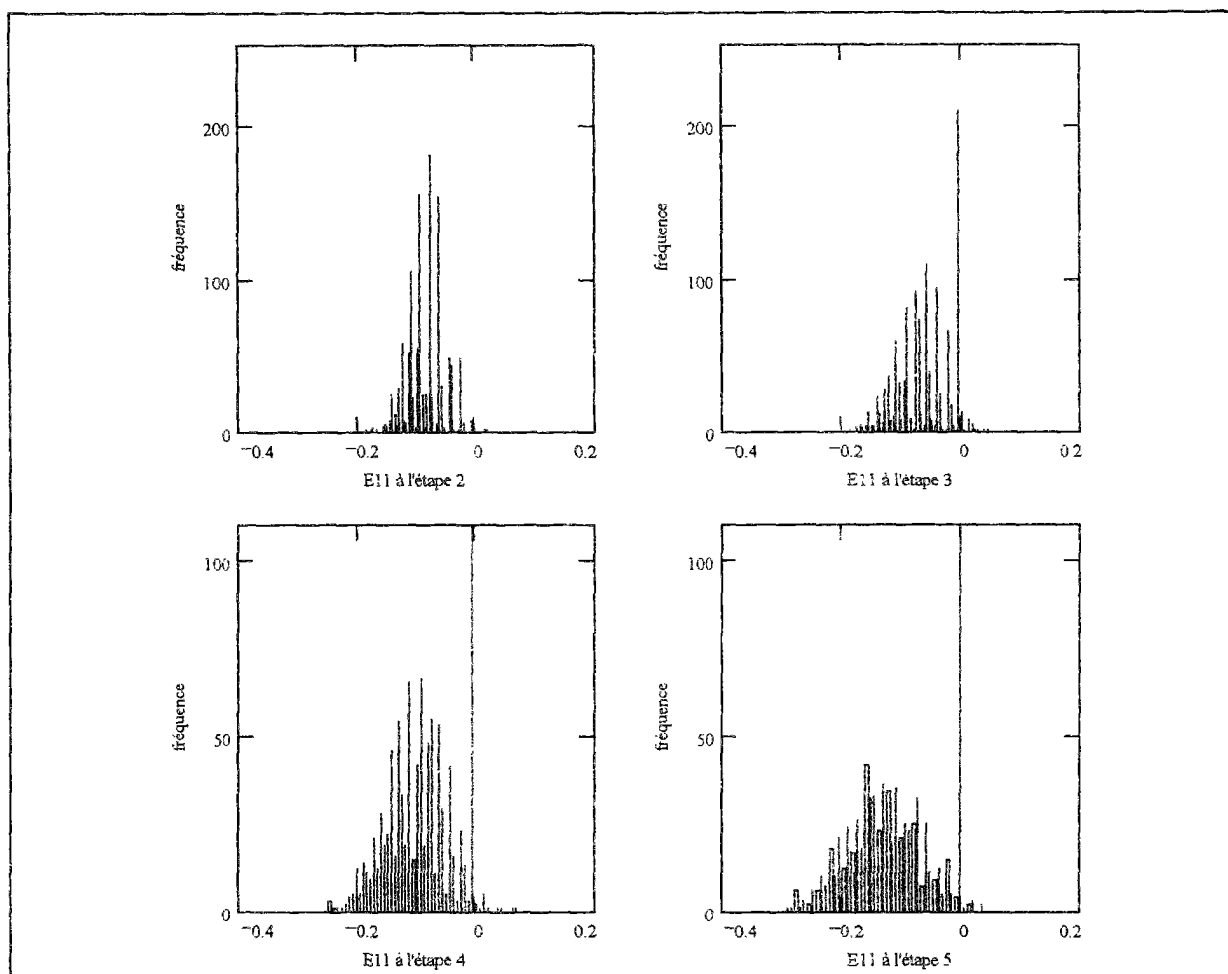


ANNEXE B: Histogrammes de E_{22} et E_{11} de l'essai T

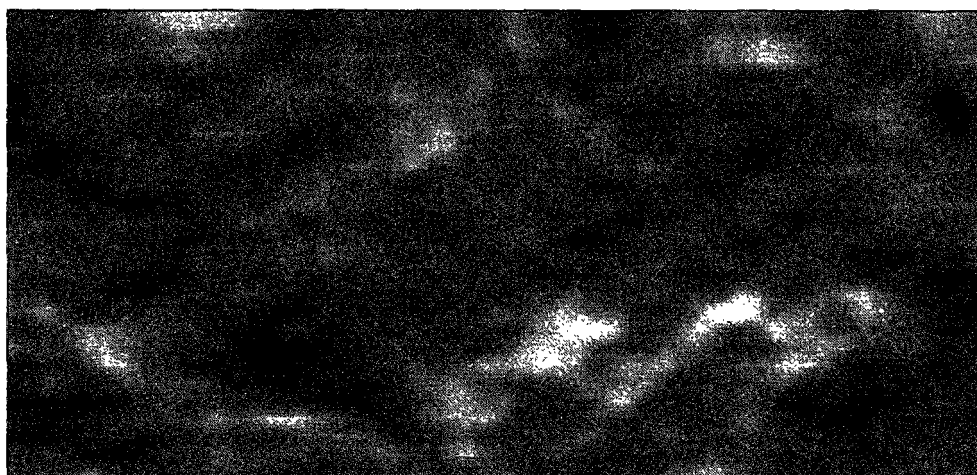
ANNEXE B1: Histogrammes de E_{22} , à chaque étape de la déformation, faits sur 1250 cellules



ANNEXE B2: Histogrammes de E_{11} , à chaque étape de la déformation, faits sur 1250 cellules



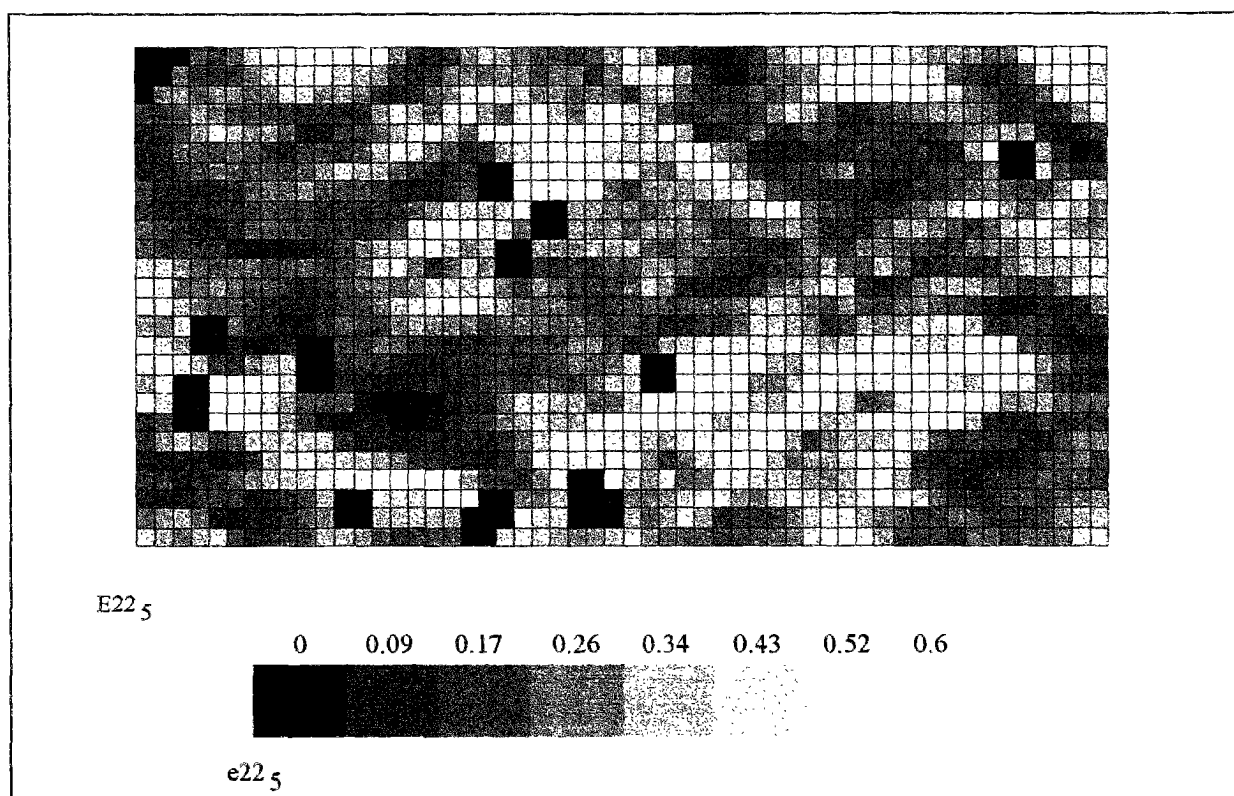
ANNEXE C: Traitement d'image d'une grille dépouillée



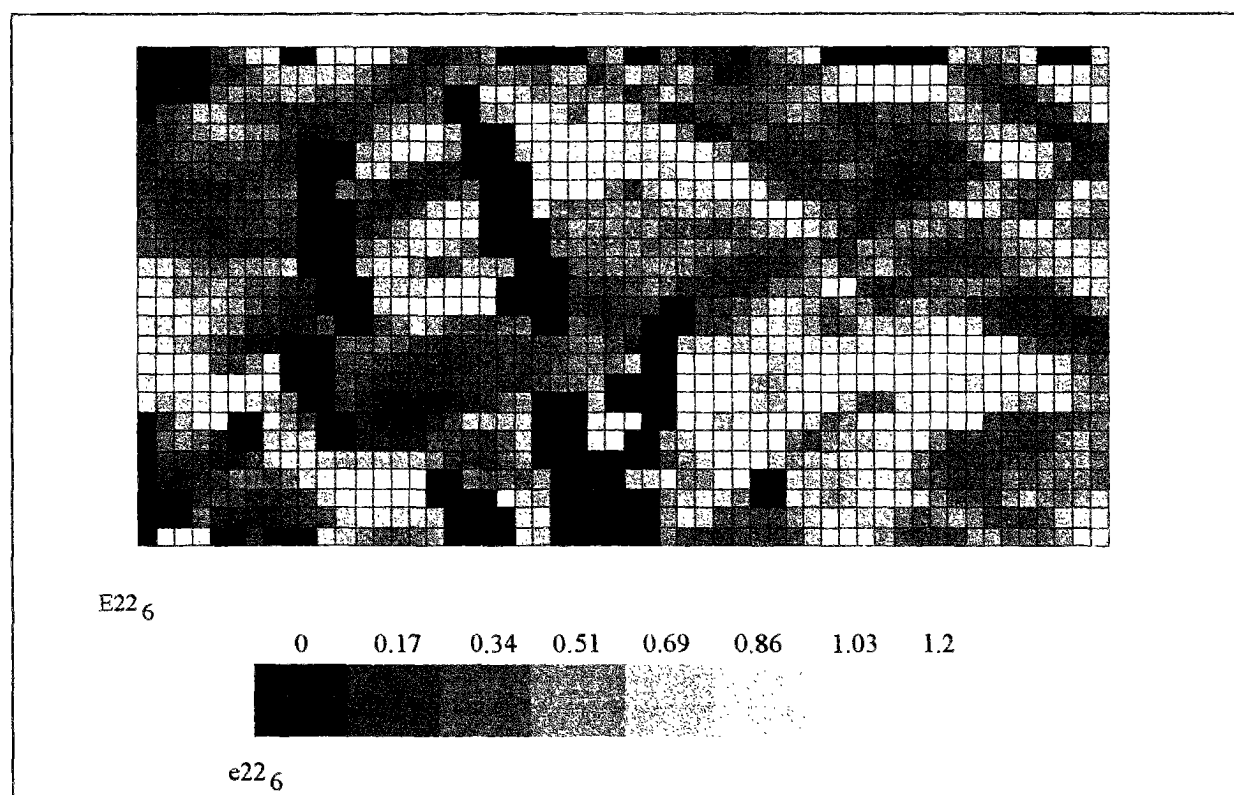
E_{22} à l'étape 4 (essai L)

ANNEXE D: Cartes de déformation de l'essai L

ANNEXE D.1: évolution de la composante E_{22} (essai L)



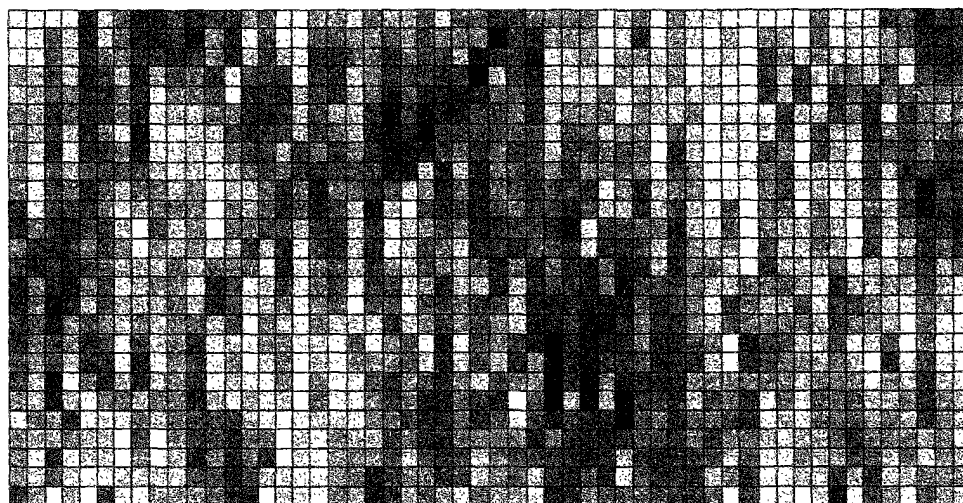
E_{22} , à l'étape 5



E_{22} , à l'étape 6

NB: ne pas prendre en compte les cellules noires (zones non déterminées)

ANNEXE D.2: évolution de la composante E_{11} (essai L)



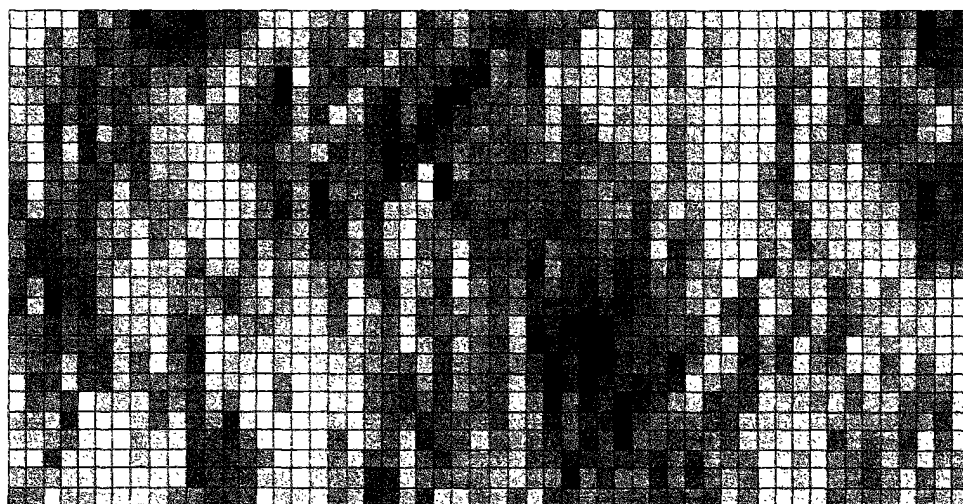
E_{11_2}

-0.11 -0.09 -0.06 -0.04 -0.01 0.01 0.03 0.06



e_{11_2}

E_{11} , à l'étape 2



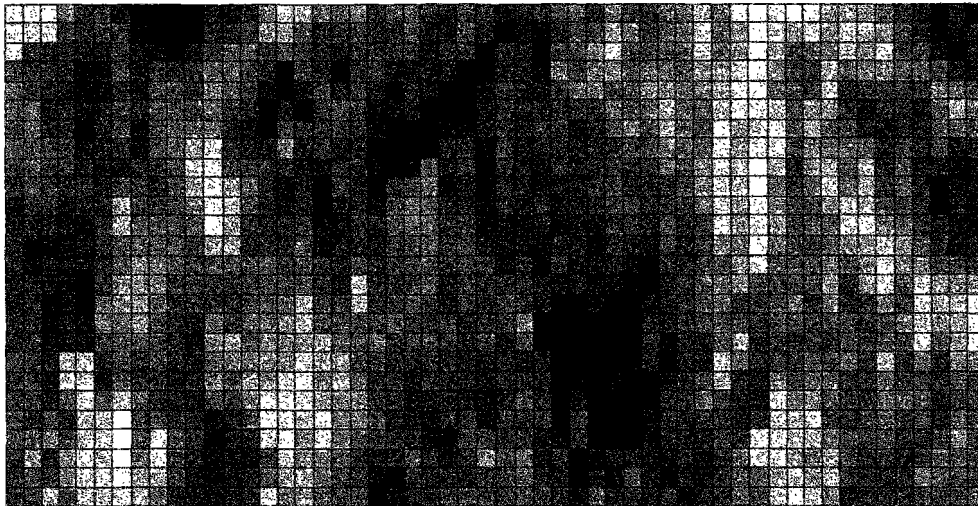
E_{11_3}

-0.16 -0.13 -0.1 -0.07 -0.04 0 0.03 0.06



e_{11_3}

E_{11} , à l'étape 3



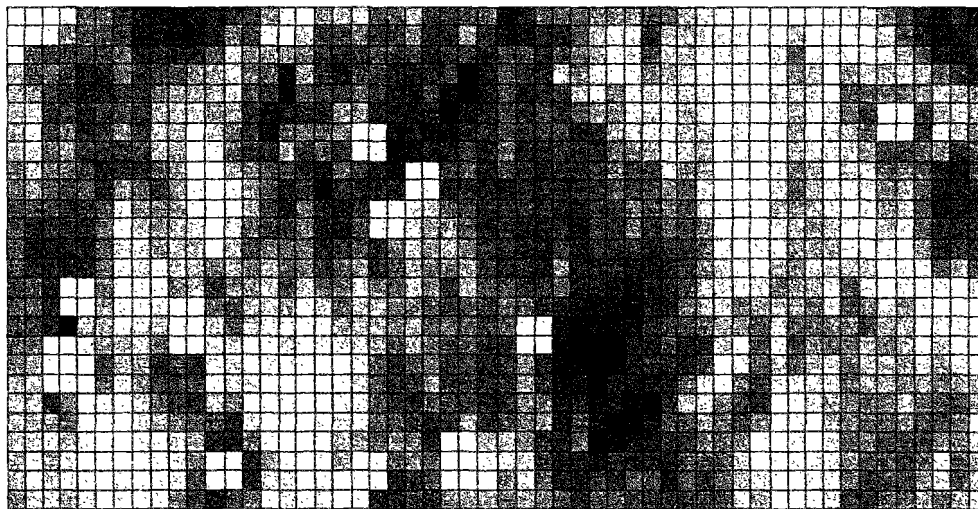
E11₄

-0.20 -0.15 -0.10 -0.05 0.00 0.04 0.09 0.14



e11₄

E11, à l'étape 4



E11₅

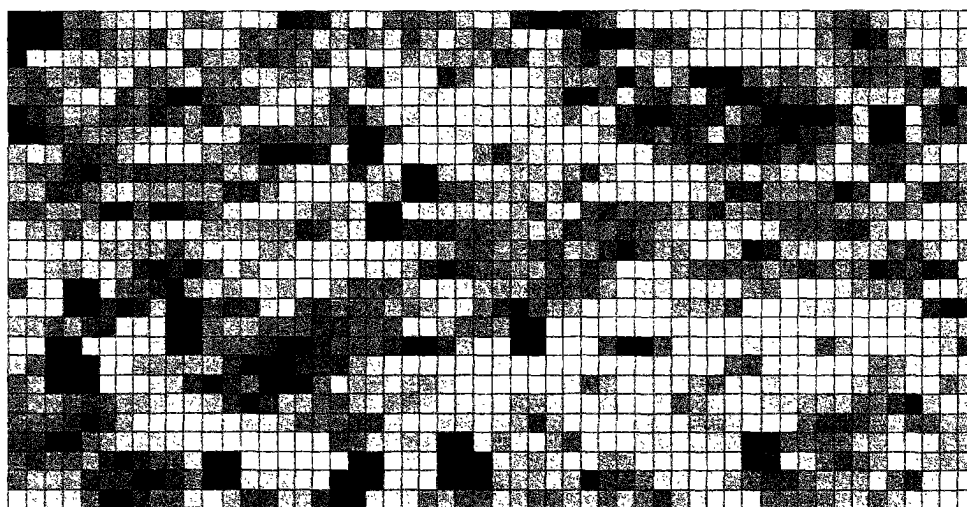
-0.30 -0.24 -0.19 -0.13 -0.07 -0.01 0.04 0.10



e11₅

E11, à l'étape 5

**ANNEXE E: carte de la composante D22,
entre les étapes 4 et 5 (essai L)**



D22 45

0 1.4 2.9 4.3 5.7 7.1 8.6 10

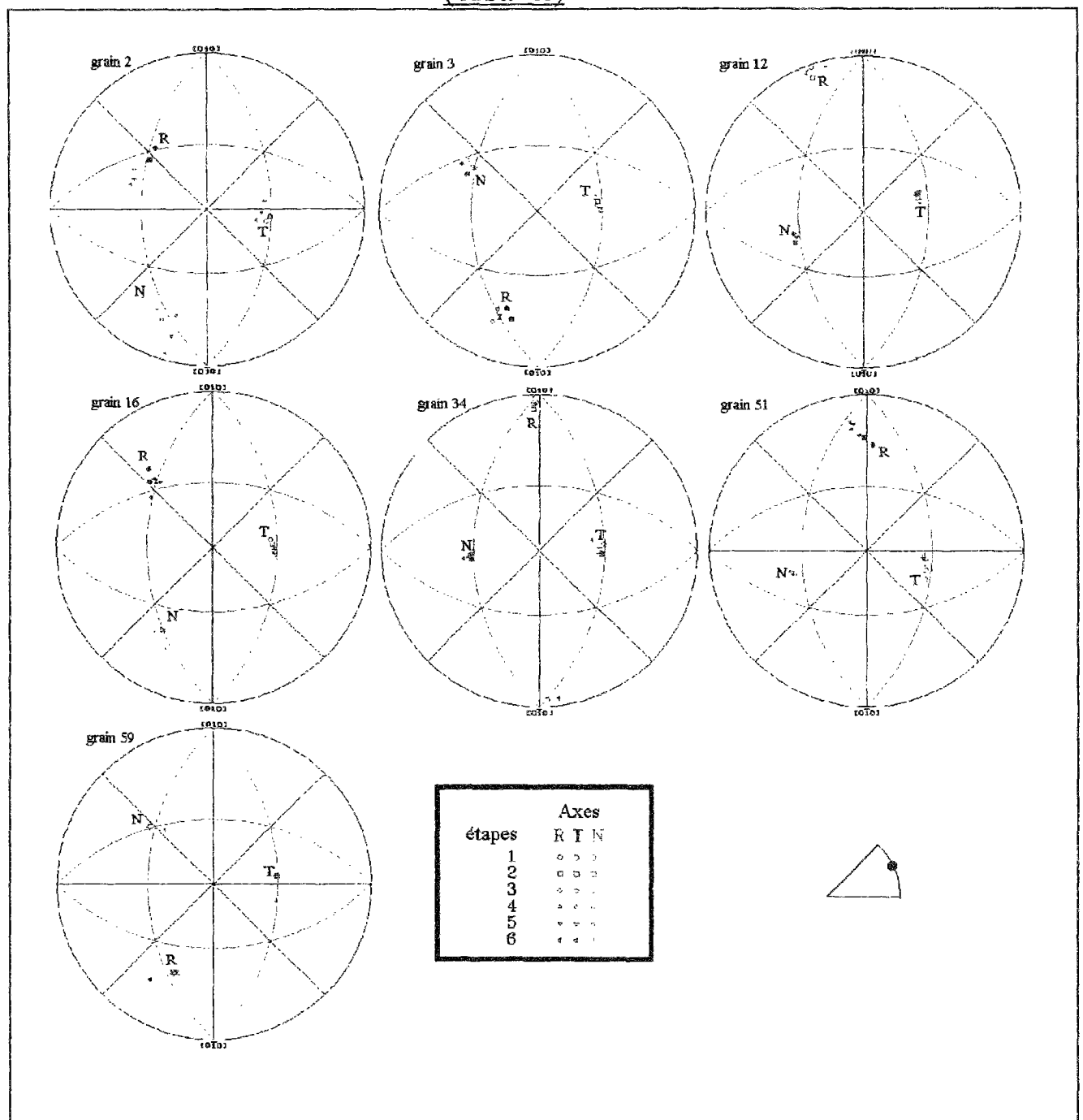


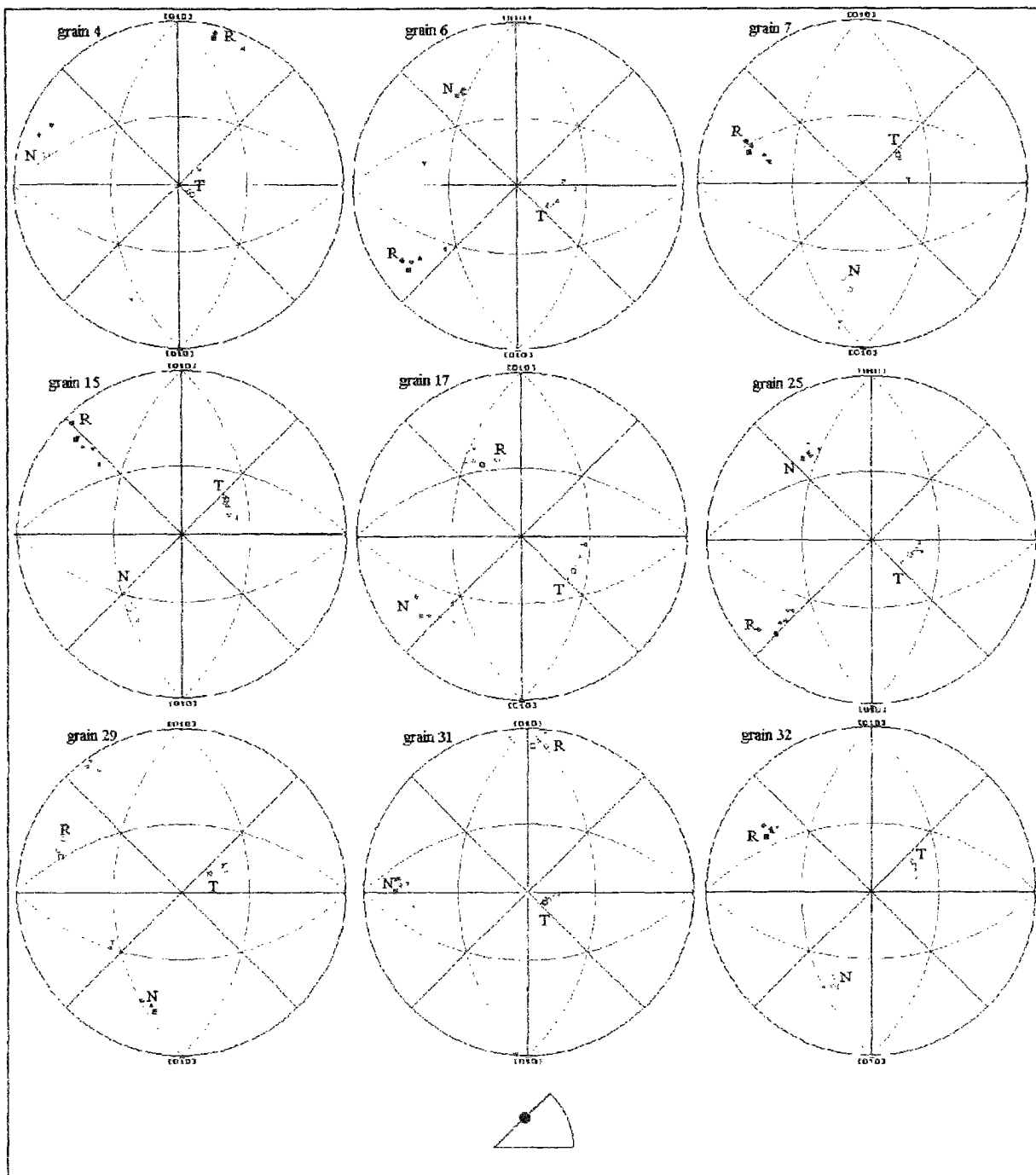
d22 45

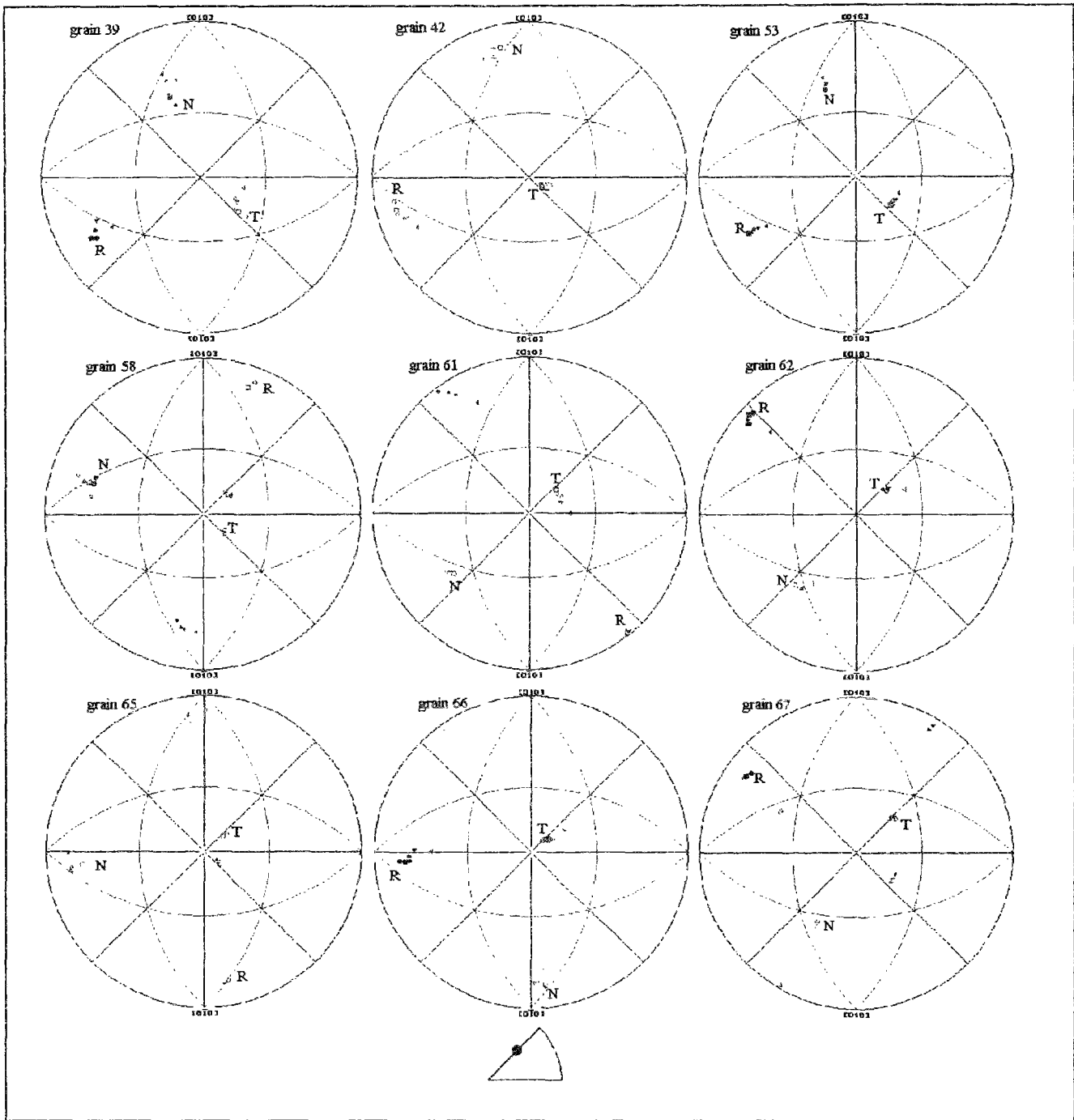
NB: ne pas prendre en compte les cellules noires (zones non déterminées)

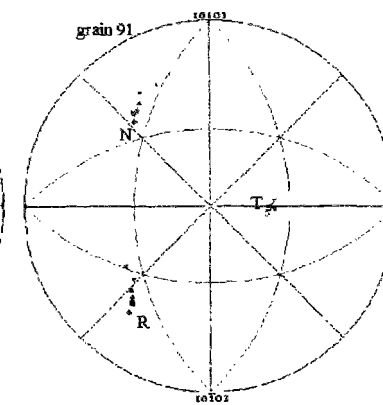
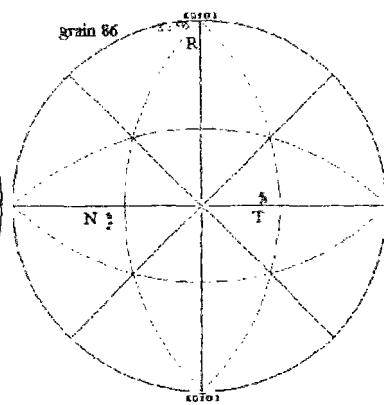
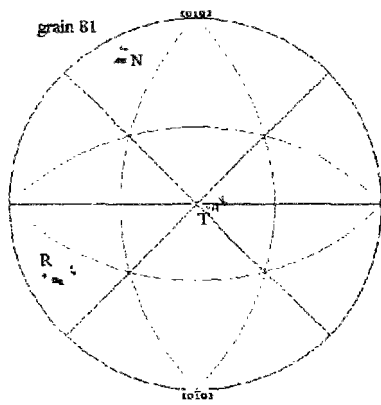
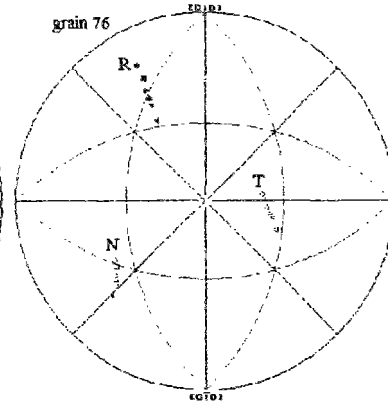
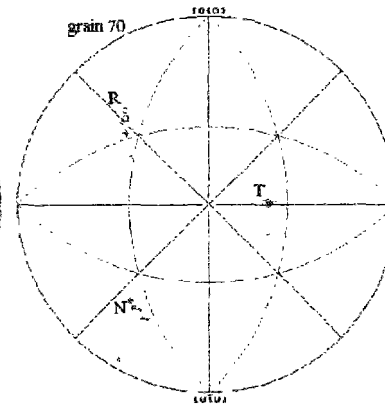
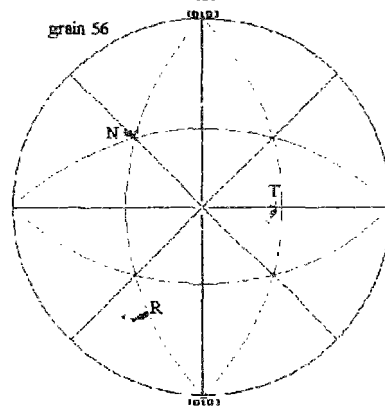
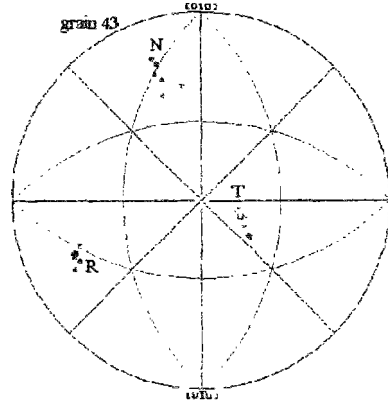
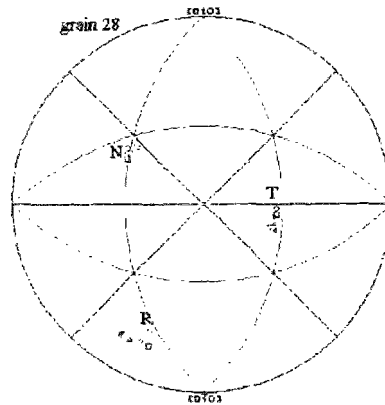
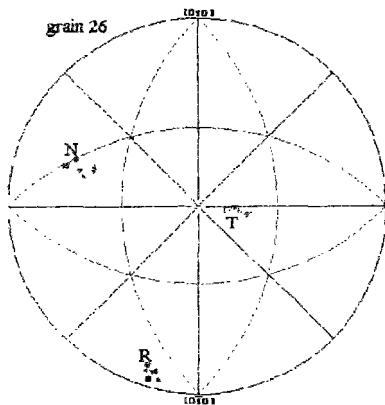
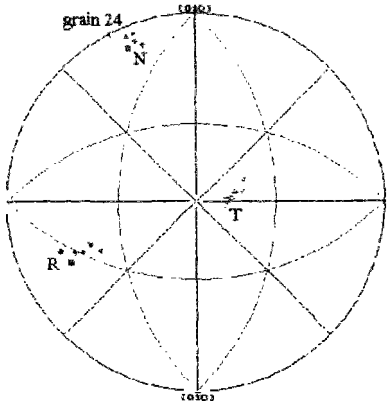
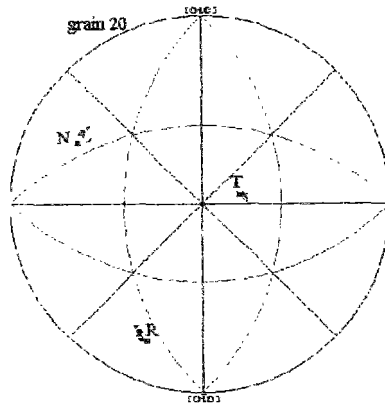
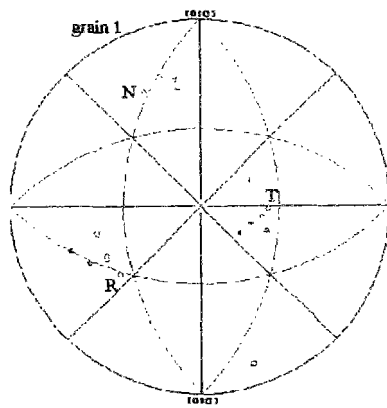
ANNEXE F: Figures de pôles inverses expérimentales

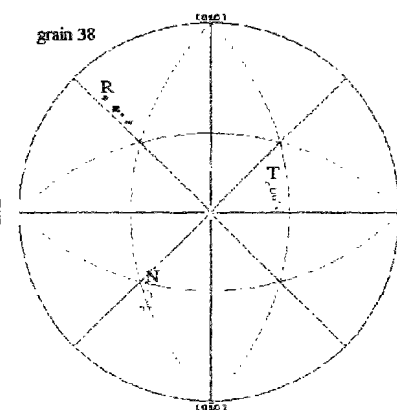
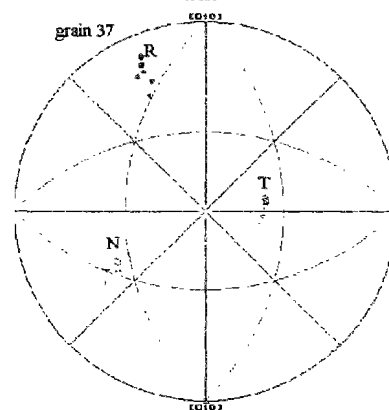
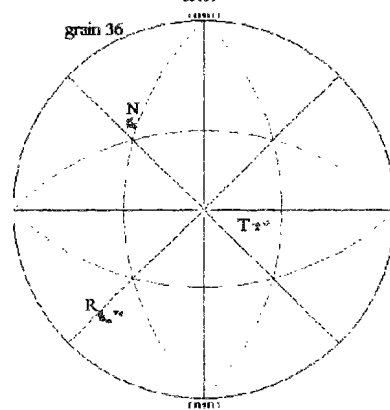
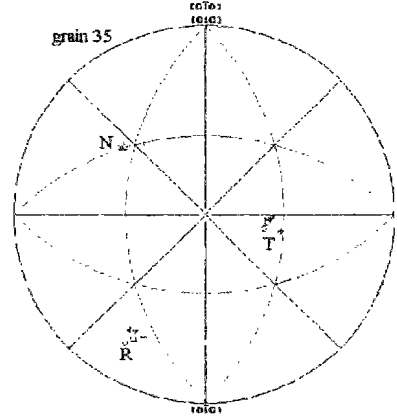
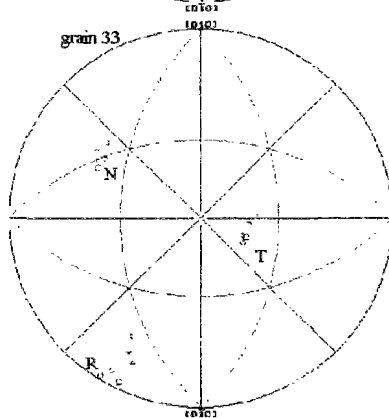
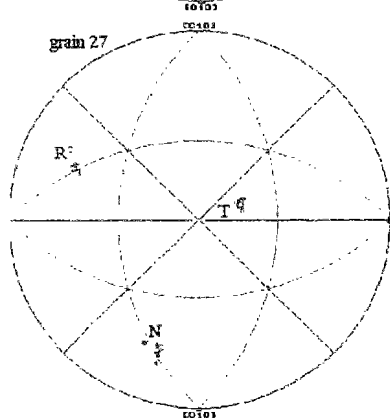
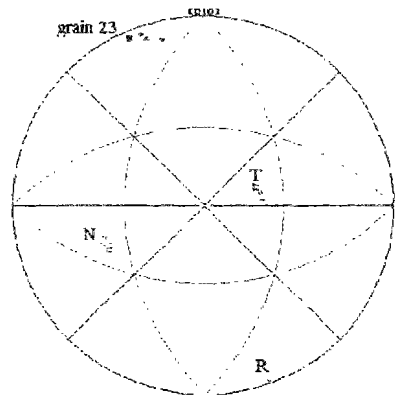
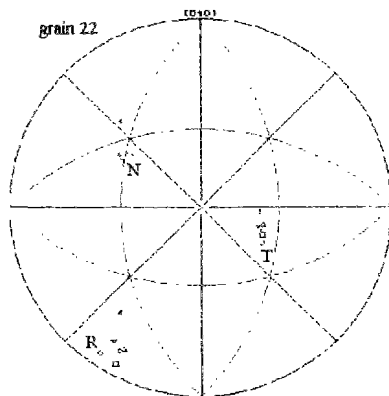
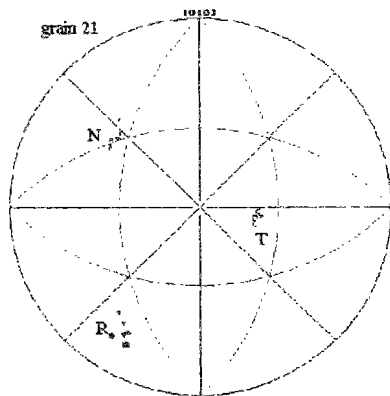
ANNEXE F1: figures de pôles inverses obtenues expérimentalement (essai L)

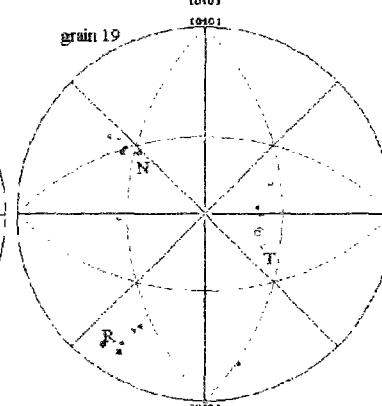
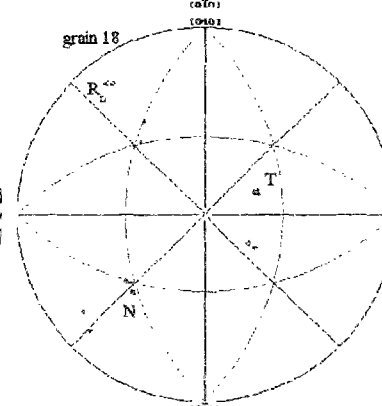
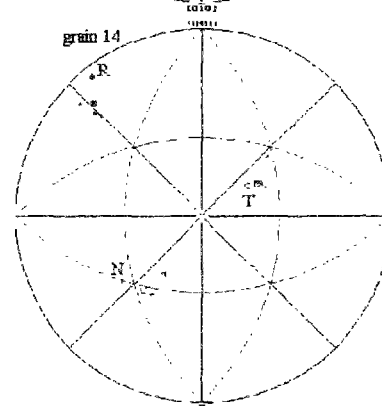
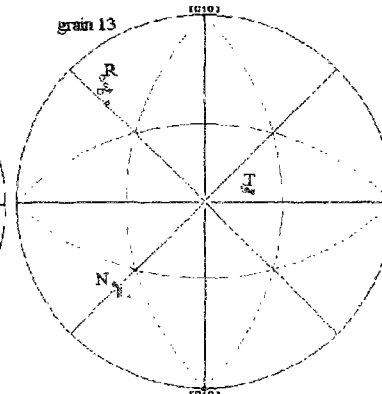
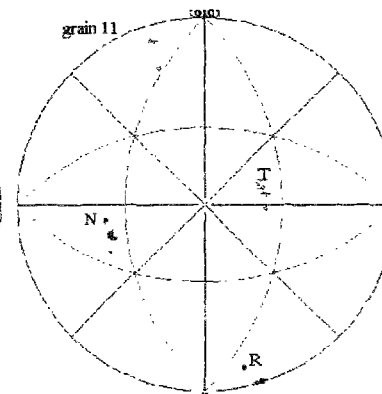
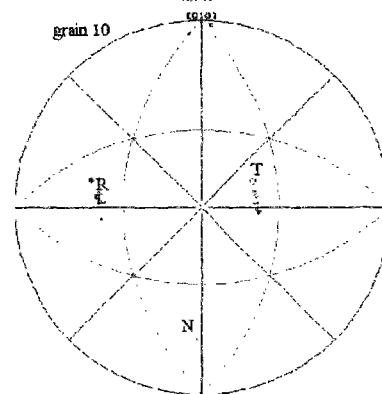
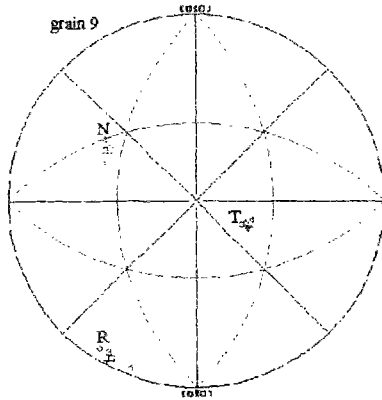
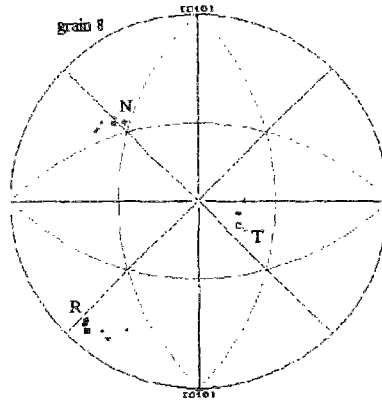
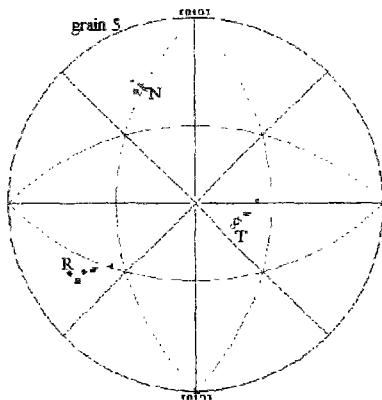


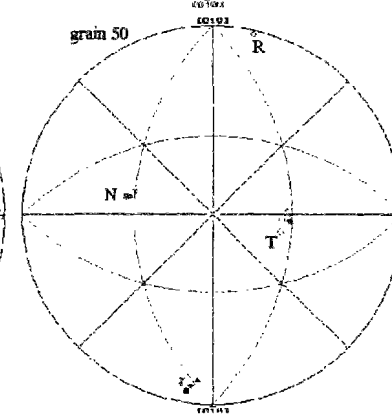
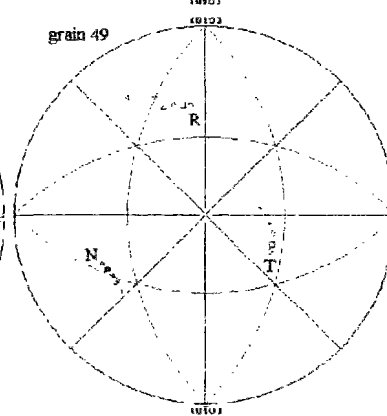
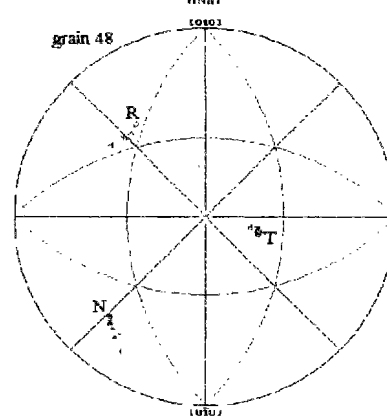
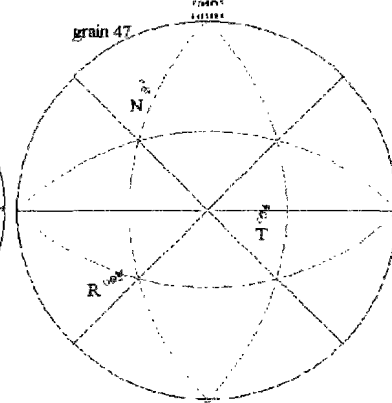
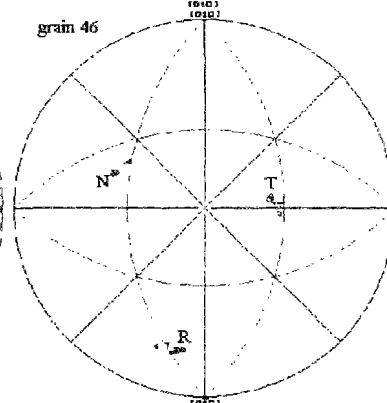
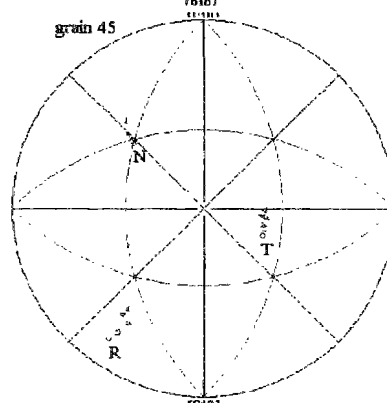
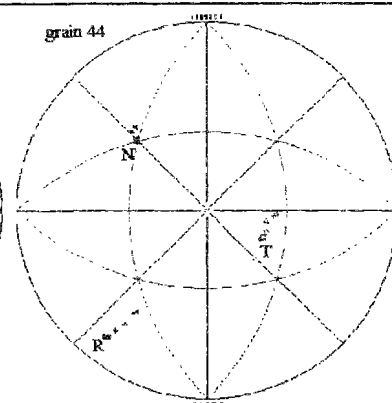
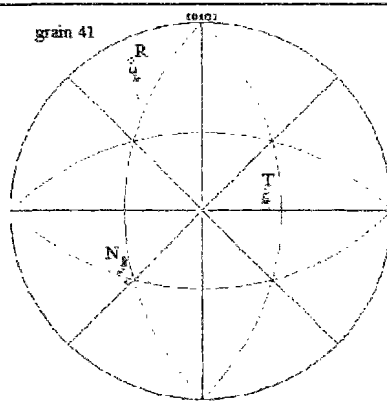
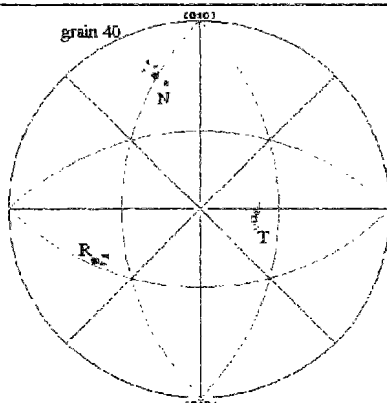


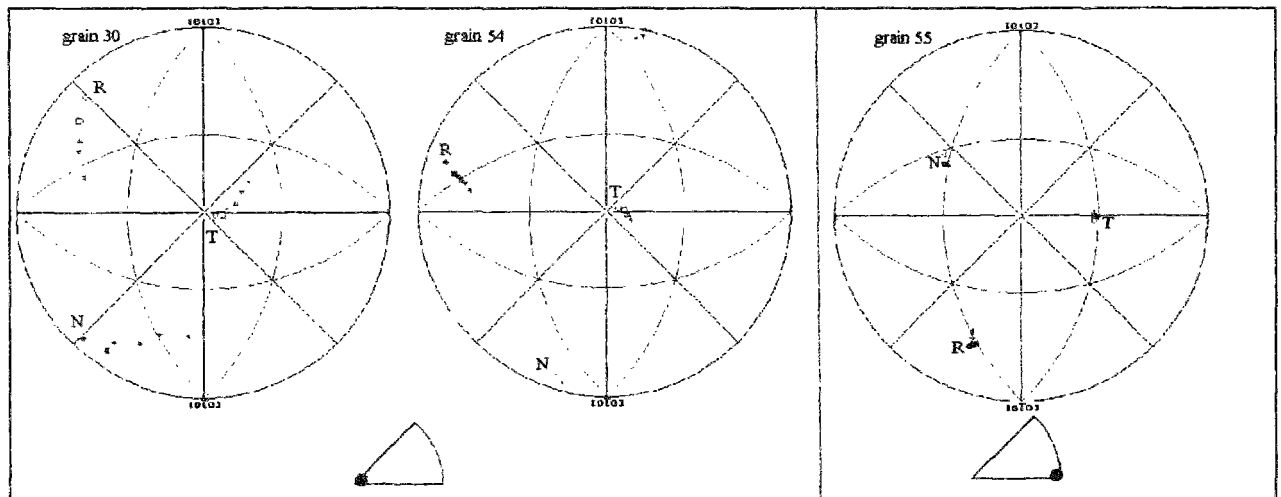
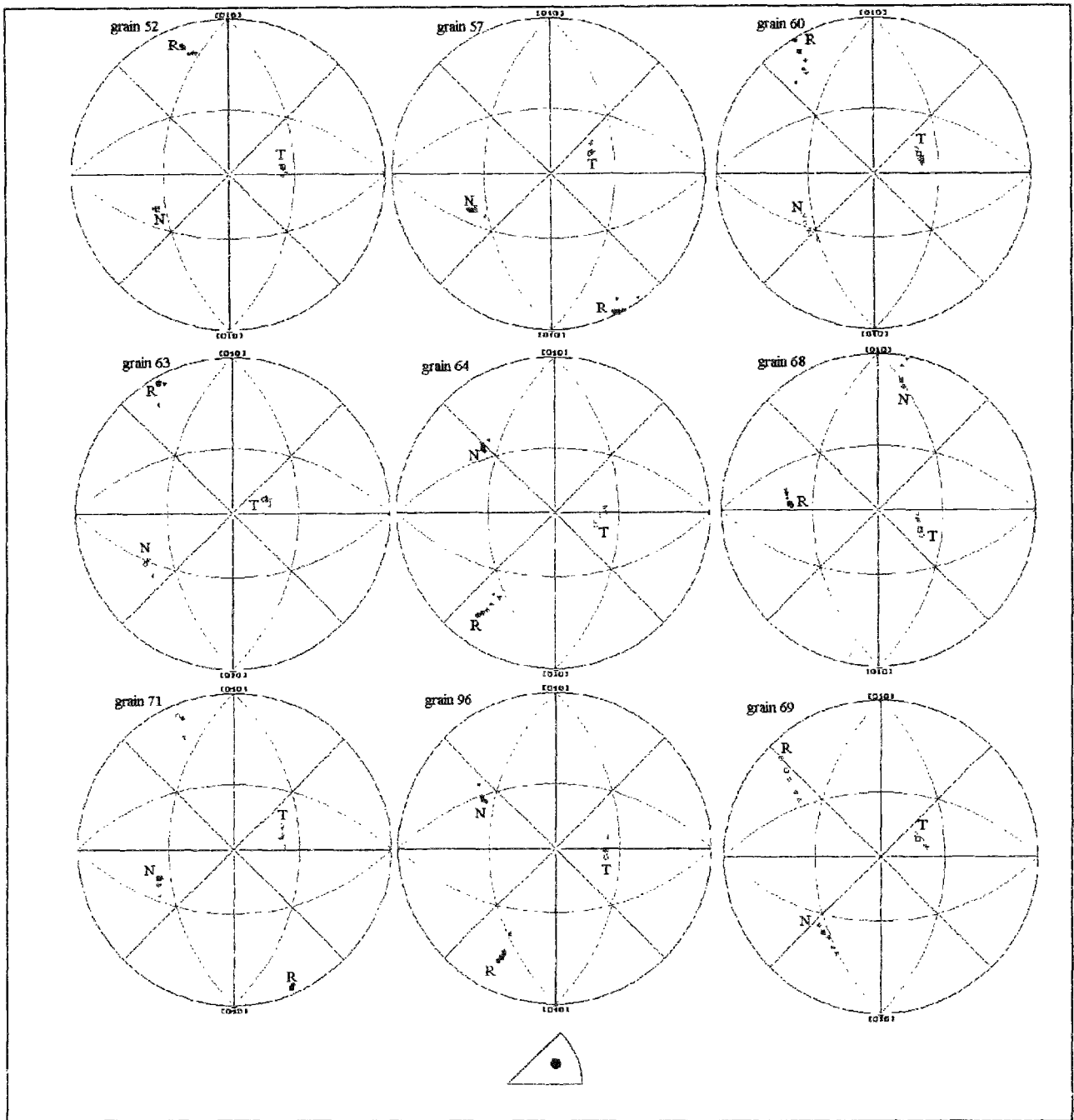




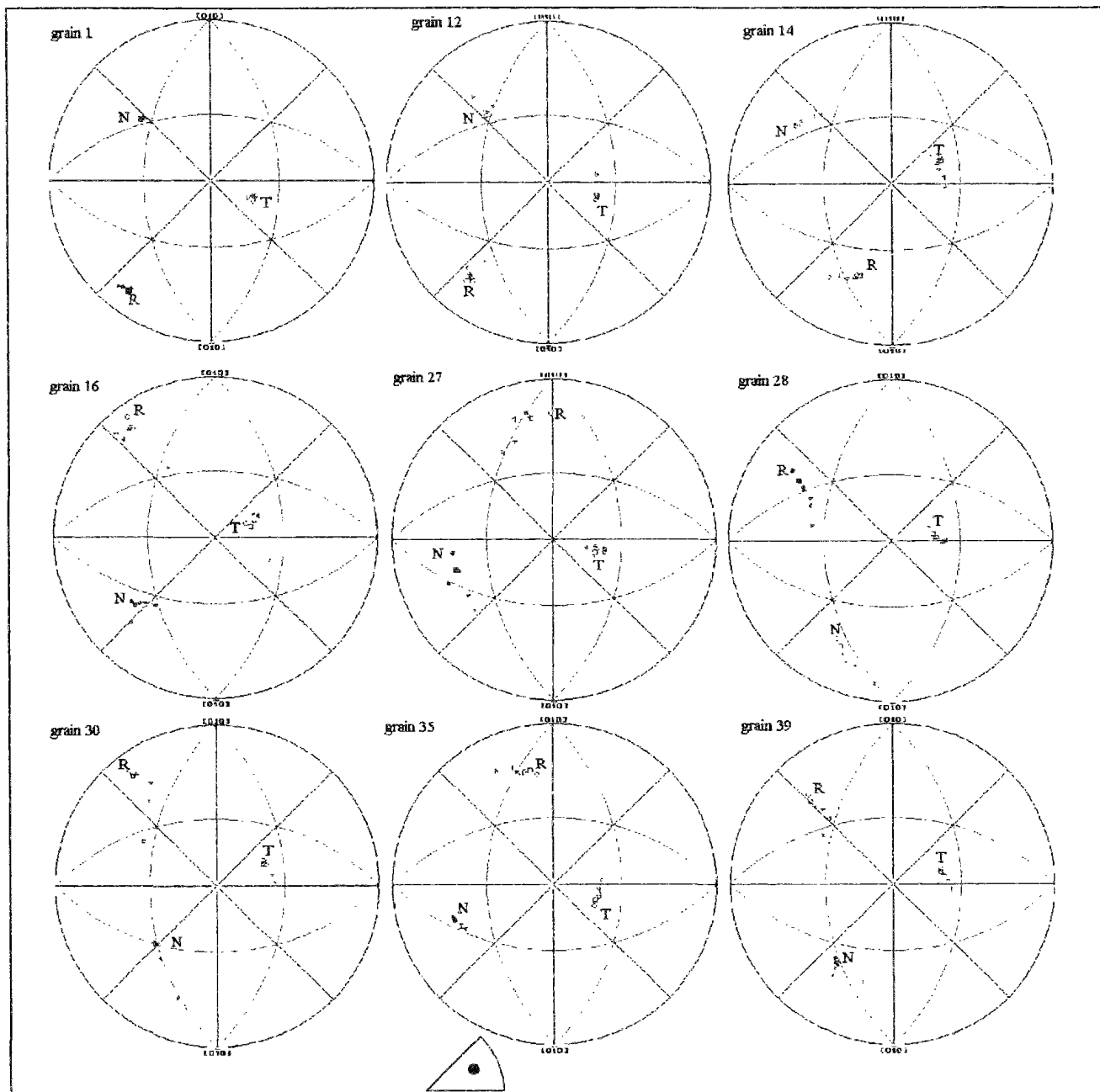


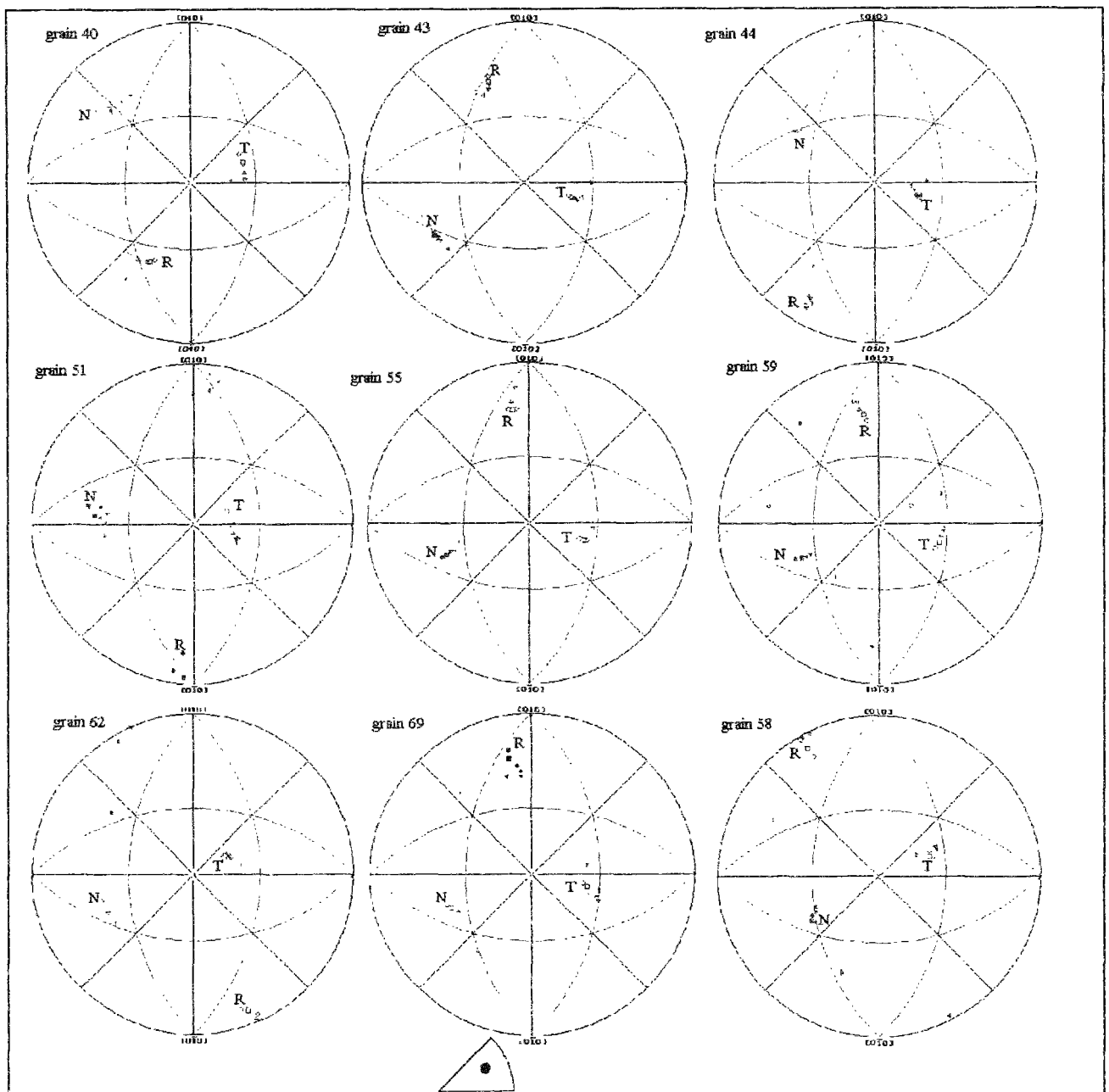




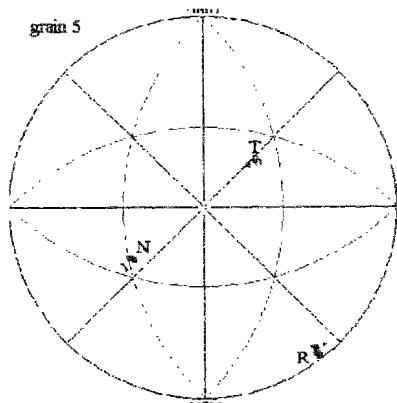


ANNEXE F2: figures de pôles inverses obtenues expérimentalement (essai T)

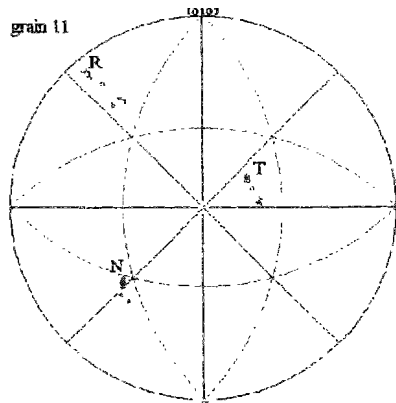




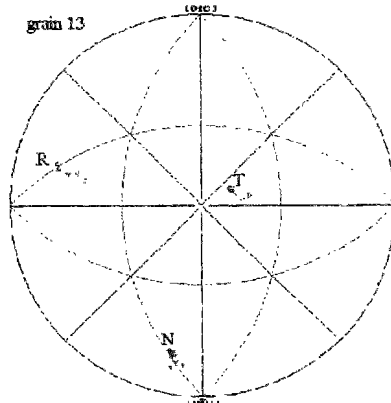
grain 5



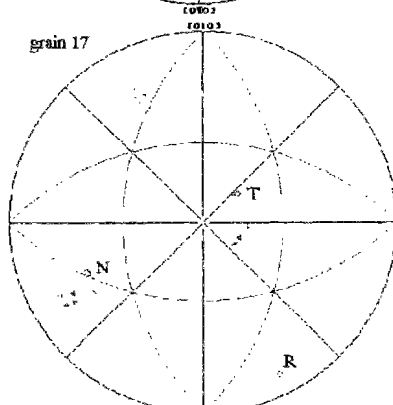
grain 11



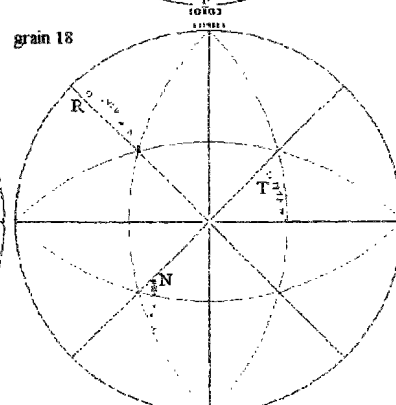
grain 13



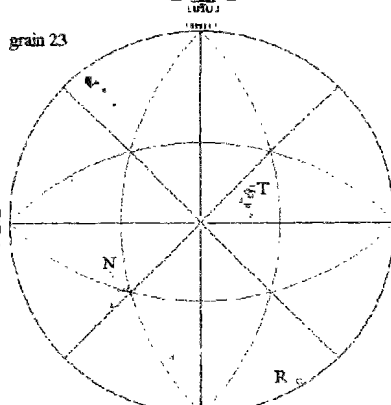
grain 17



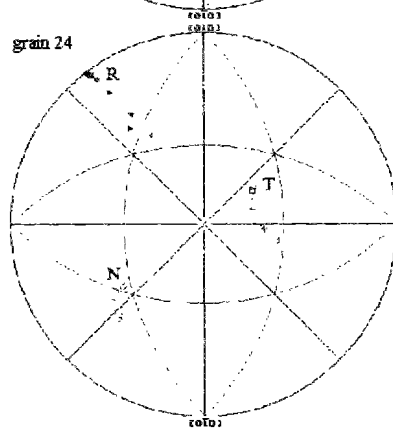
grain 18



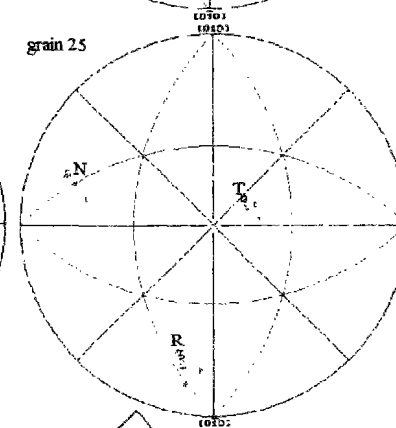
grain 23



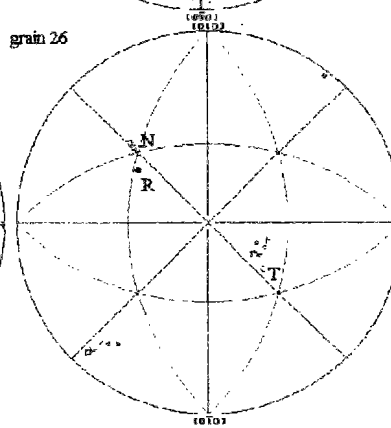
grain 24

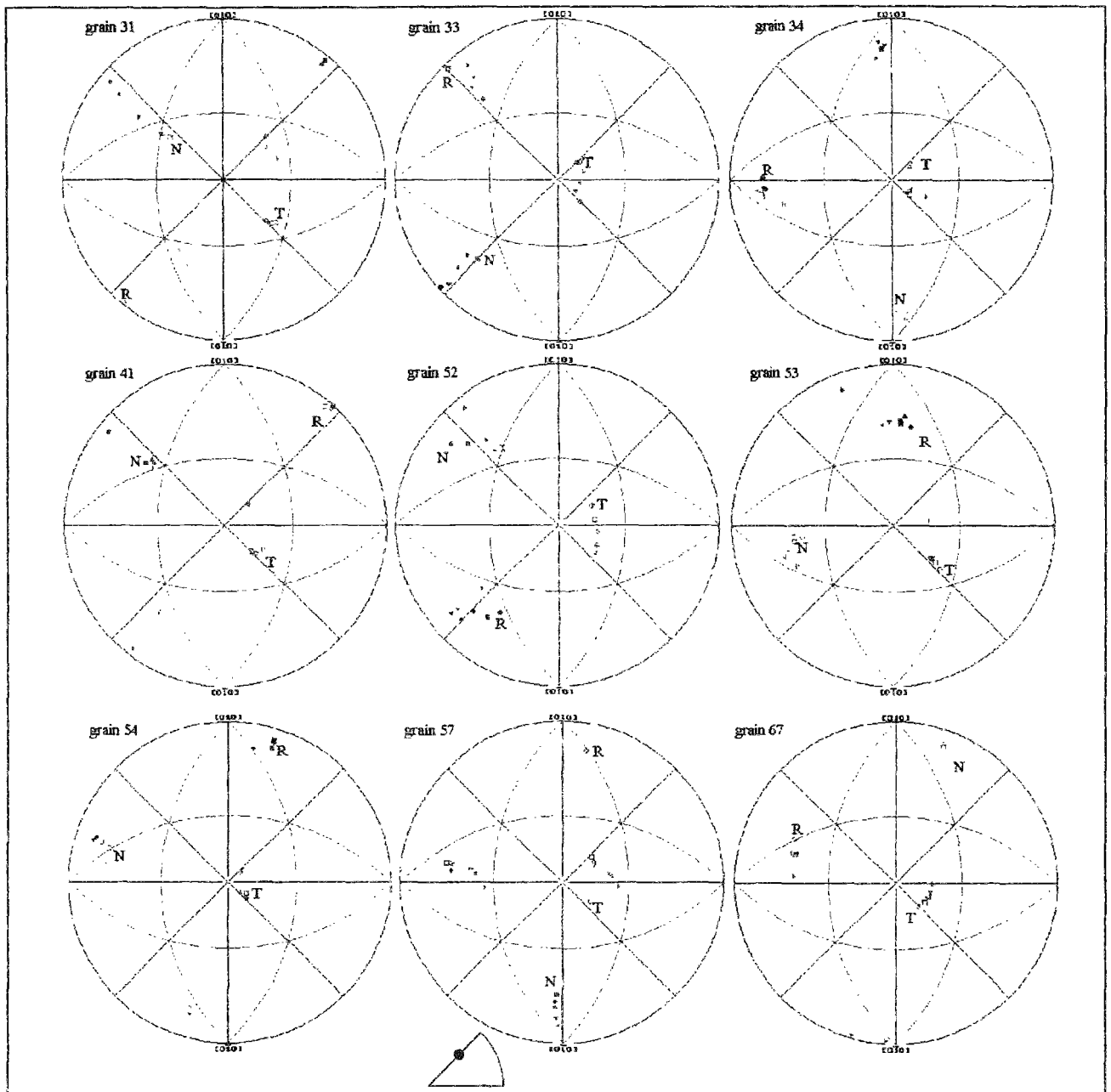


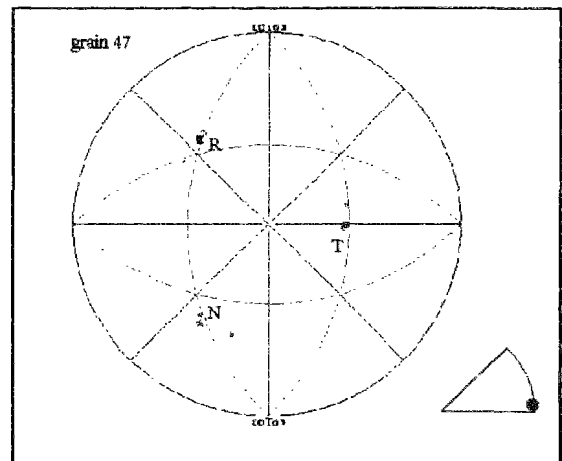
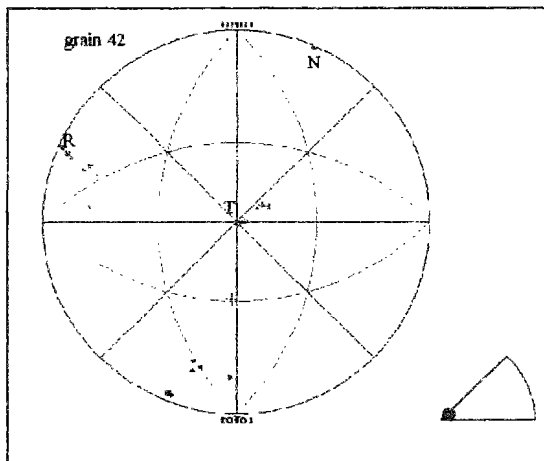
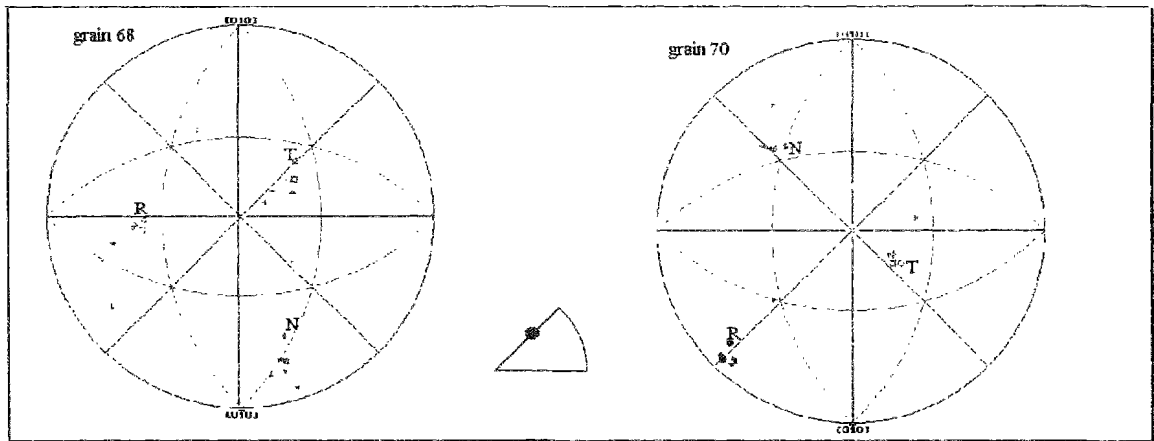
grain 25

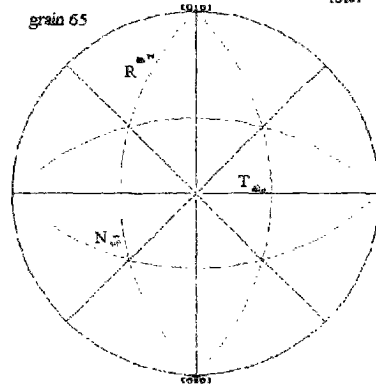
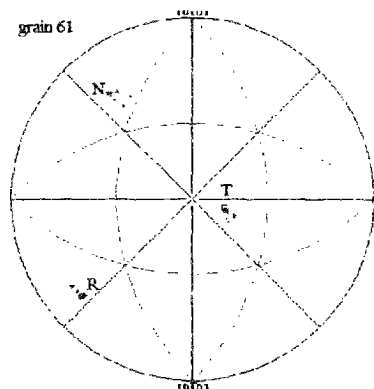
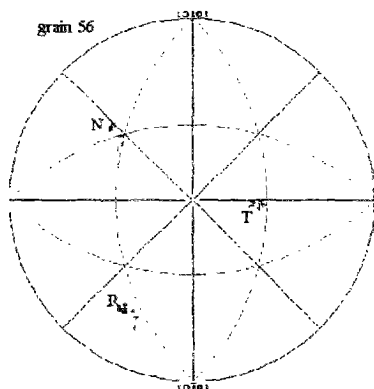
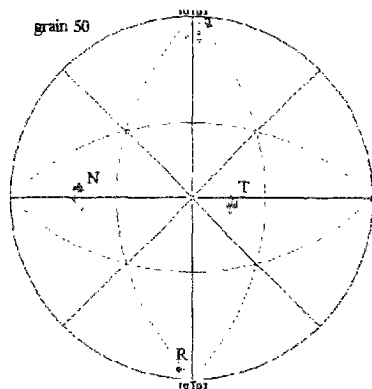
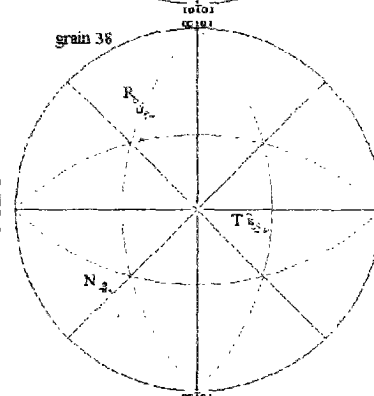
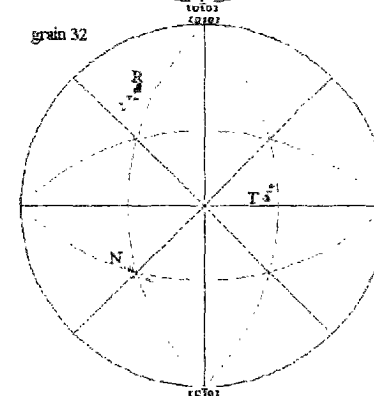
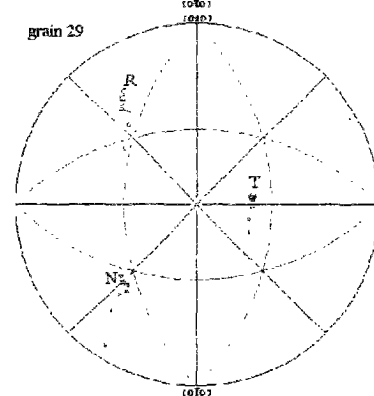
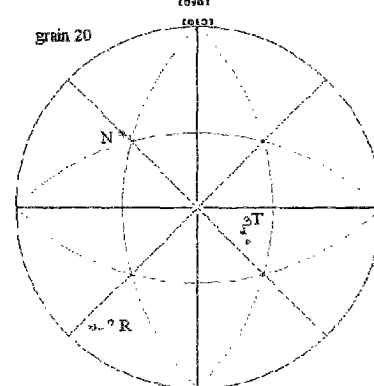
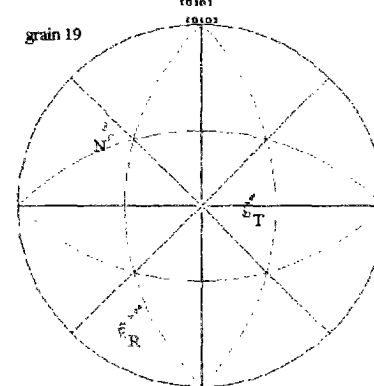
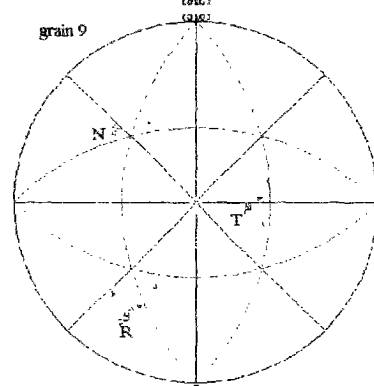
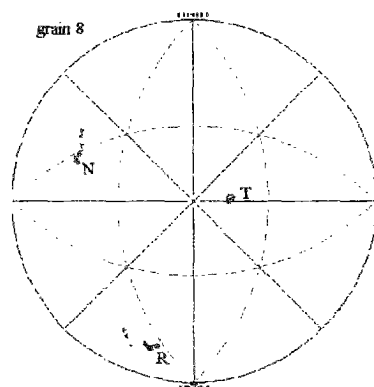
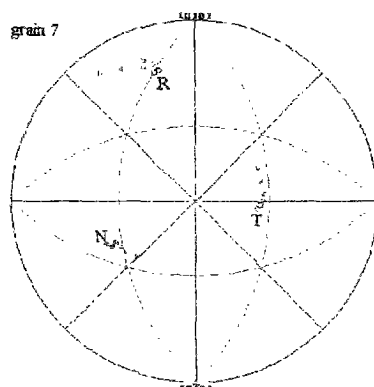
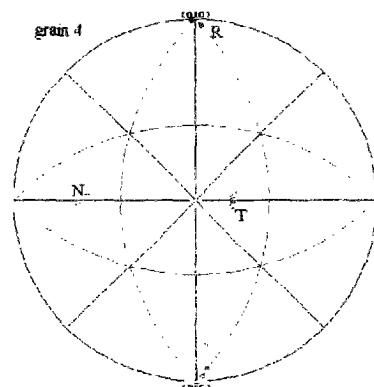


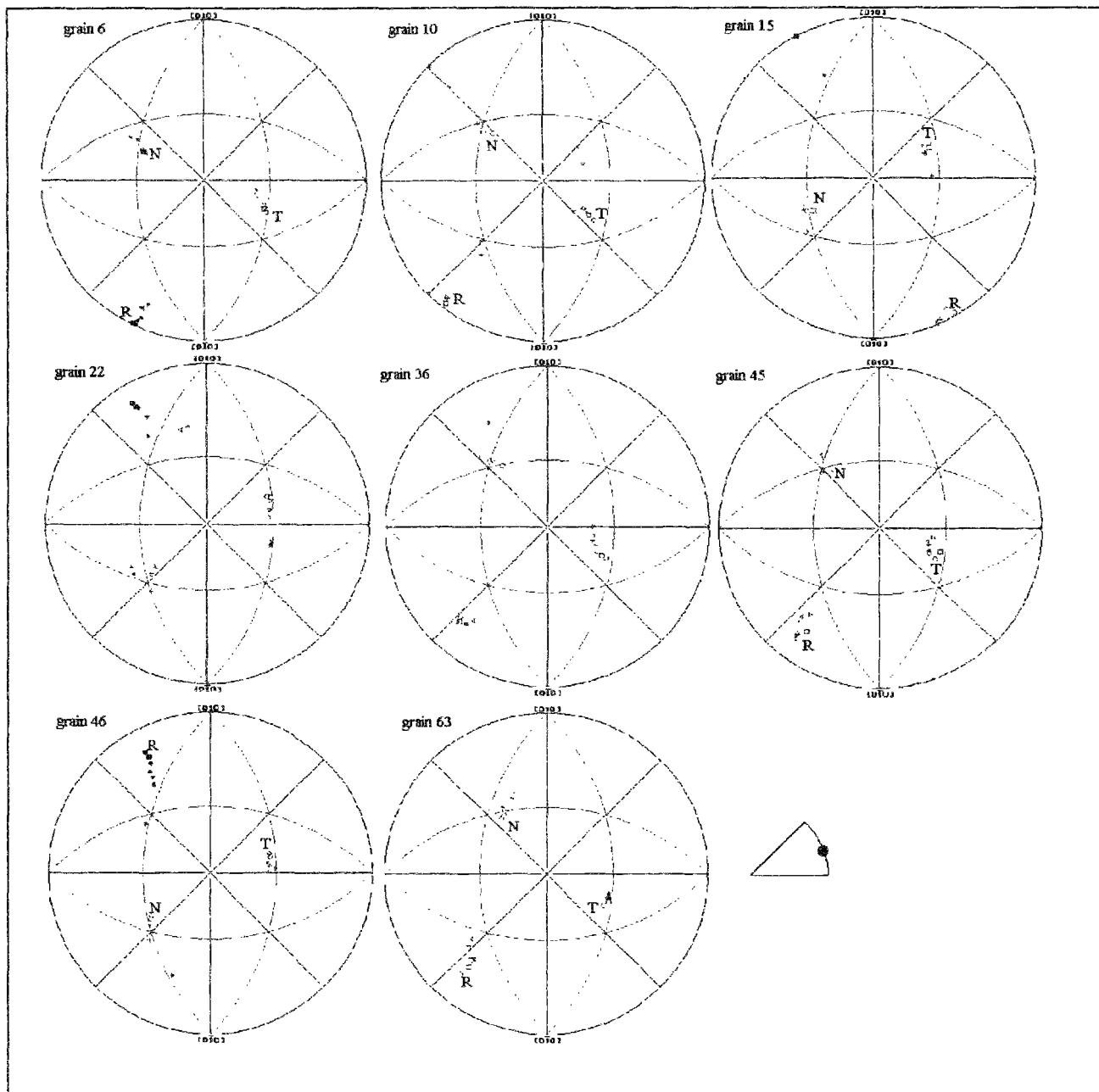
grain 26





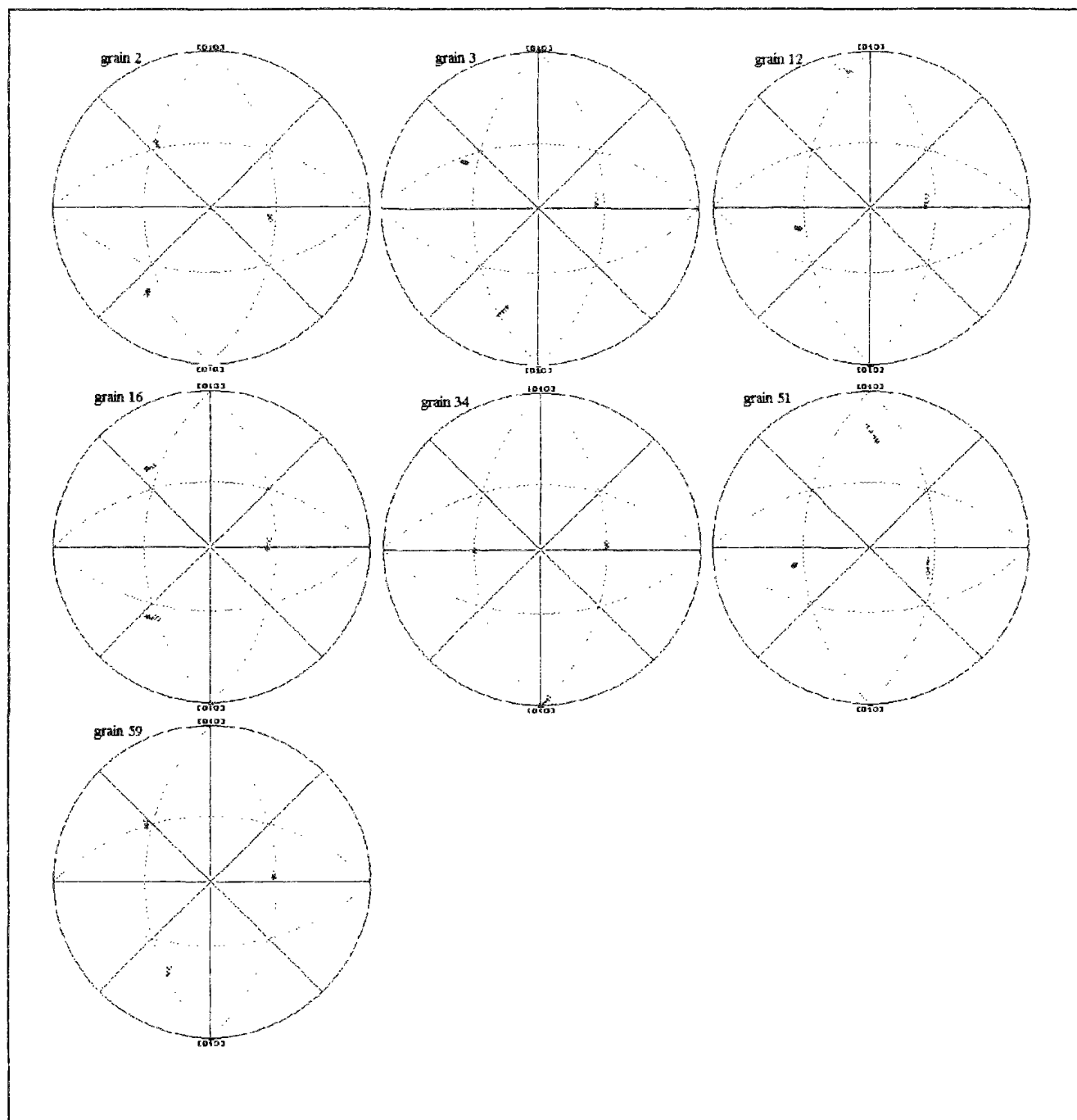


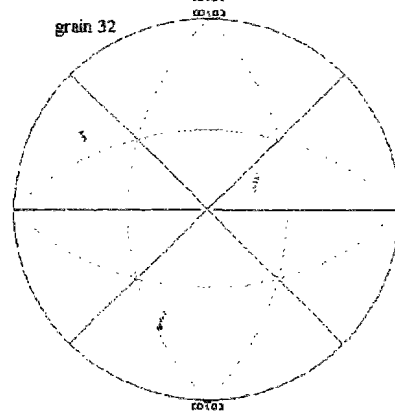
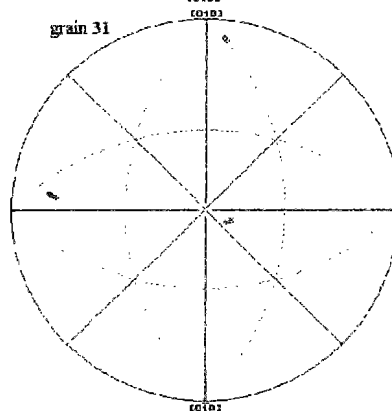
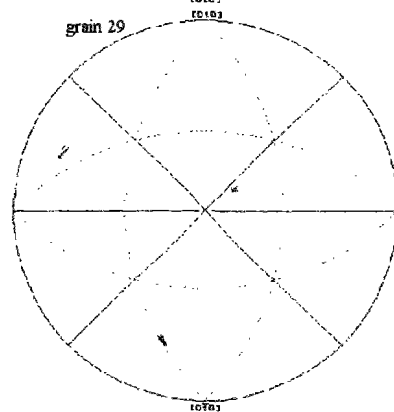
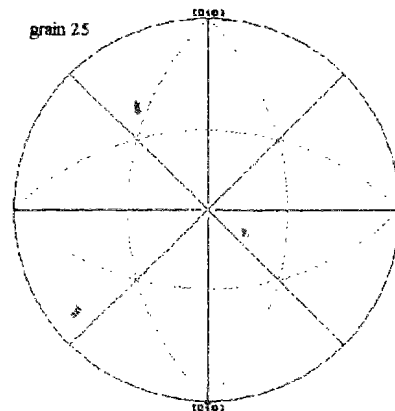
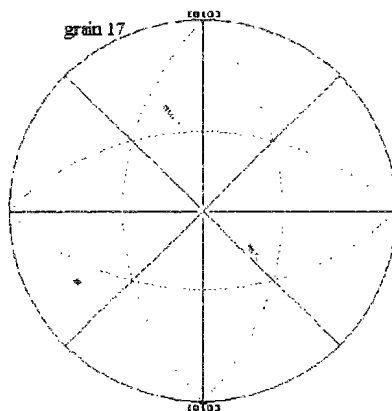
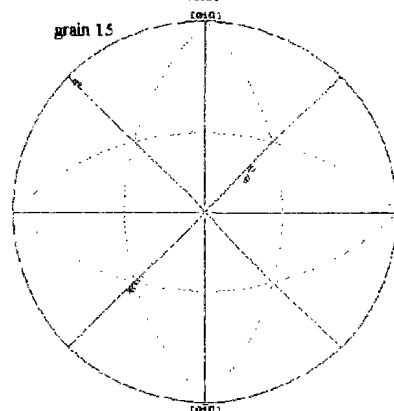
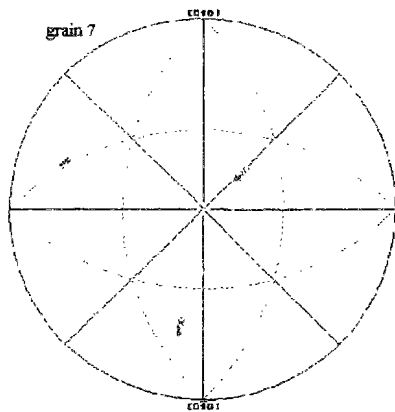
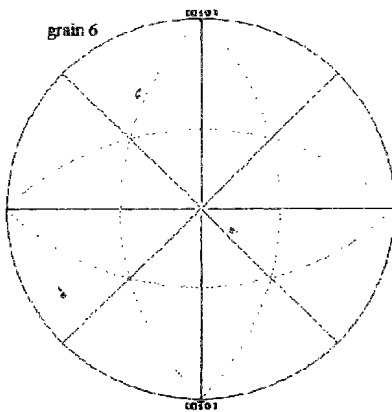
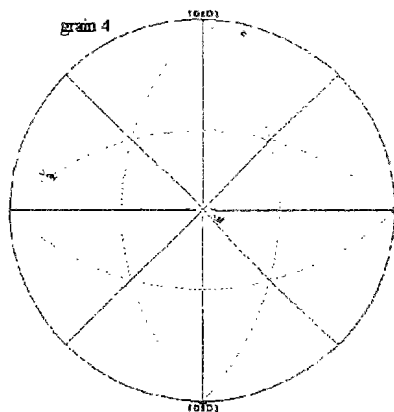


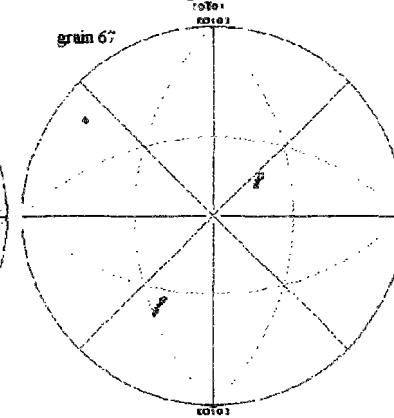
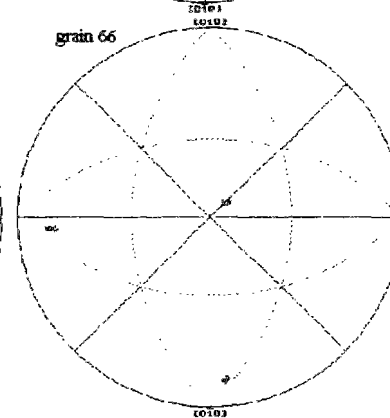
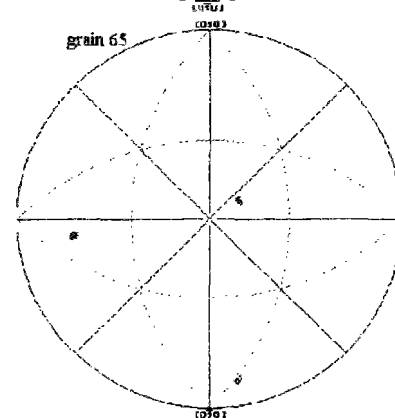
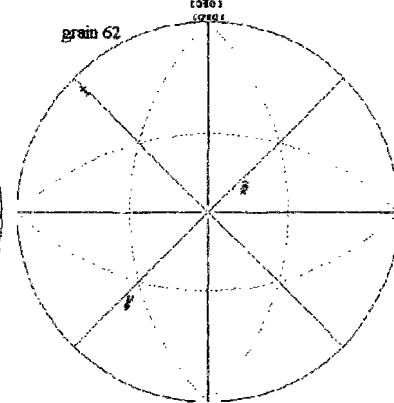
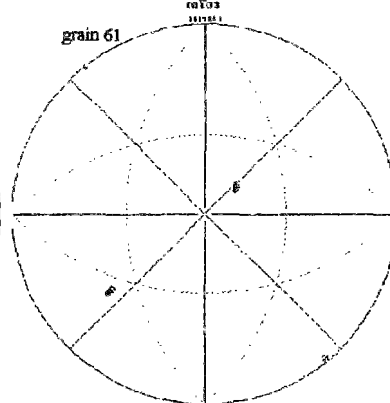
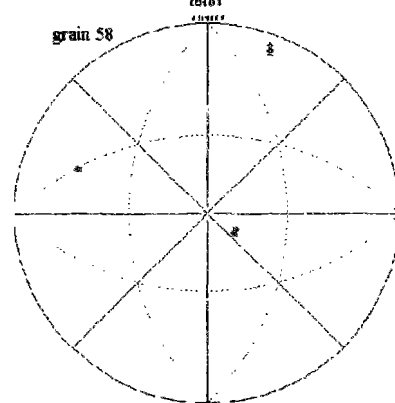
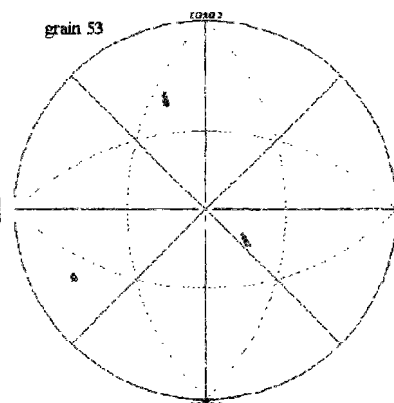
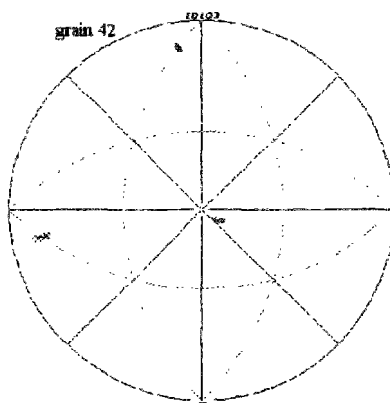
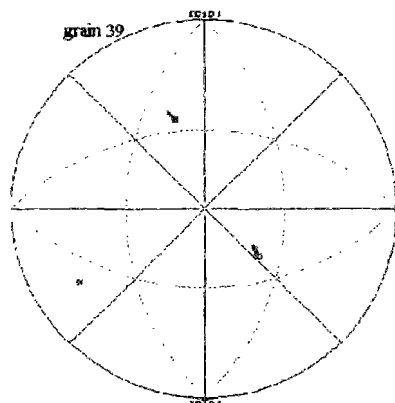


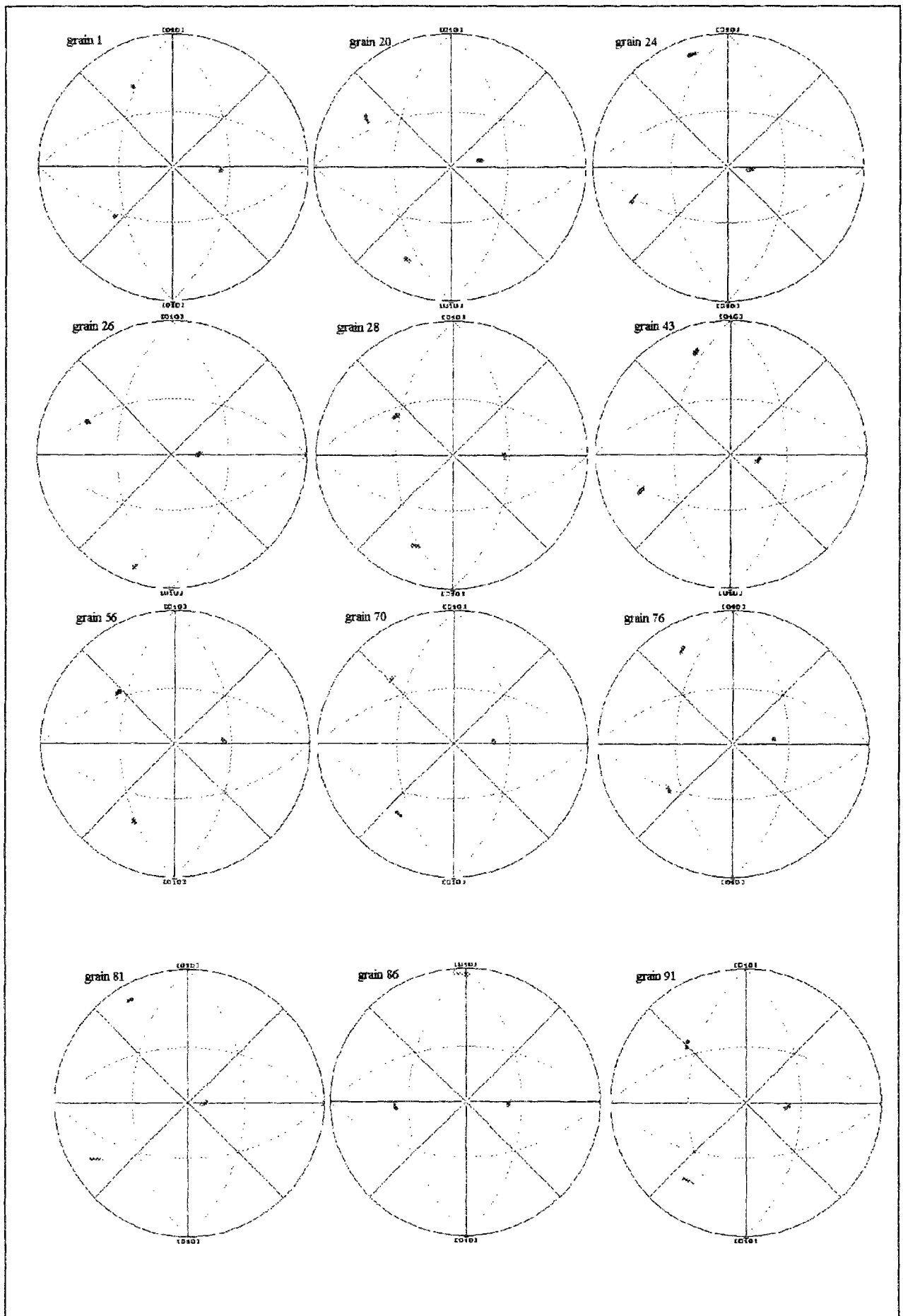
ANNEXE G: Figures de pôles inverses simulées par le
modèle de Taylor

ANNEXE G1: Figures de pôles inverses obtenues par le modèle de Taylor sans écrouissage (essai L)

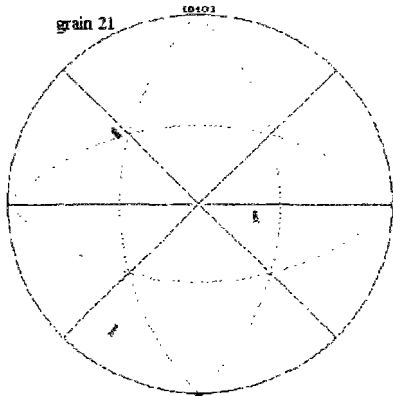




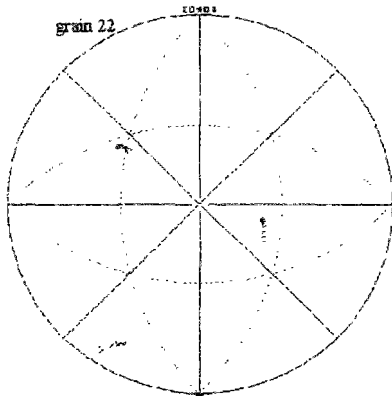




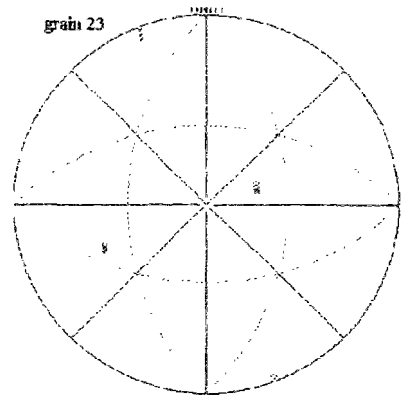
grain 21



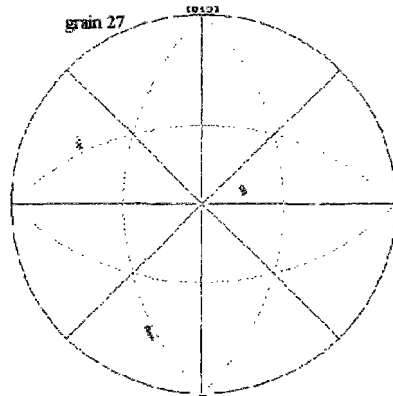
grain 22



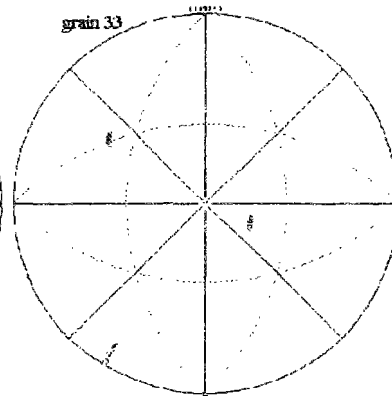
grain 23



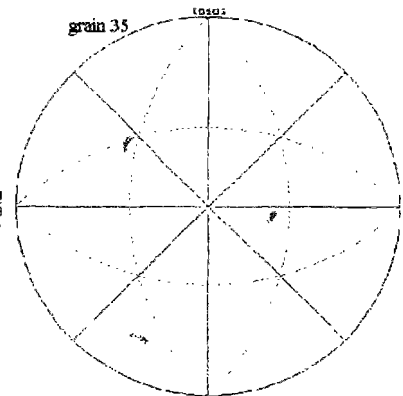
grain 27



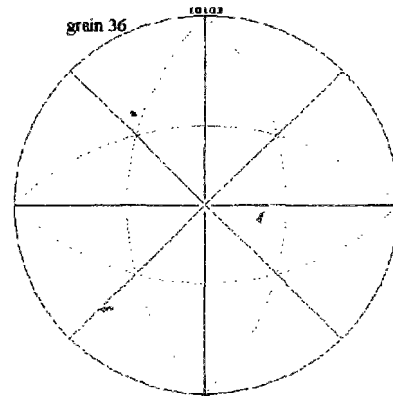
grain 33



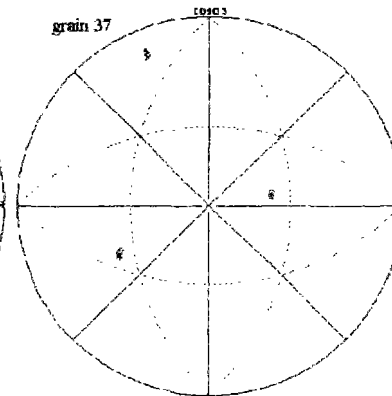
grain 35



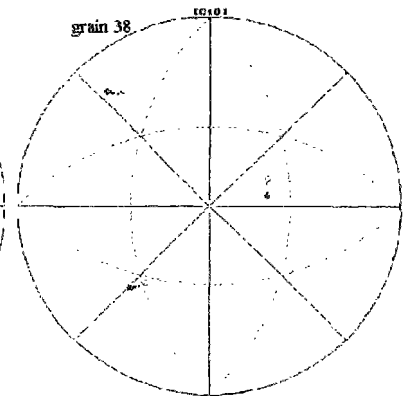
grain 36

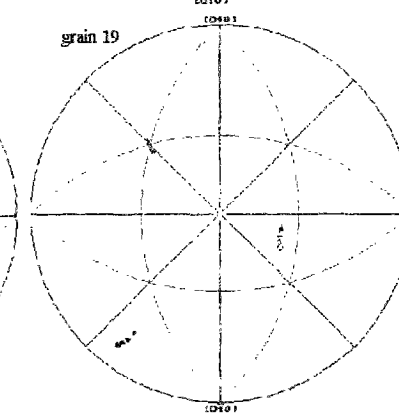
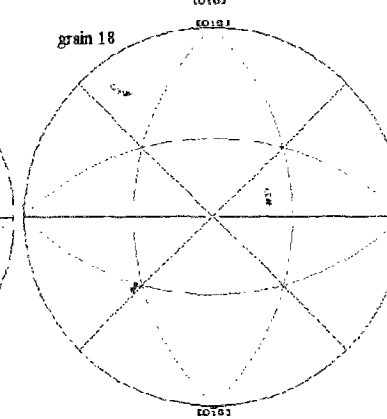
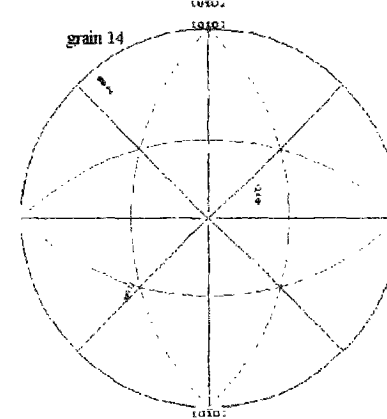
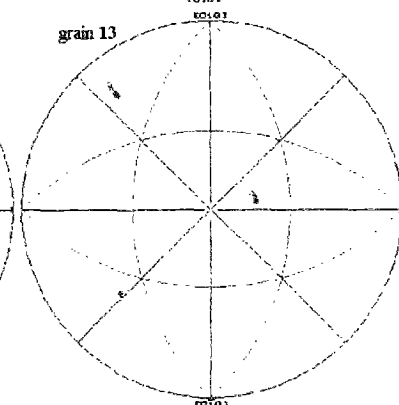
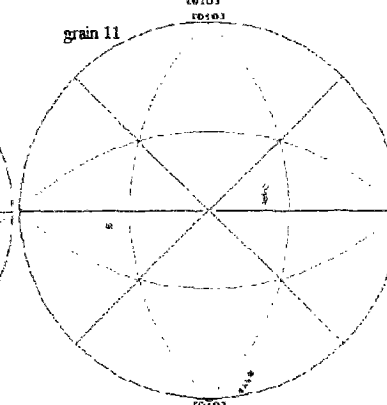
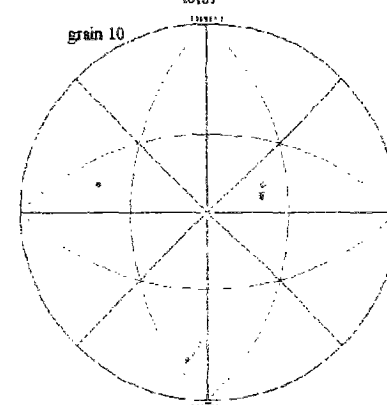
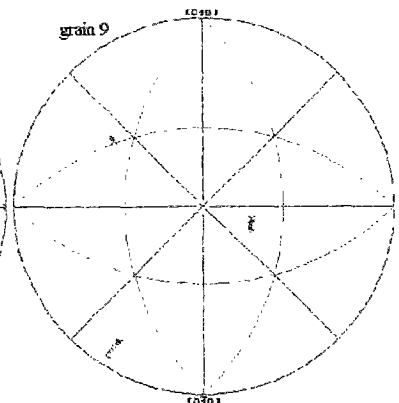
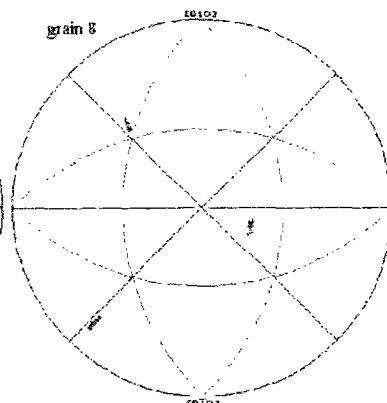
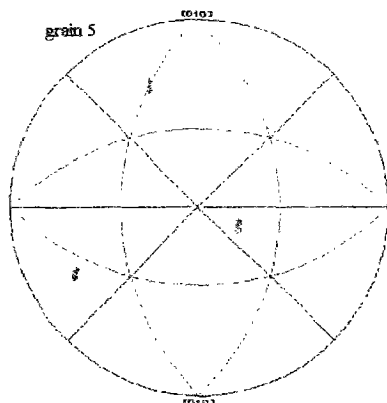


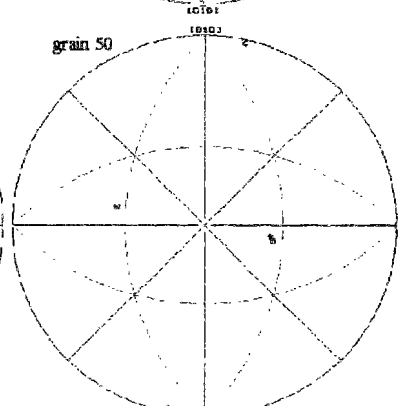
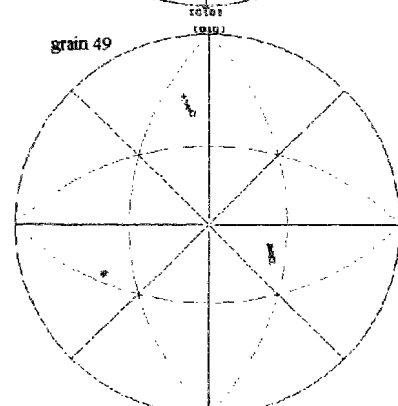
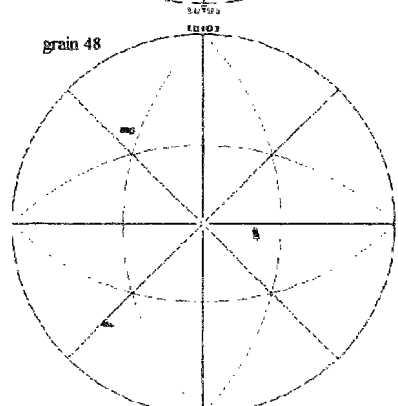
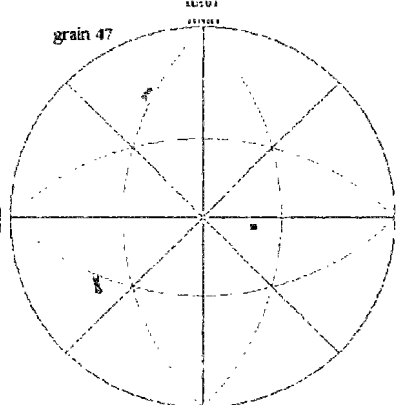
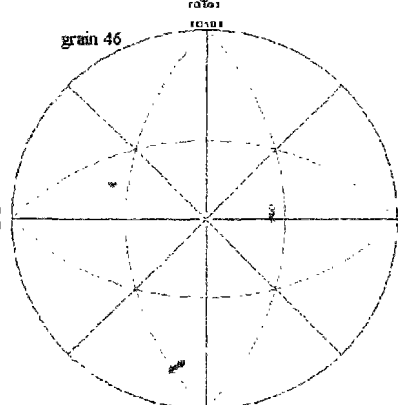
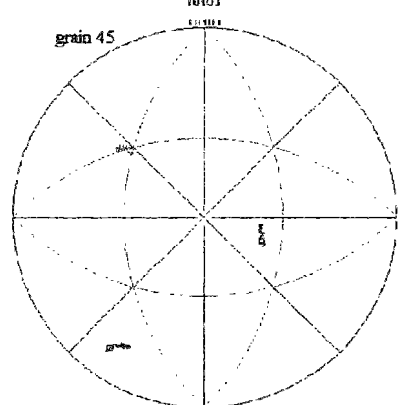
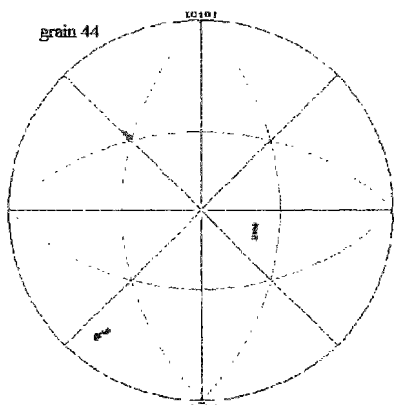
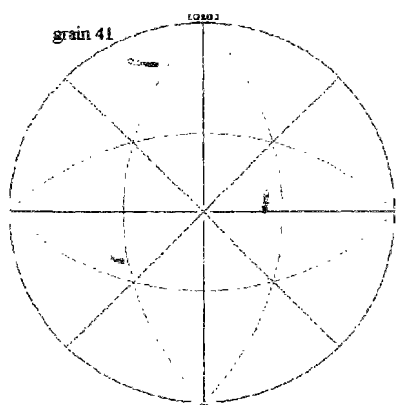
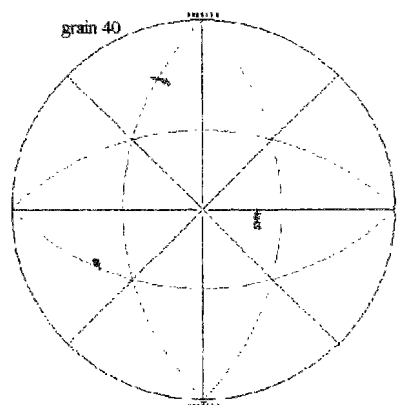
grain 37



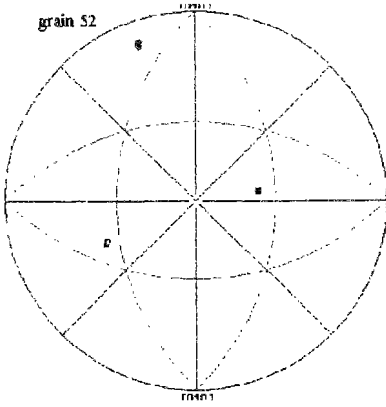
grain 38



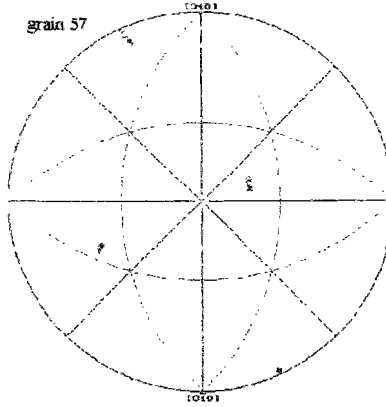




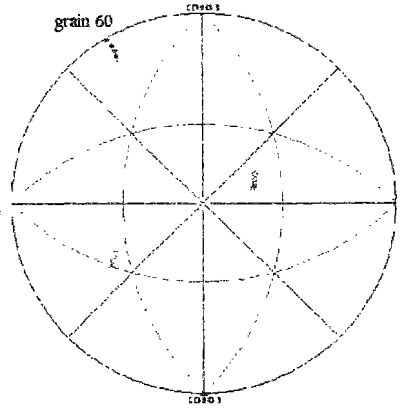
grain 52



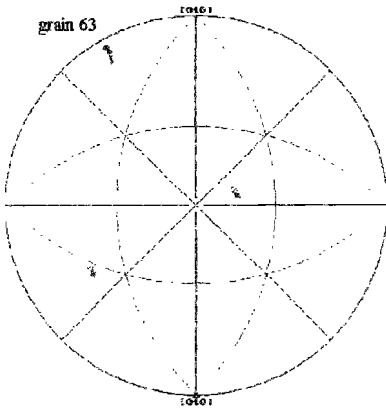
grain 57



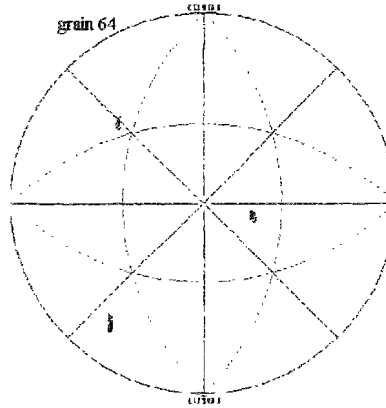
grain 60



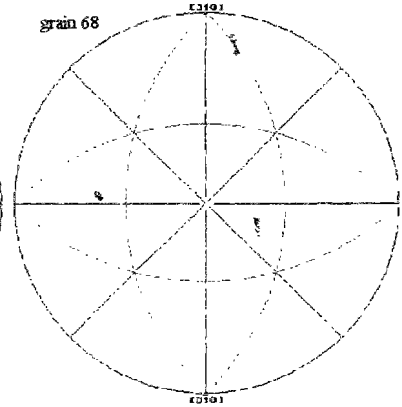
grain 63



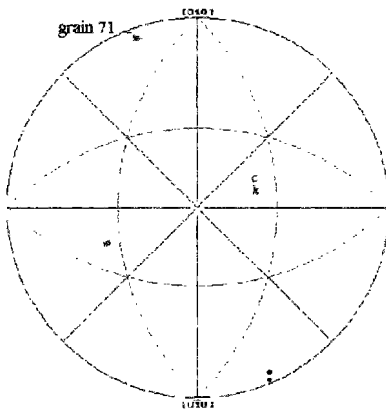
grain 64



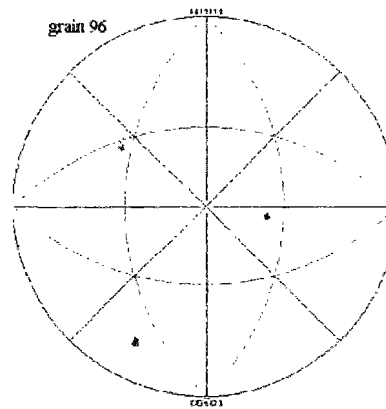
grain 68



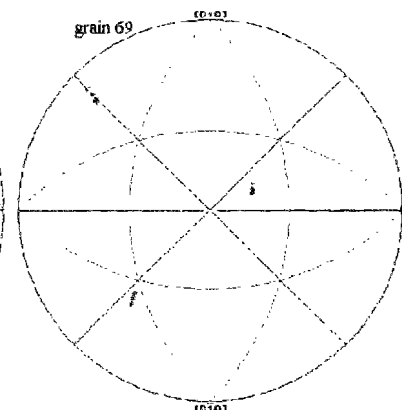
grain 71



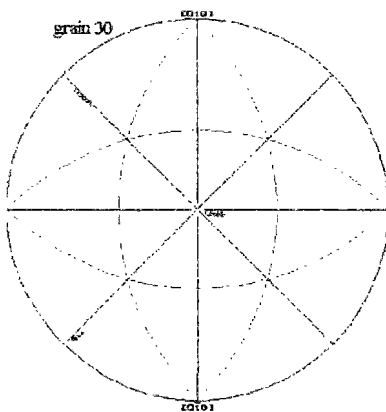
grain 96



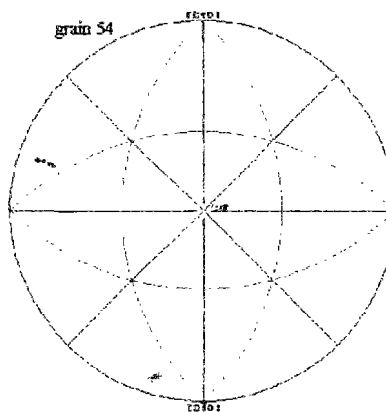
grain 69



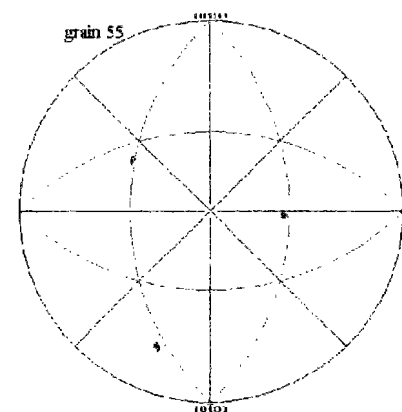
grain 30



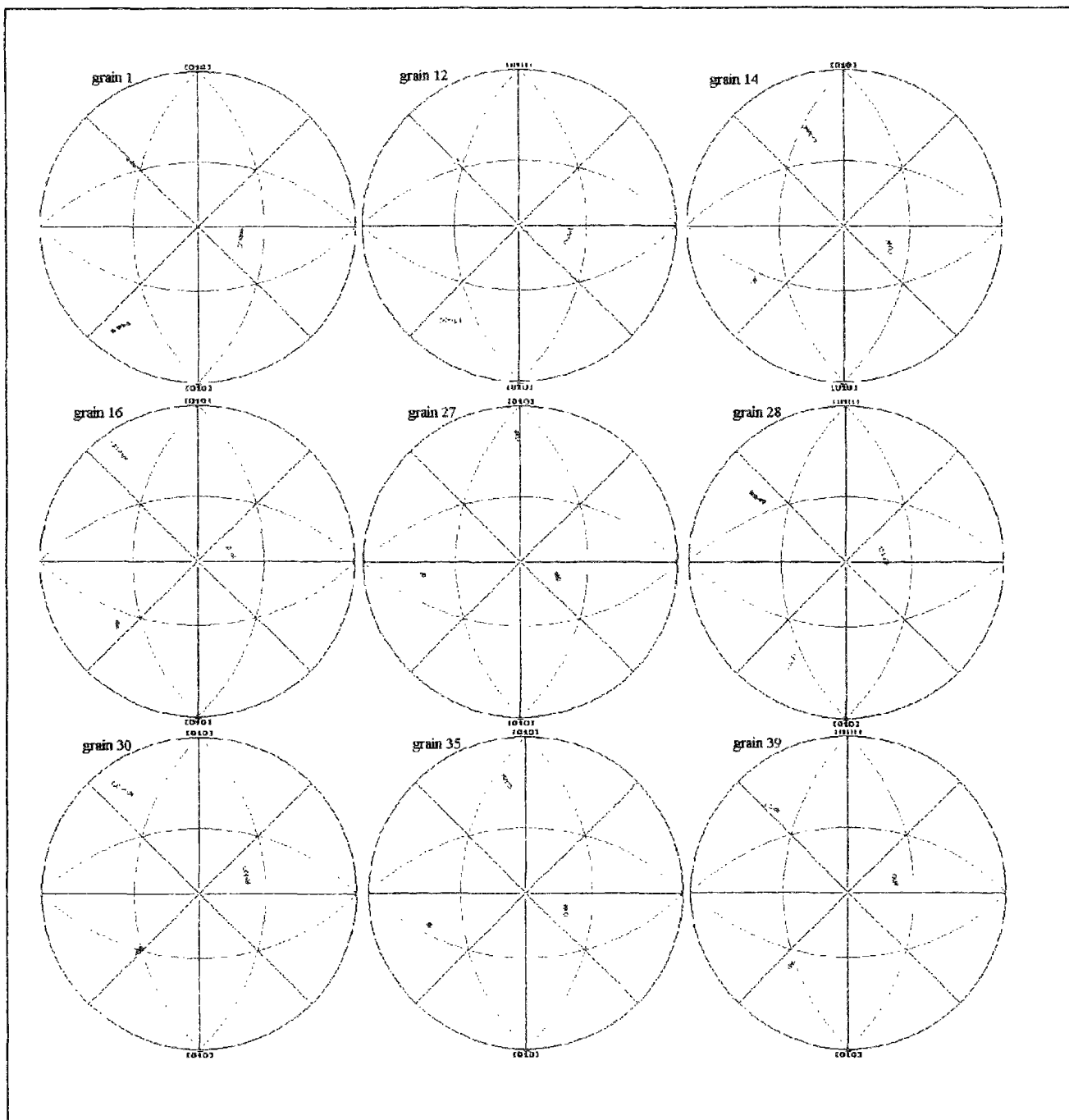
grain 54

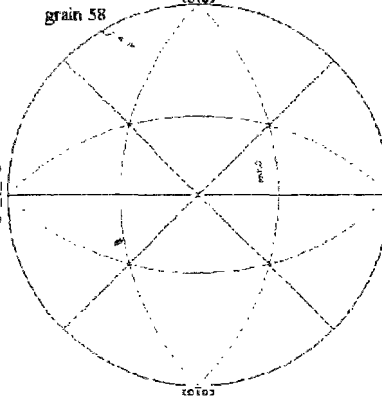
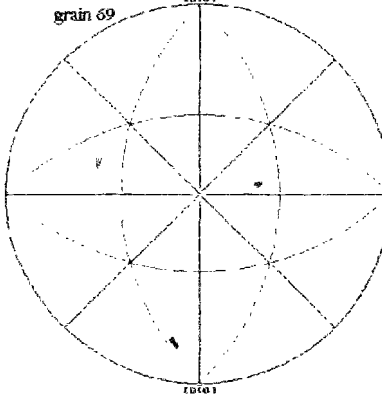
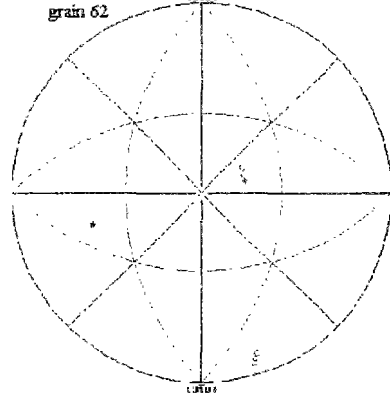
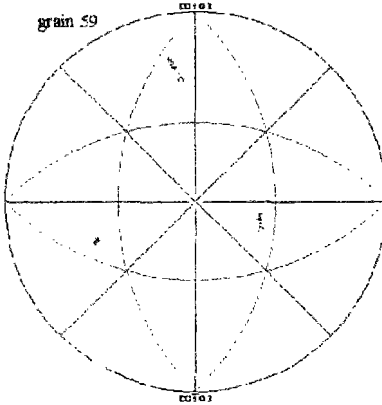
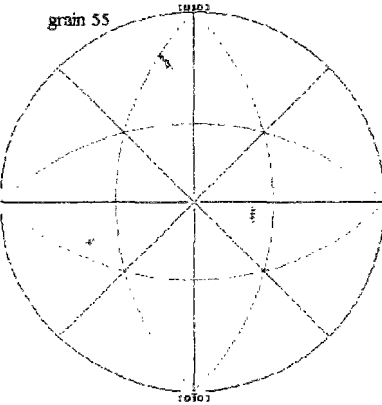
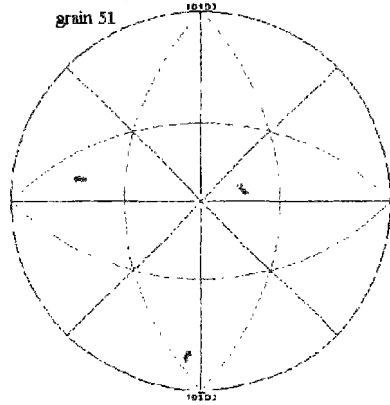
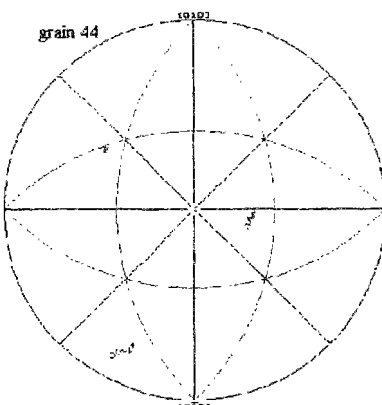
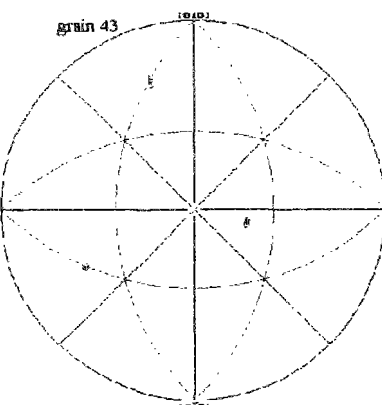
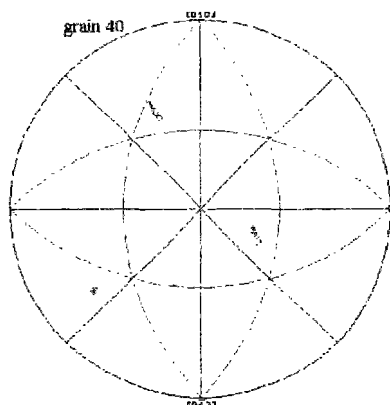


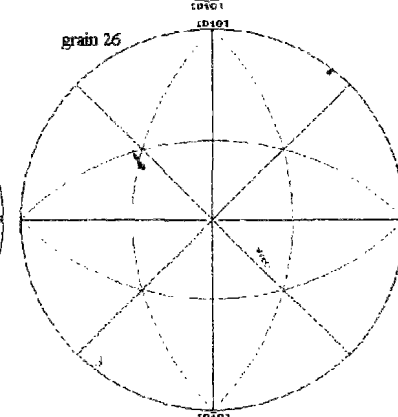
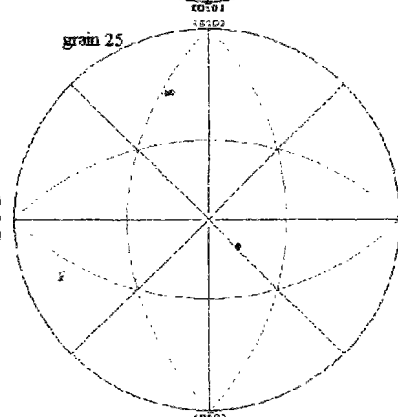
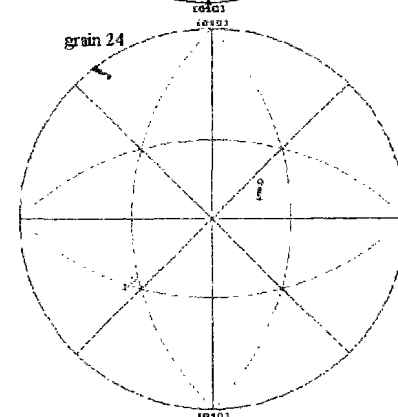
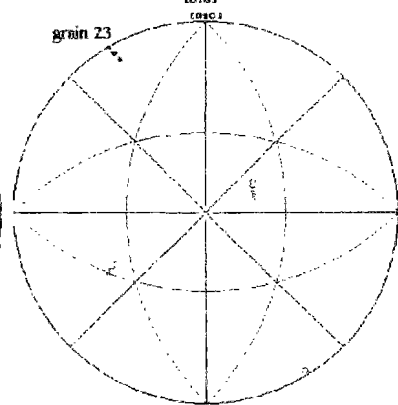
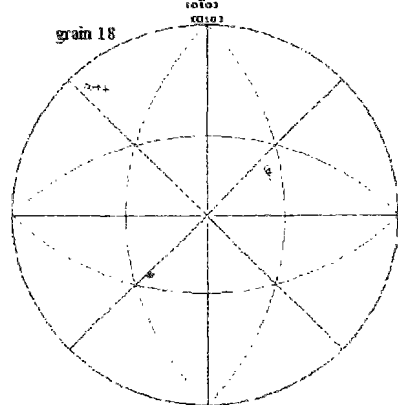
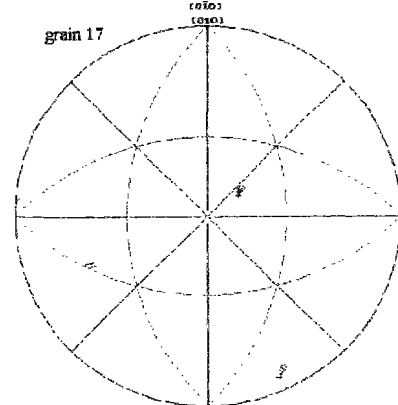
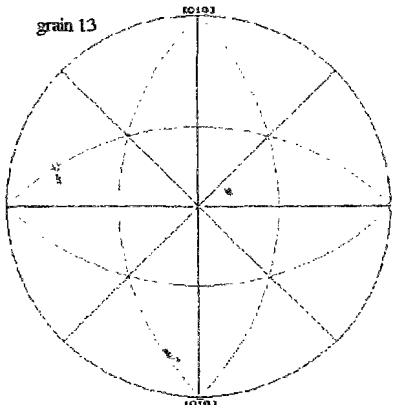
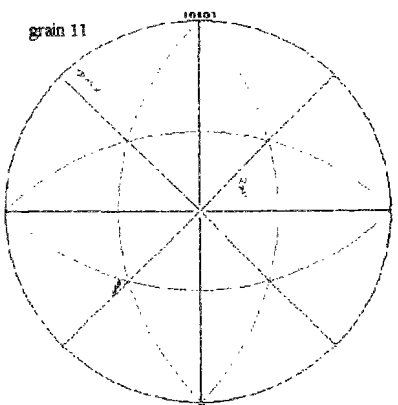
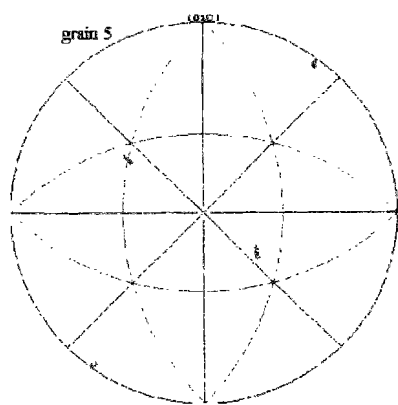
grain 55

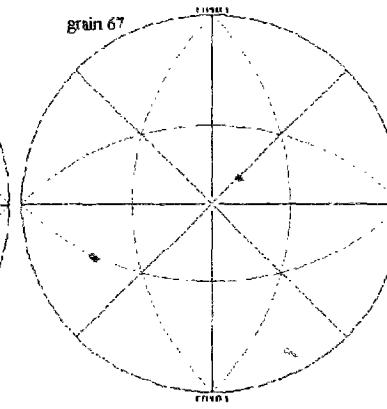
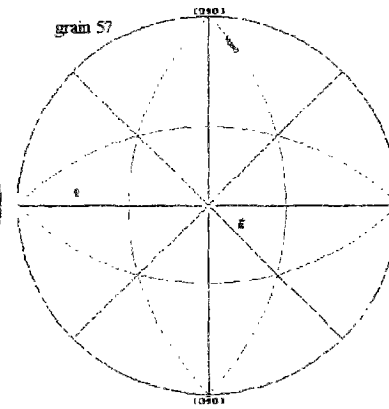
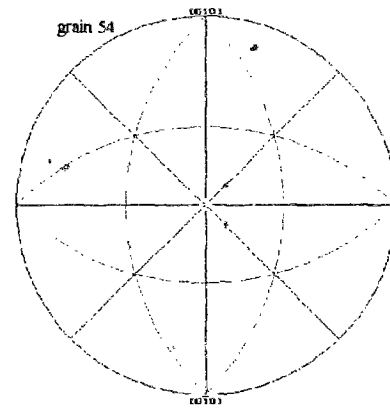
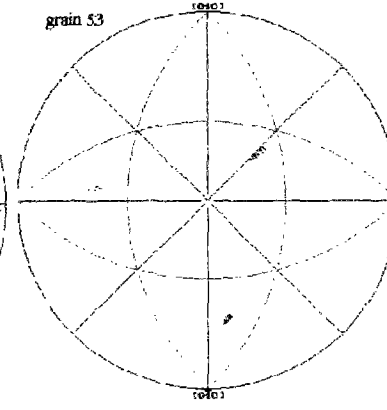
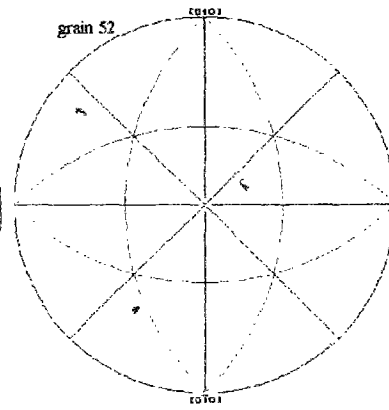
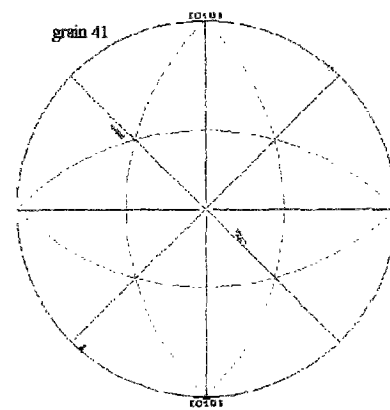
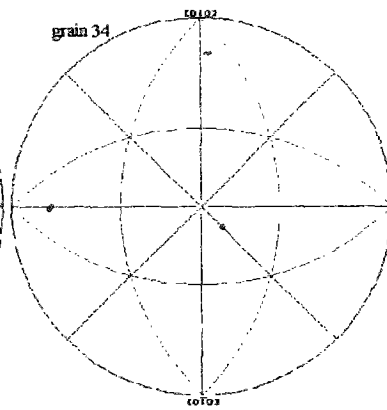
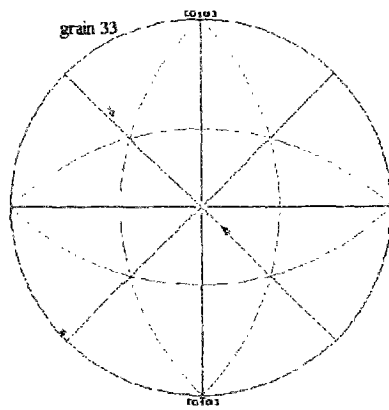
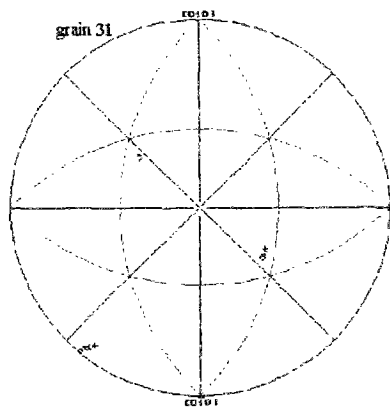


ANNEXE G2: Figures de pôles inverses obtenues par le modèle de Taylor sans écrouissage (essai T)

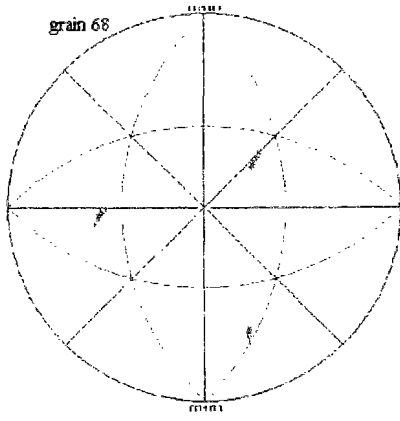




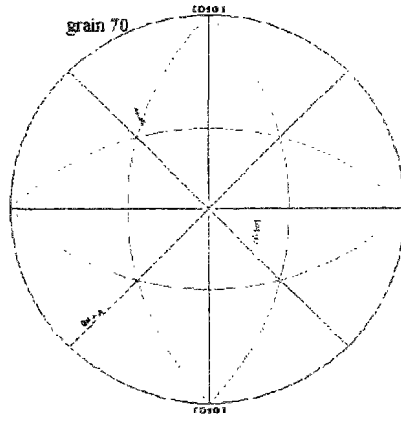




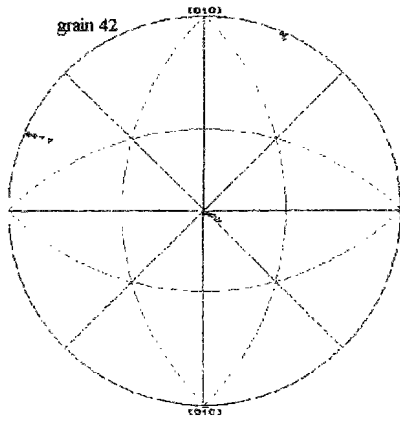
grain 68



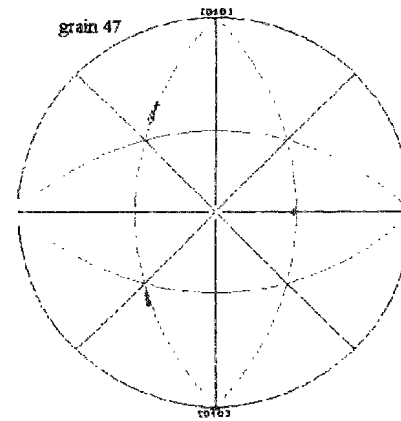
grain 70

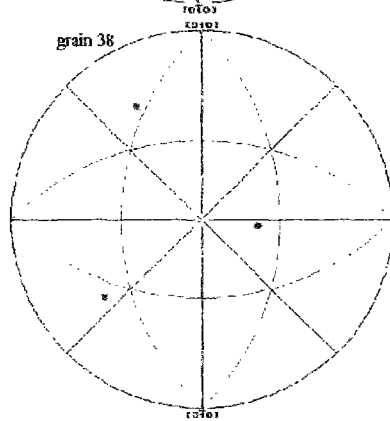
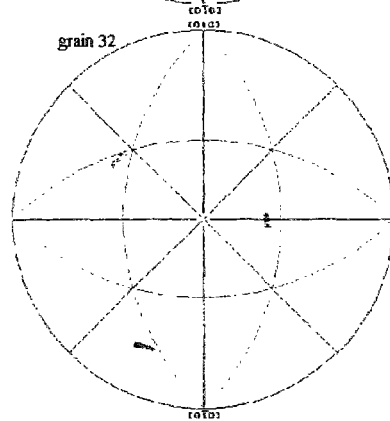
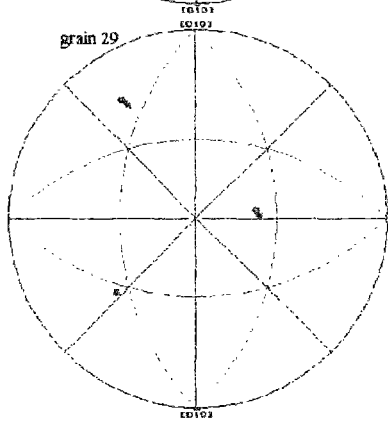
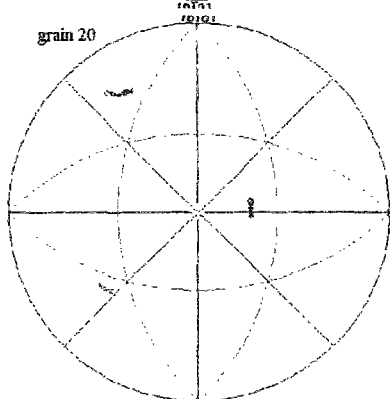
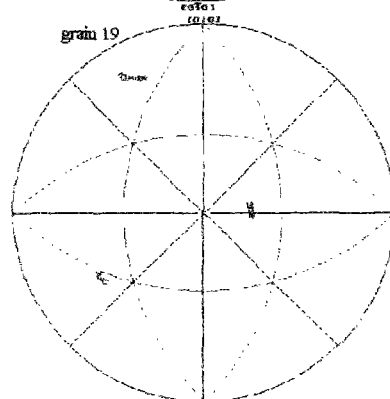
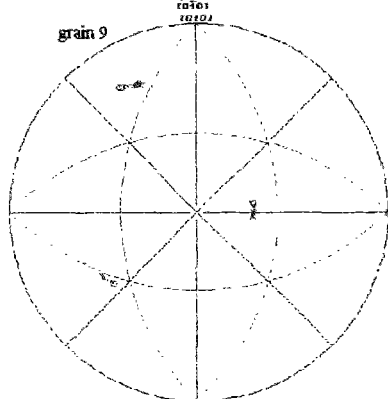
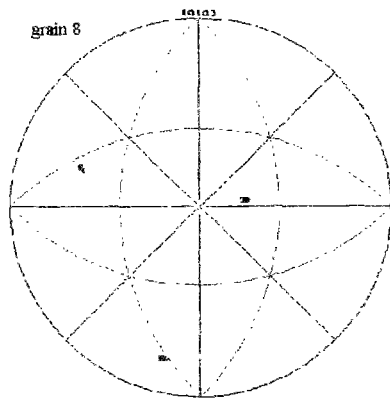
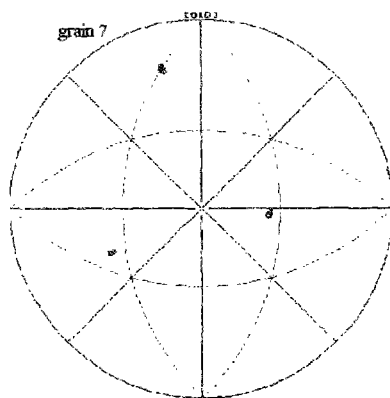
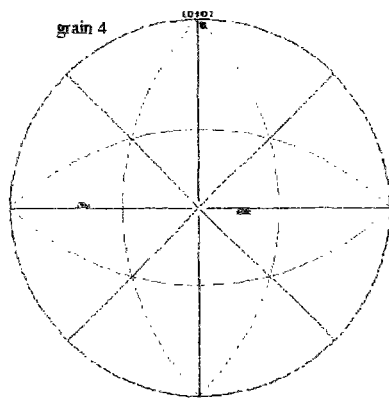


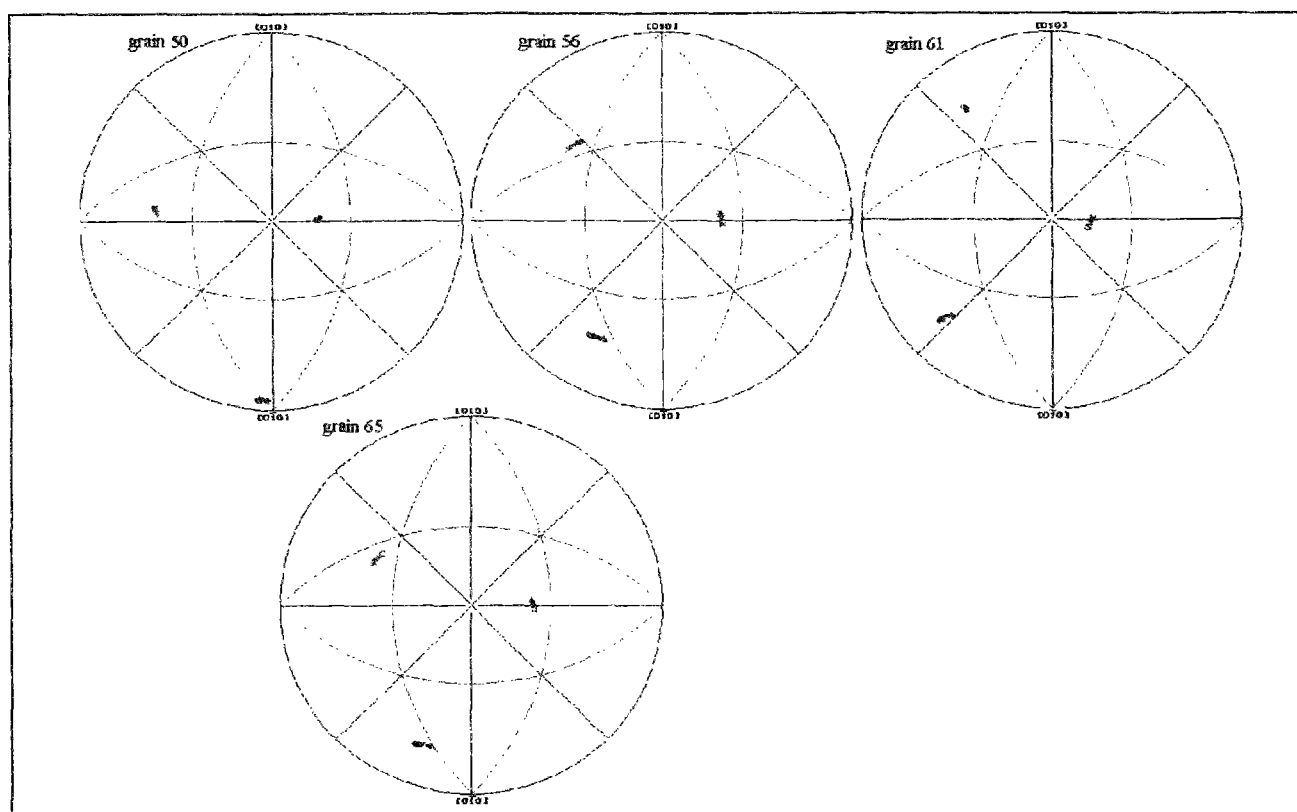
grain 42

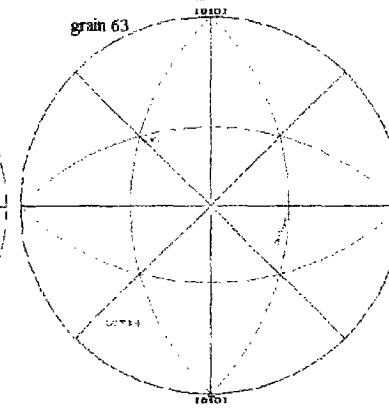
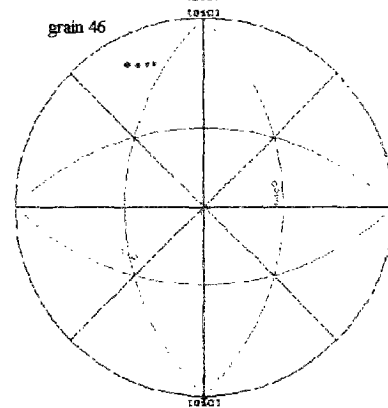
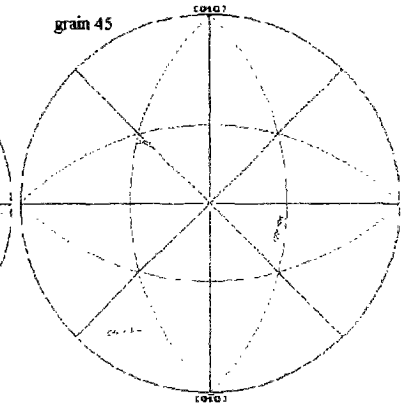
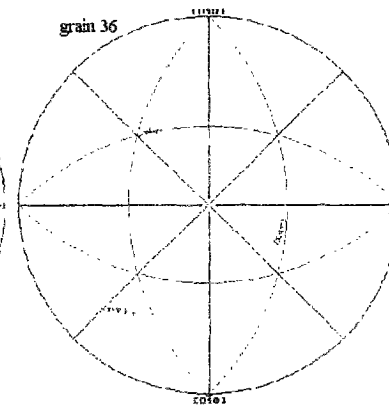
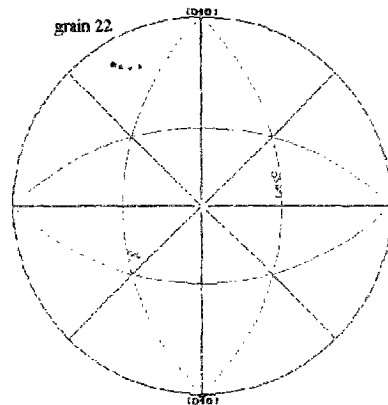
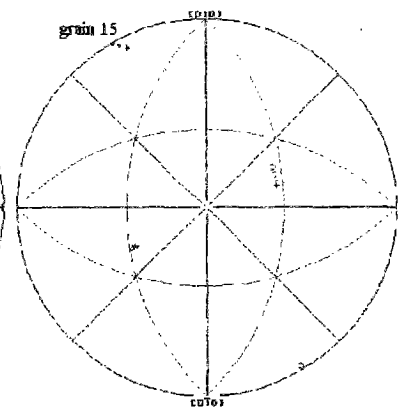
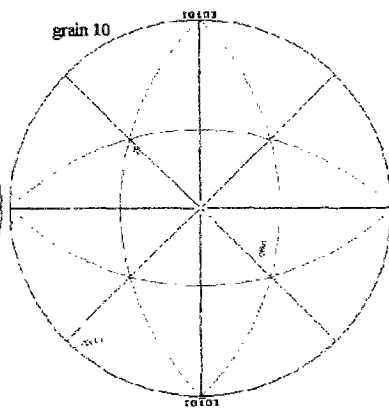
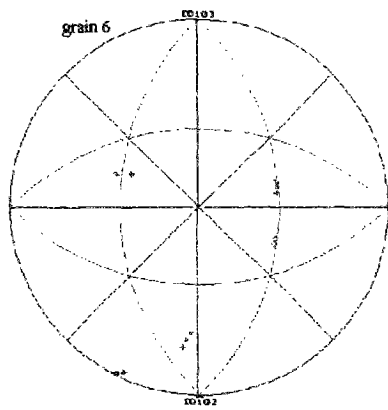


grain 47

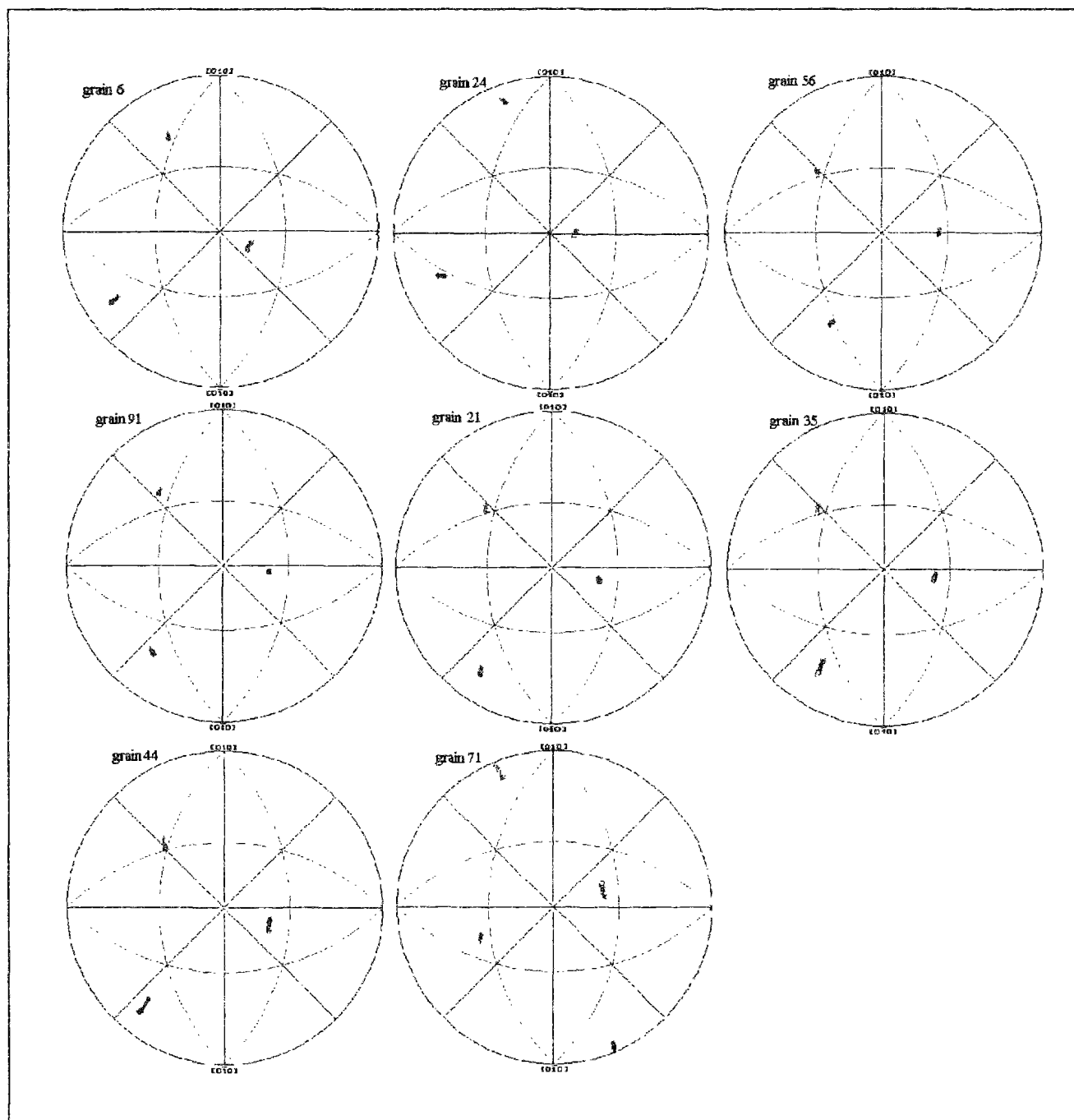




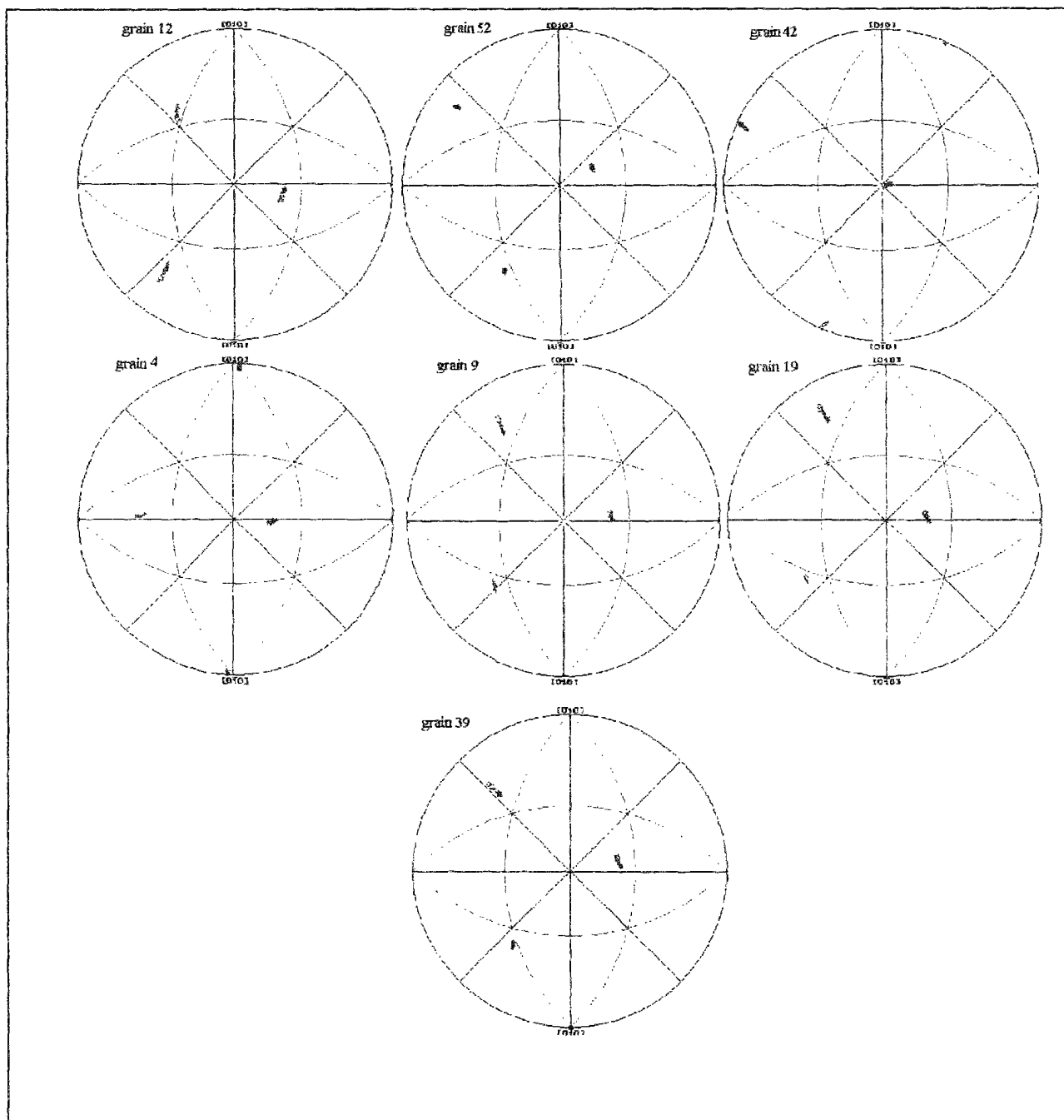




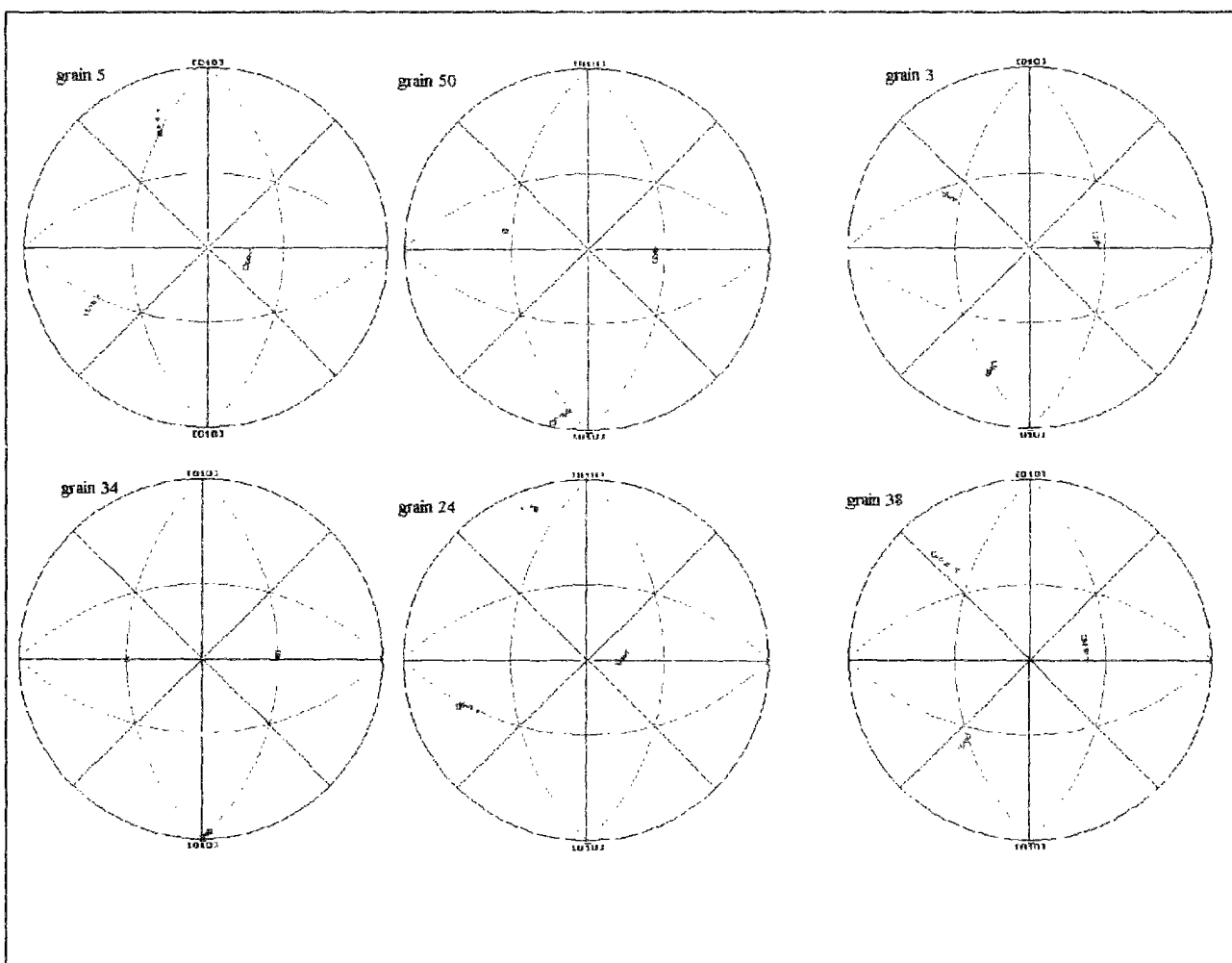
ANNEXE G3: Amélioration des simulations du modèle de Taylor par l'écrouissage (essai L)



ANNEXE G4: Amélioration des simulations du modèle de Taylor par l'écroutissage (essai T)

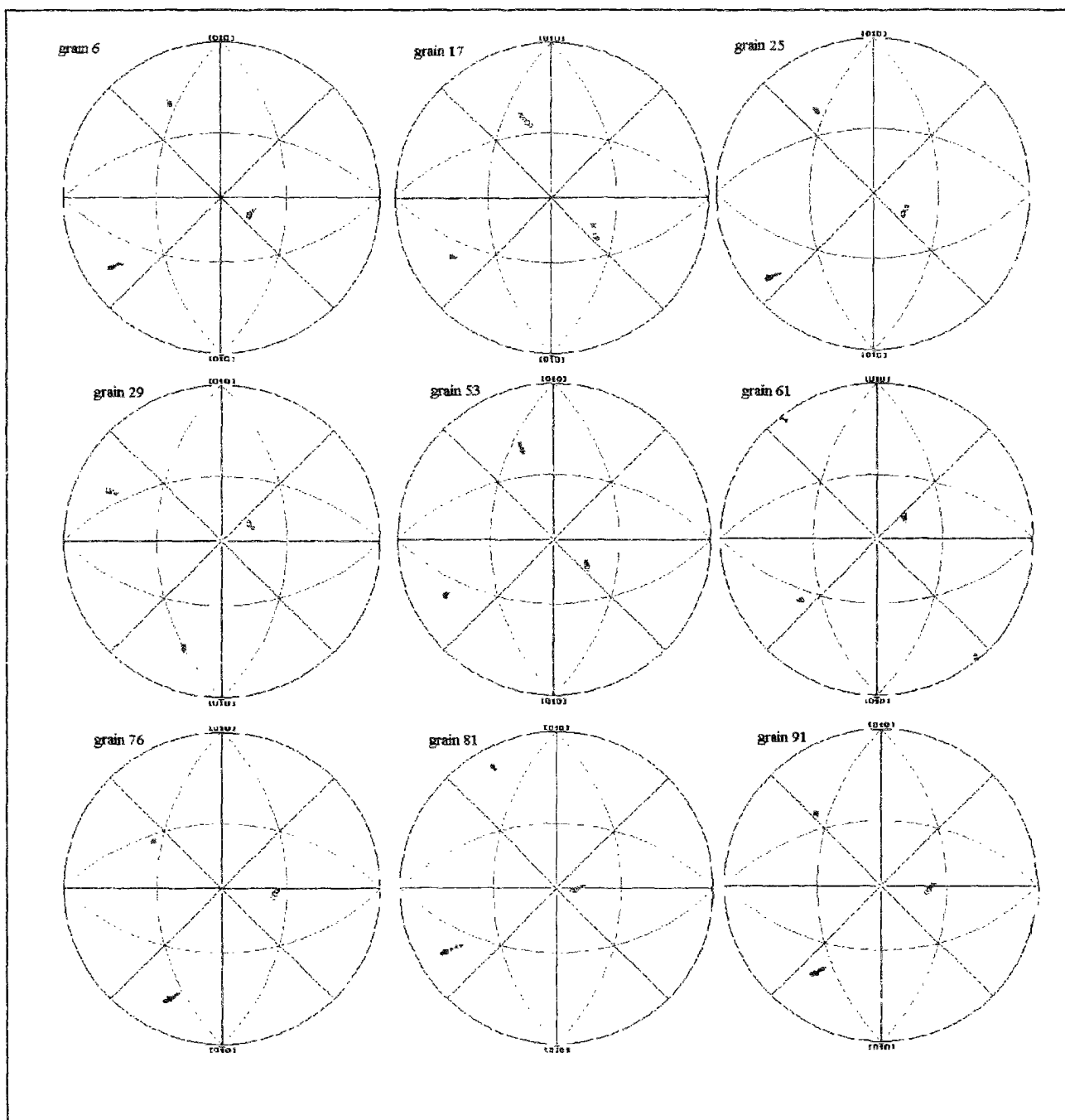


ANNEXE H: Figures de pôles inverses des grains améliorés par le modèle autocohérent élastoplastique (essai L)

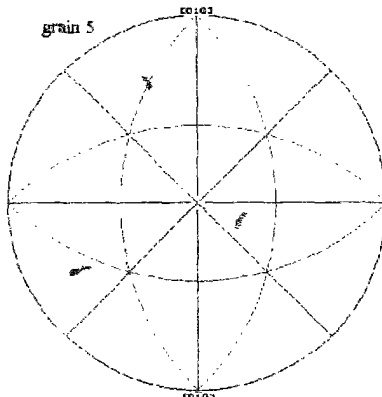


**ANNEXE I: Améliorations obtenues par le modèle
autocohérent viscoplastique**

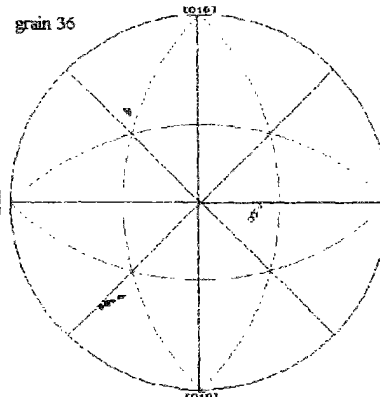
ANNEXE II: Figures de pôles inverses des grains améliorés par le modèle viscoplastique (essai L)



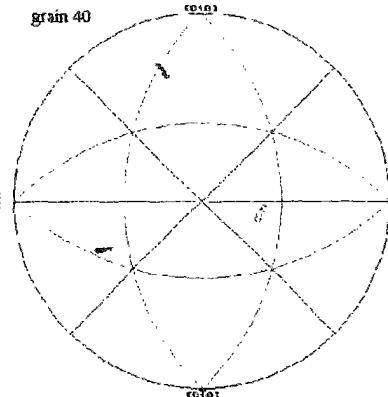
grain 5



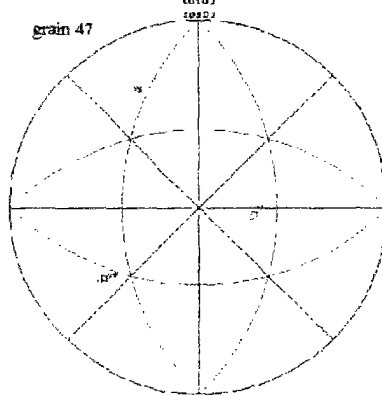
grain 36



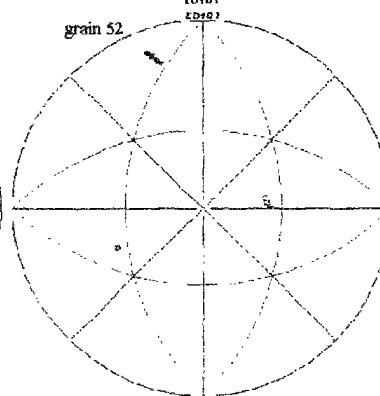
grain 40



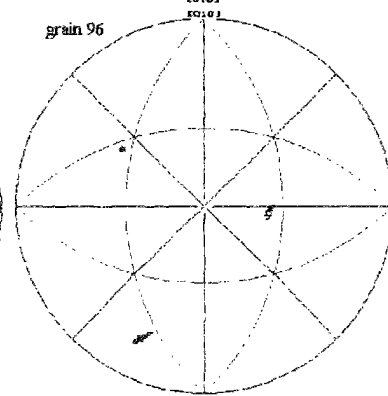
grain 47



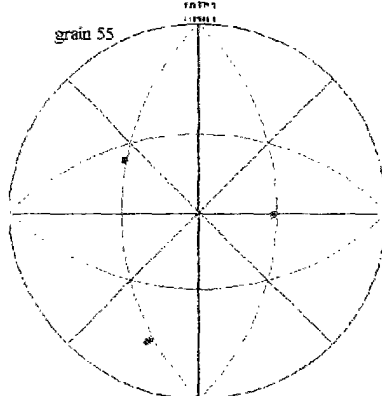
grain 52



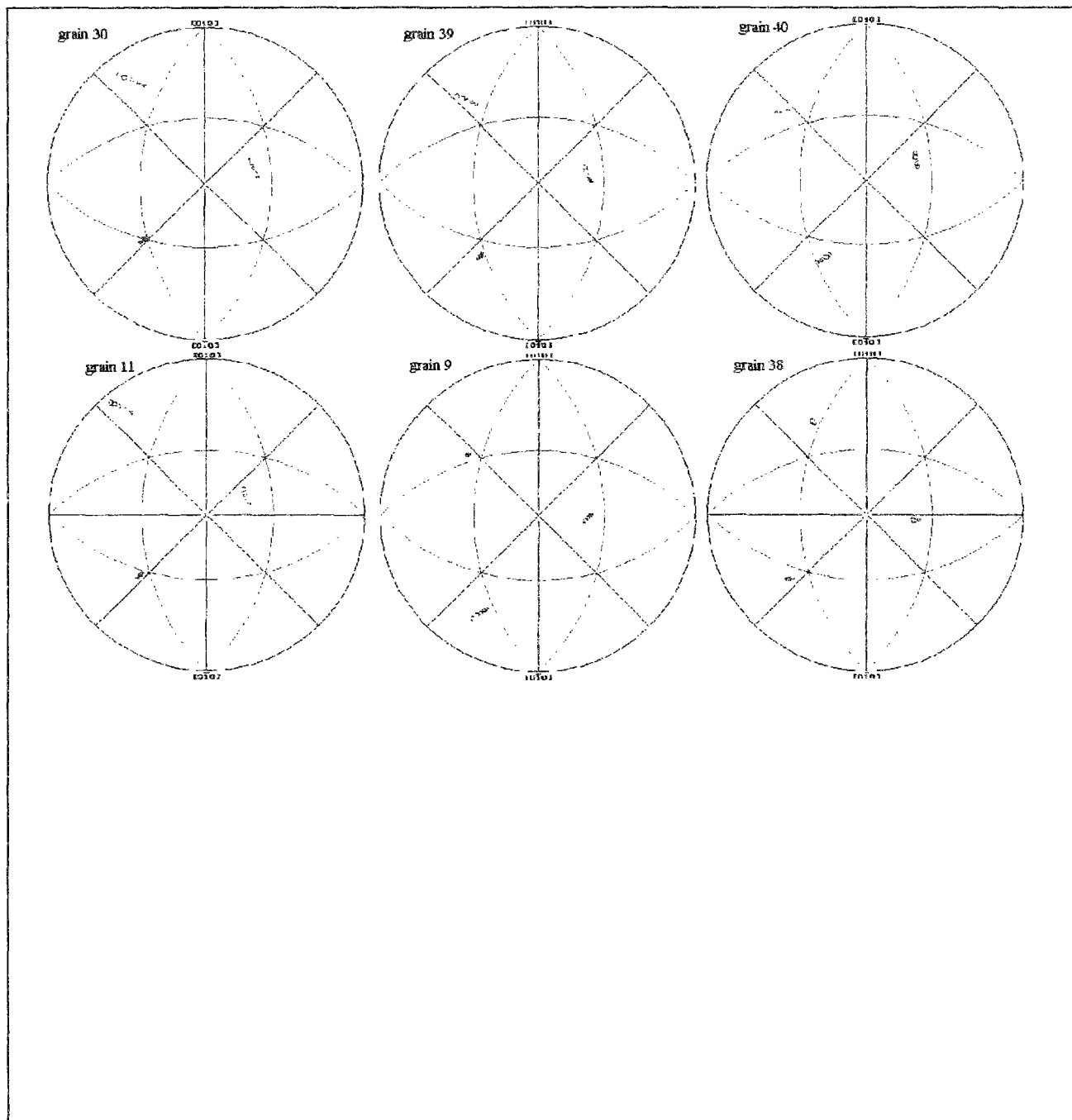
grain 96



grain 55



ANNEXE I2: Figures de pôles inverses des grains améliorés par le modèle viscoplastique (essai T)



ANNEXE J: Résultats de l'essai T

Annexe J.1: résultats du modèle de Taylor, pour l'essai T

Etude sans écrouissage (simulation jusqu'à 25%)

Pour 12* grains sur 63 étudiés (6 grains en glissement simple), la simulation correspond à l'expérience (voir annexes G2 et F2). La prise en compte de la déformation moyenne des grains n'améliore guère les résultats.

* 7 autres grains pour une simulation à environ 15° près

Etude avec écrouissage

6 grains seulement sur 63 voient leur rotation cristalline mieux représentée (voir annexe G4 et F2), comme c'est le cas pour les grains 4T et 42T (voir figures J1.1 et J1.2).

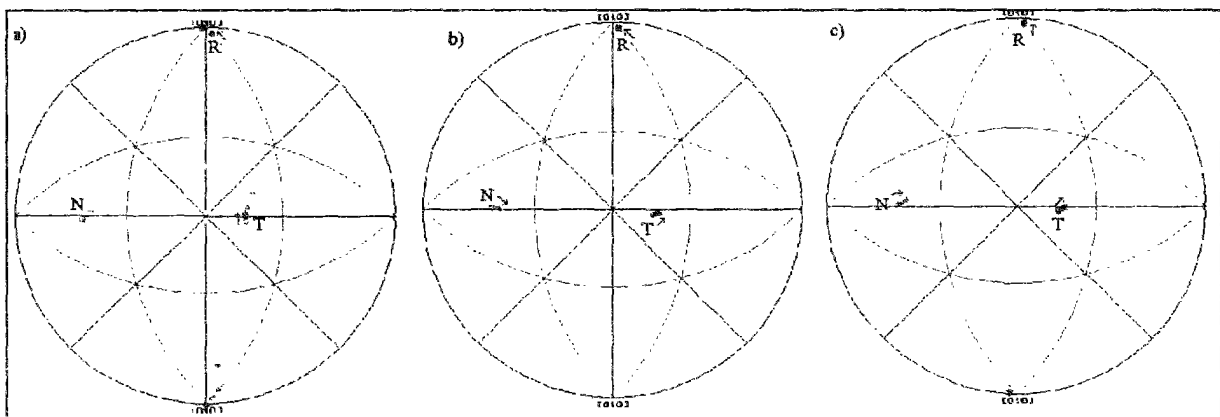


Figure J1.1: rotation de réseau du grain 4T, au cours de la déformation, obtenue expérimentalement (a), par Taylor sans (b) et avec (c) écrouissage

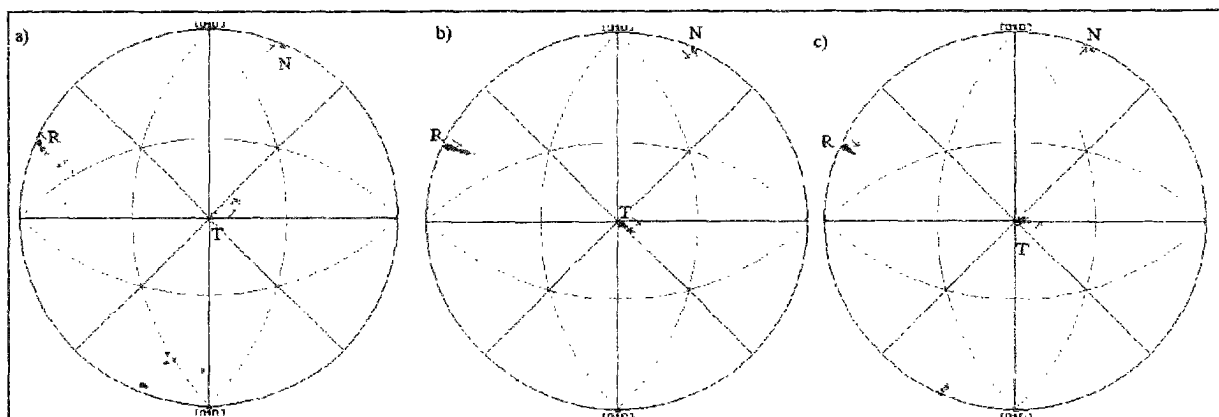


Figure J1.2: rotation de réseau du grain 42T, au cours de la déformation, obtenue expérimentalement (a), par Taylor sans (b) et avec (c) écrouissage

Annexe J.2: résultats du modèle autocohérent élastoplastique, pour l'essai T

63 grains ont été étudiés dont 18 en glissement simple.

évolution de la rotation cristalline

On trouve des résultats pratiquement identiques à ceux donnés par le modèle de Taylor (soit 30% de rotation de grains bien simulées), le grain se trouvant en position de glissement simple ou multiple (voir figure J2.1).

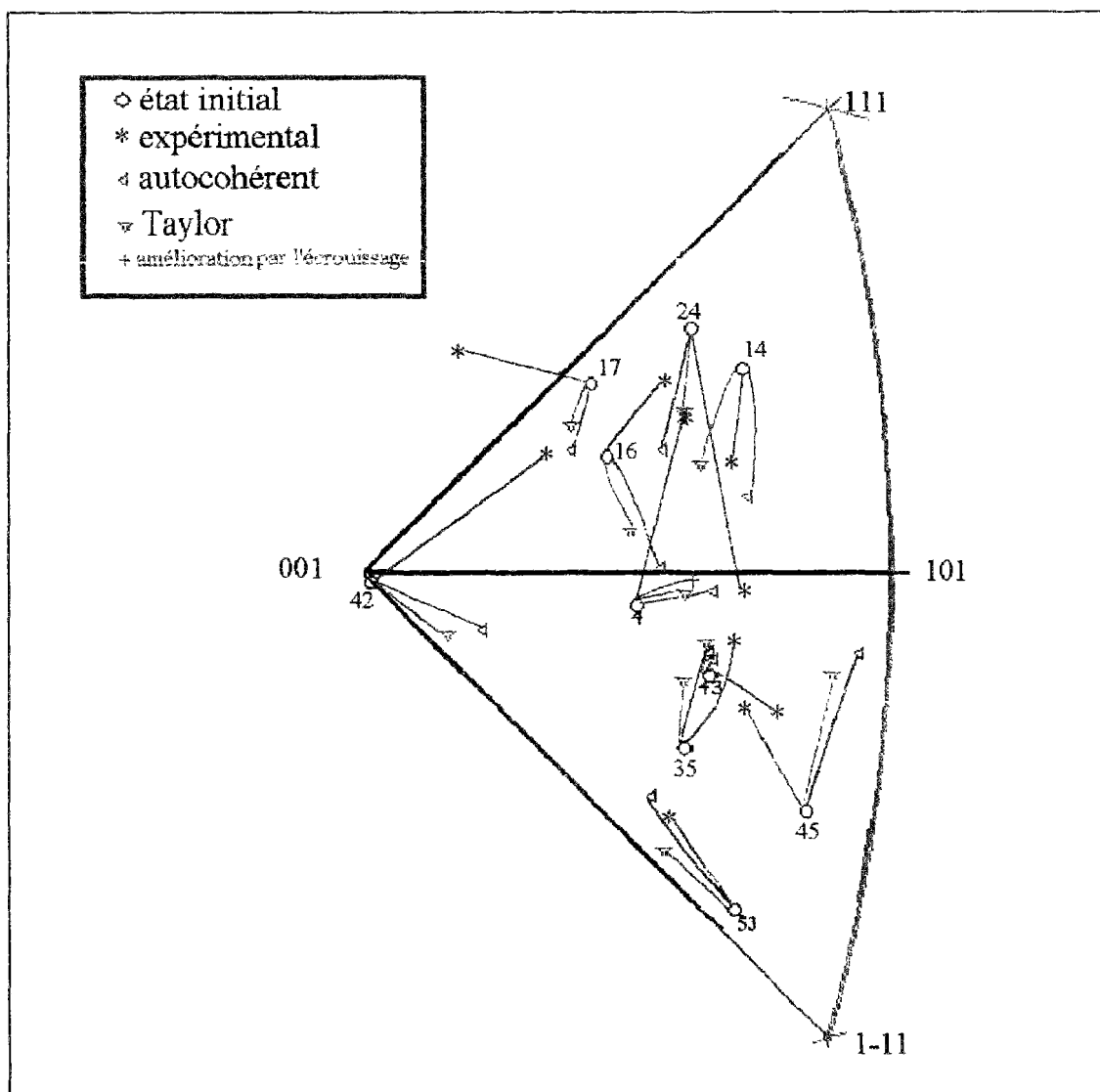


Figure J2.1: évolutions de l'axe de traction expérimentale et simulée de quelques grains de l'essai T

déformations moyennes des grains

Les composantes simulées E_{11} , E_{22} et E_{12} de six grains voisins sont données sur la figure J2.2, à l'étape 5. De même que pour l'essai L, elles sont comparées aux mêmes composantes du tenseur de Green Lagrange, déterminées expérimentalement, par microextensométrie.

A l'étape 5 (23% de déformation macroscopique), ces hétérogénéités mesurées sont jusqu'à 10 fois plus importantes que celles simulées. On peut noter que les déformations simulées sont, en effet, très homogènes, mais supérieures à la déformation macroscopique.

On remarque également que le cisaillement calculé est assez faible, contrairement aux valeurs expérimentales, qui sont comprises entre -7 et 8%. Il n'y a, là non plus, aucune corrélation entre les valeurs et les signes de ΔE_{22} , ΔE_{11} et ΔE_{12} mesurées et calculées.

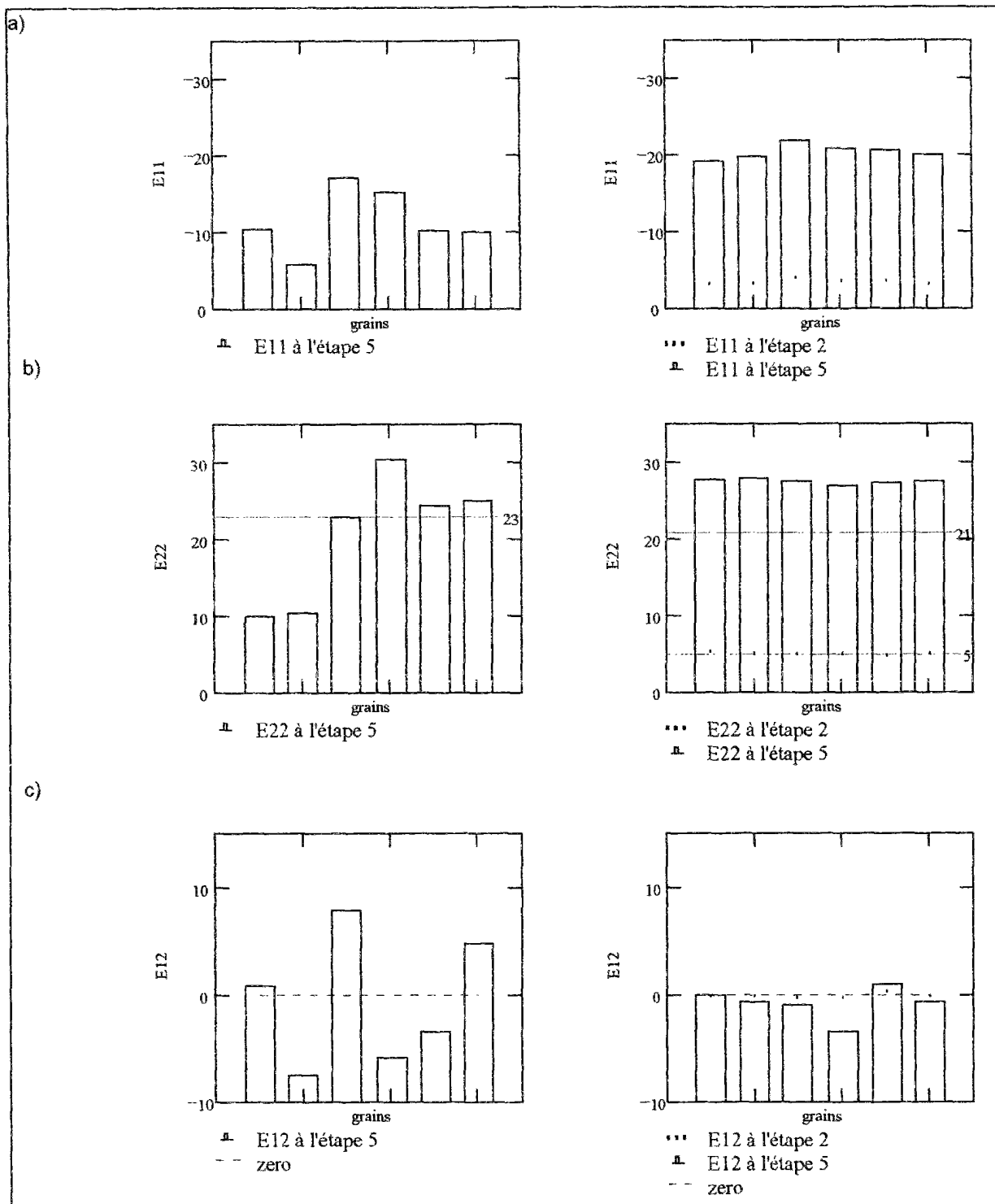


Figure J2.2: histogrammes des composantes E_{11} , E_{22} et E_{12} de six grains voisins (14T, 5T, 4T, 1T, 9T et 18T) à l'étape 5, obtenus expérimentalement (à gauche) et par le modèle autocohérent (à droite)

contraintes moyennes des grains

Les valeurs des contraintes σ_{11} , σ_{22} et σ_{12} calculées par le modèle, dans les six grains, sont reportées sur la figure J2.3.

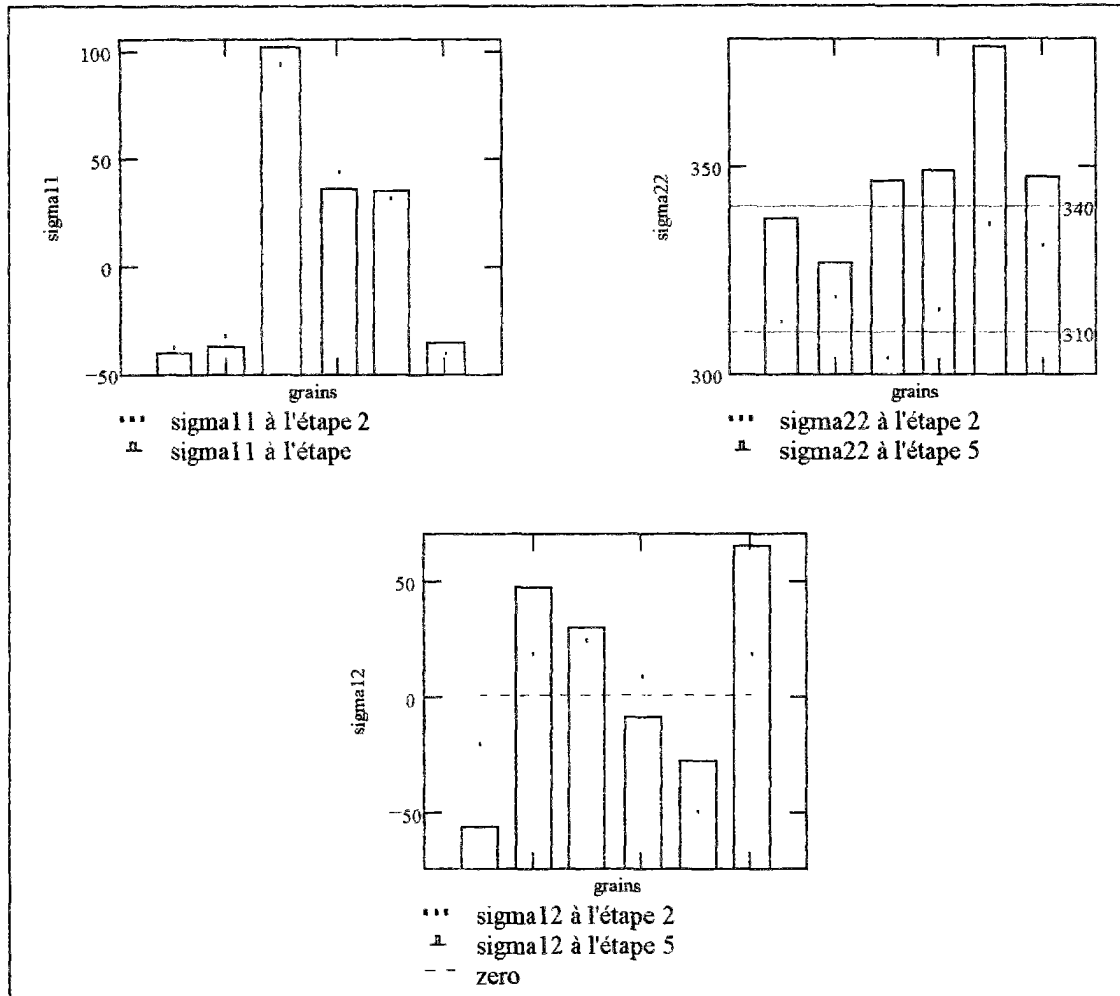


Figure J2.3: simulation par le modèle autocohérent élastoplastique de l'évolution de σ_{11} , σ_{22} et σ_{12} pour les six grains voisins de l'essai T

Annexe J.3: résultats du modèle viscoplastique, pour l'essai T

Evolution de l'orientation cristalline (simulation jusqu'à 28%)

Six grains sur 57 seulement sont améliorés (voir annexe I2), les autres étant inchangés.

Calculs des vitesses de déformation moyennes des grains

Nous comparons, sur la figure J3.1, les vitesses de déformation mesurées (moyennées sur le grain) et calculées sur les six grains voisins étudiés auparavant. On note également des hétérogénéités autour de la vitesse imposée, mais là encore différentes de celles trouvées expérimentalement.

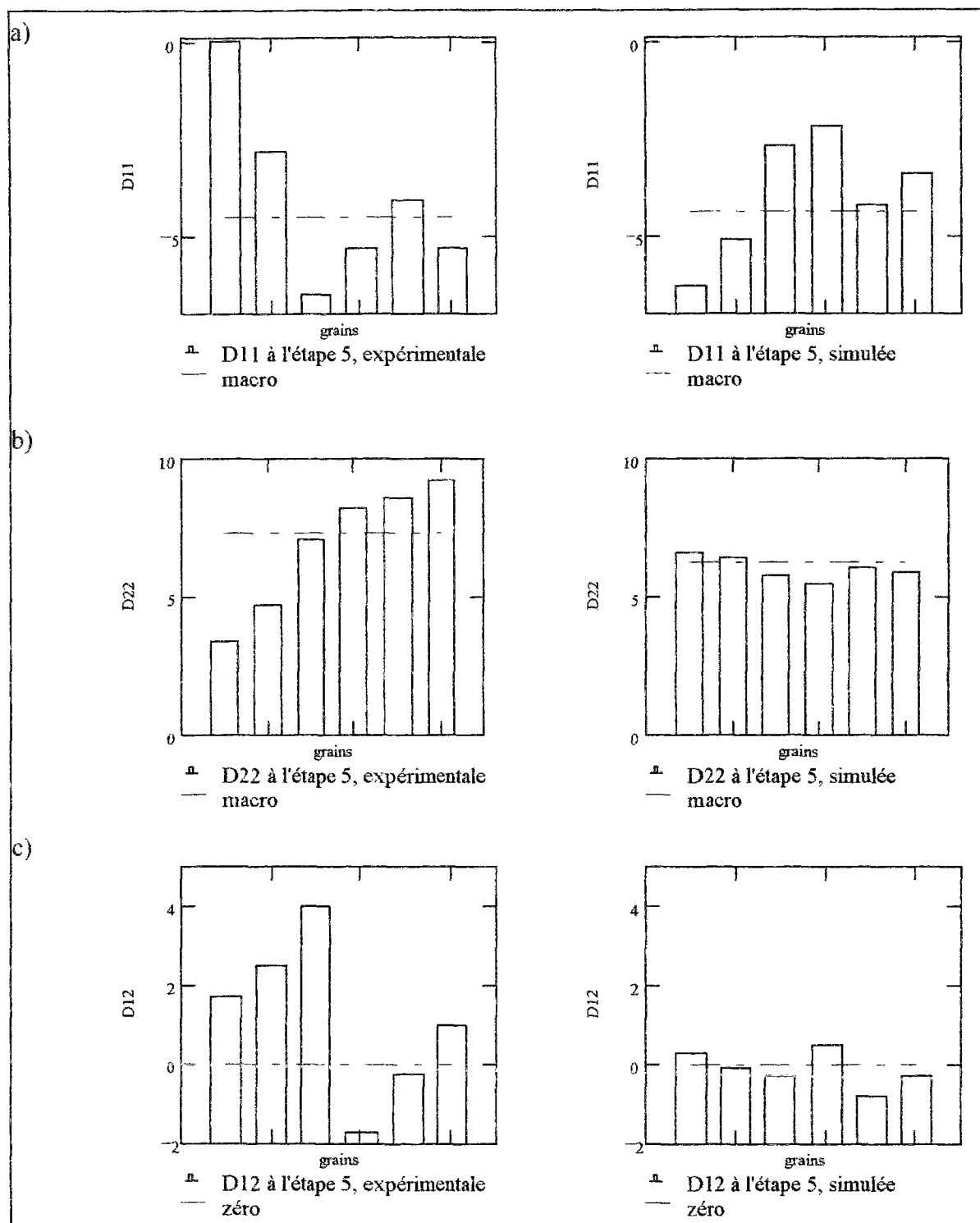


Figure J3.1: histogrammes des composantes D_{11} , D_{22} et D_{12} des six grains voisins, à l'étape 5, obtenues expérimentalement (à gauche) et simulées par le modèle viscoplastique (à droite)

Calculs des contraintes moyennes des grains

Les contraintes sont également plus faibles et plus homogènes de grain à grain que dans le cas de l'élastoplastique (figure J3.2).

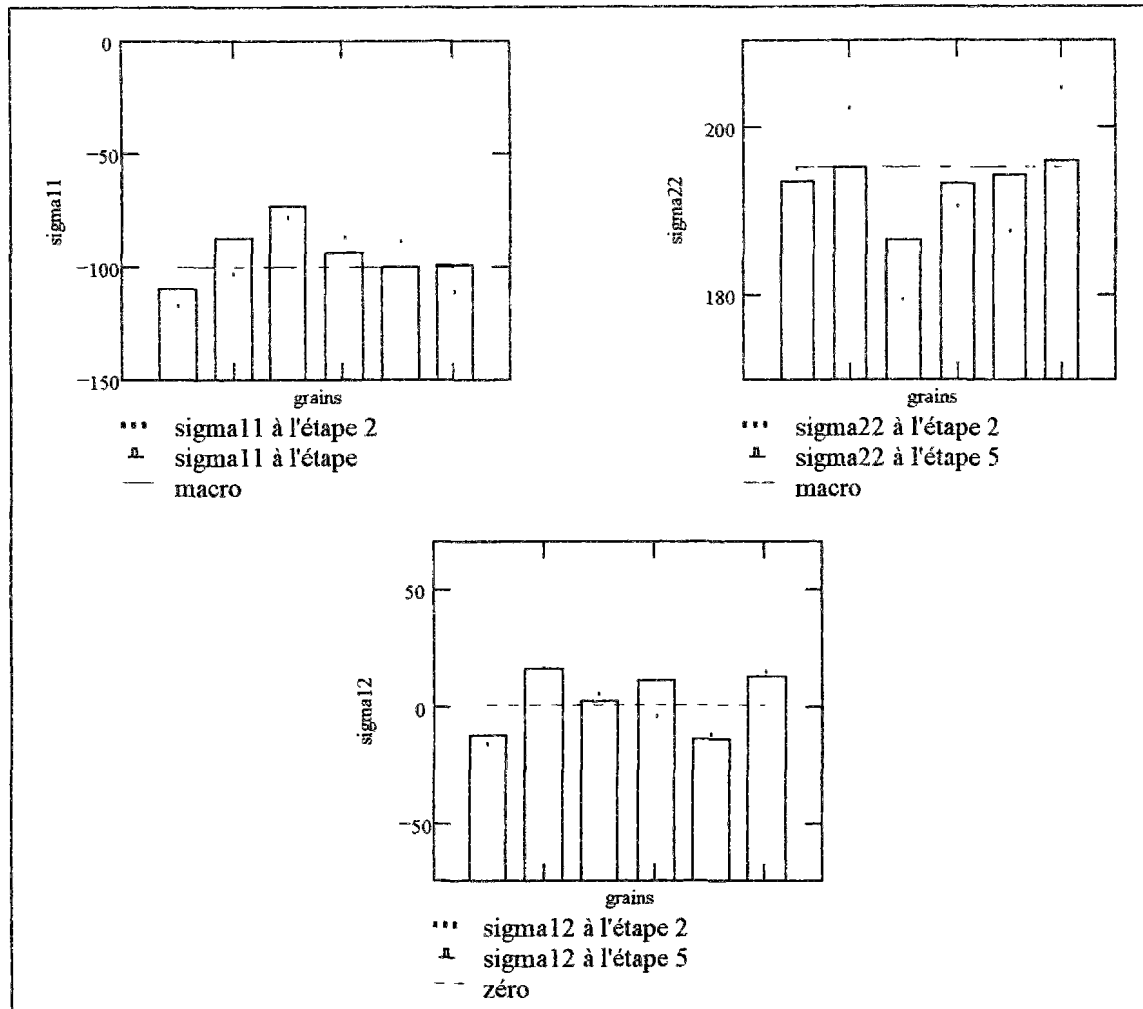


Figure J3.2: histogrammes des composantes σ_{11} , σ_{22} et σ_{12} des six grains voisins, aux étapes 2 et 5, simulées par le modèle viscoplastique

Annexe J.4: textures simulées, pour l'essai T

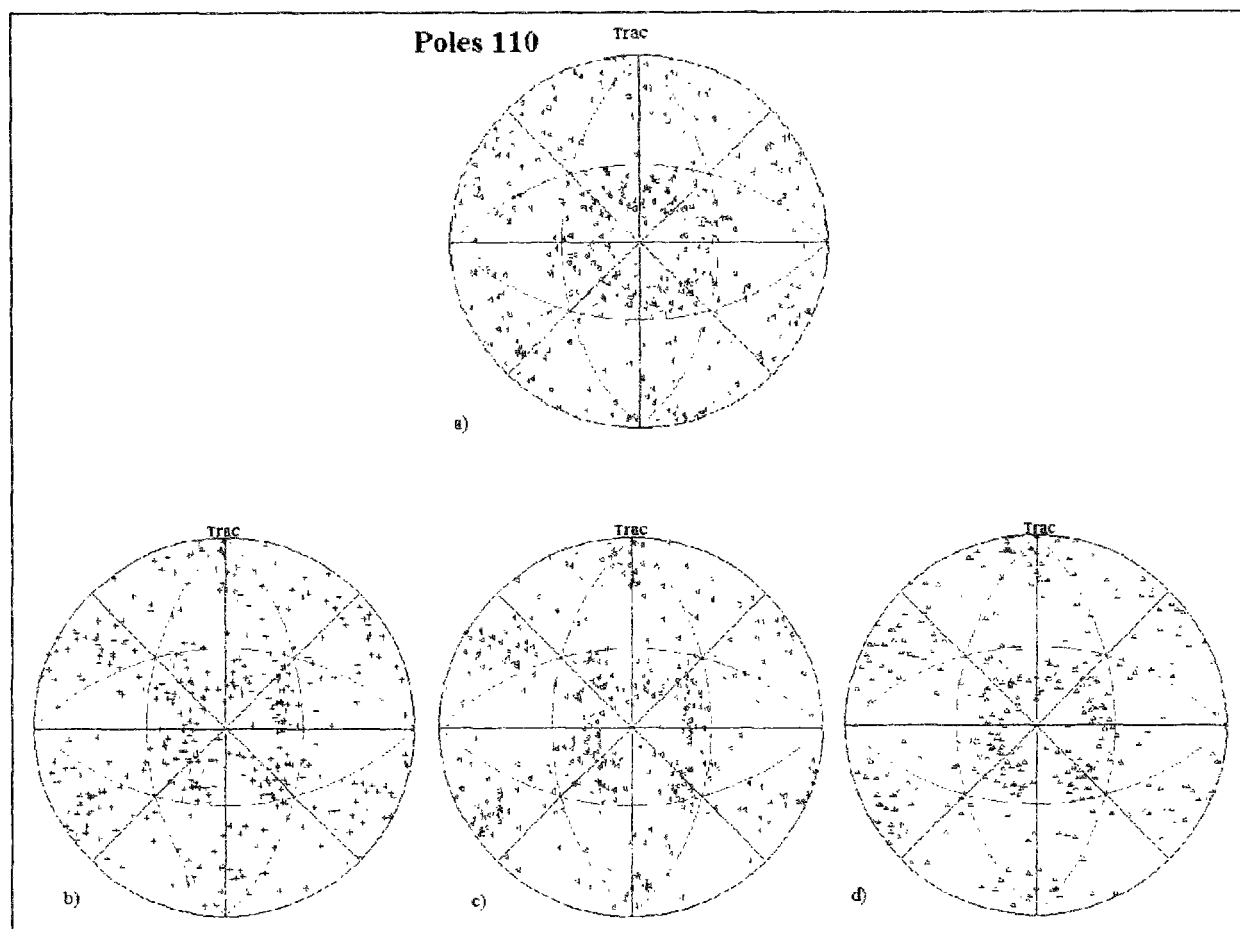
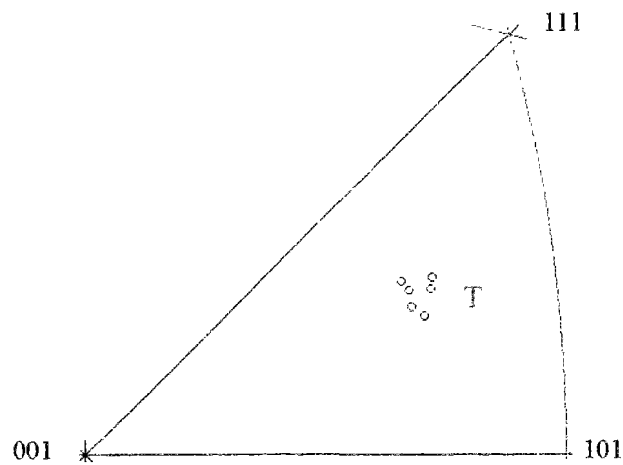


Figure J3.3: Figures de poles $\{110\}$, à l'étape 6, obtenues expérimentalement (a) et par simulations: modèle de Taylor (b) et autocohérents élastoplastique (c) et viscoplastique (d)

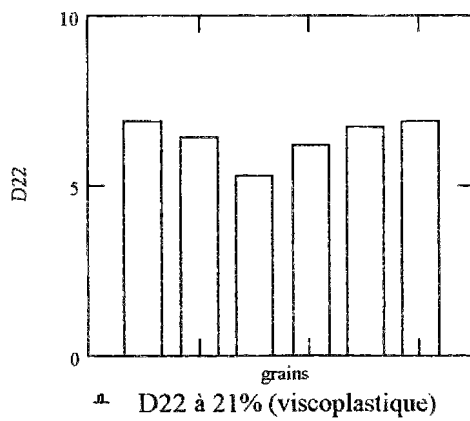
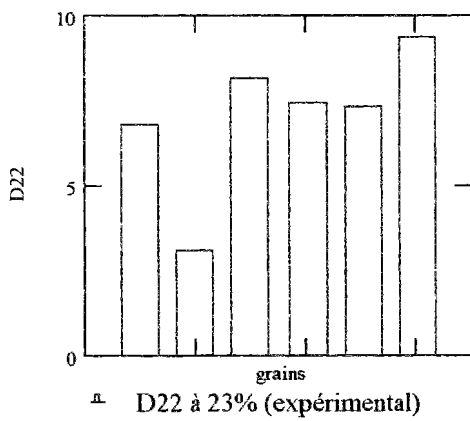
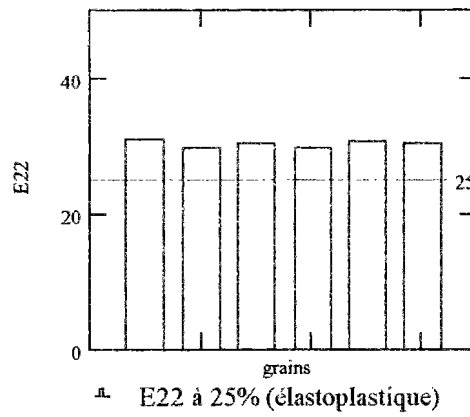
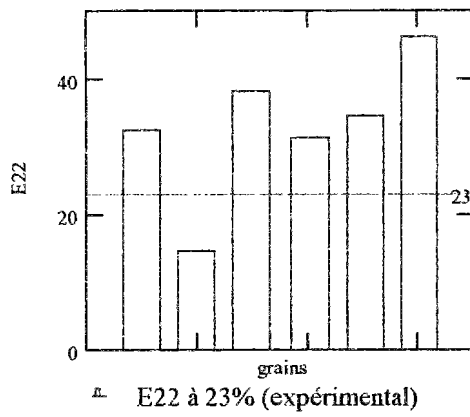
La simulation des textures est là aussi raisonnable, pour les trois modèles.

**ANNEXE K: Résultats des simulations pour des grains d'axe
de traction proche (essai L)**



(grains 10, 11, 18, 38, 60 et 71)

-Simulations des hétérogénéités intergranulaires de déformation:



- Simulations des contraintes intergranulaires:

