



HAL
open science

**INFLUENCE DES ORIENTATIONS CRISTALLINES
SUR LA LOCALISATION EN BANDE DE
CISAILLEMENT DANS DES ALLIAGES Al-Mg
SOU MIS A COMPRESSION PLANE**

David Chapelle

► **To cite this version:**

David Chapelle. INFLUENCE DES ORIENTATIONS CRISTALLINES SUR LA LOCALISATION EN BANDE DE CISAILLEMENT DANS DES ALLIAGES Al-Mg SOUMIS A COMPRESSION PLANE. Mécanique [physics.med-ph]. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2002. Français. NNT: . tel-00417252

HAL Id: tel-00417252

<https://theses.hal.science/tel-00417252>

Submitted on 15 Sep 2009

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.

**ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT-ETIENNE**

Numéro d'ordre : 302TD
Année 2002

**UNIVERSITE
JEAN MONNET DE SAINT-ETIENNE**

THESE

présentée par

David CHAPELLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

**DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT-ETIENNE
ET DE L'UNIVERSITE JEAN MONNET DE SAINT-ETIENNE**

Spécialité : Sciences et Génie des Matériaux

**INFLUENCE DES ORIENTATIONS CRISTALLINES
SUR LA LOCALISATION EN BANDE DE CISAILLEMENT
DANS DES ALLIAGES Al-Mg SOUMIS A COMPRESSION PLANE**

Soutenue à Saint-Etienne le 18 décembre 2002

Composition du jury

Madame	Colette	REY	Rapporteur
Monsieur	Claude	FRESSENGEAS	Rapporteur
Messieurs	François	SIDOROFF	Examineur
	Michel	BORNERT	Examineur
Messieurs	Frank	MONTHEILLET	Directeur de thèse
	Michel	DARRIEULAT	Co-directeur de thèse
Monsieur	Bruno	CHENAL	Invité (Péchiney)

Remerciements

Voici venu le temps... de se projeter dans le passé qui, bien qu'encore très présent, tend déjà à s'estomper, à se fondre dans la masse des souvenirs, pour faire place au futur. Ce dernier ne saurait attendre plus qu'il ne faut, juste le temps de ne pas oublier que -même si ce n'est qu'une lapalissade- l'aboutissement d'un tel projet est le résultat d'une collaboration et du soutien d'un nombre conséquent d'entités tant sur le plan professionnel que personnel.

En conséquence, ce mémoire demeurerait incomplet s'il ne faisait mention des personnes et des institutions qui ont contribué à sa mise au monde.

Je souhaite tout d'abord remercier expressément Frank Montheillet, mon directeur de thèse, et plus particulièrement Michel Darrieulat, mon co-directeur de thèse, pour m'avoir offert l'opportunité de raccrocher au monde universitaire et à celui de la recherche qui aujourd'hui semblent pouvoir combler mes attentes professionnelles. Par ailleurs, l'avancé significative qu'a connu ce travail a été rendue possible grâce à l'investissement préliminaire de Michel en matière de modélisation de la bifurcation et de Nicolas Durand (scientifique du contingent 98-99) en matière d'élaboration de microgrilles.

Cette mention à une technique particulière de marquage de surface est l'occasion idéale de rappeler la collaboration, grandement appréciée, du Laboratoire de Mécanique du Solide de l'Ecole Polytechnique (Palaiseau) : Michel Bornert nous a donné accès à l'outil de dépouillement des microgrilles, 'Correlmanuv', sans lequel l'investissement temps aurait certainement été titanésque.

Je remercie également Gilles Blanc, pour son aide, ses conseils et sa disponibilité dans le domaine de la métallographie et de la microscopie optique, Christophe Desrayaud et Séverine Girard, pour la mise en place des essais mécaniques et leur précieuse analyse, Paul Jouffrey, pour tout le travail basé sur la microscopie électronique mais aussi René Fillit, Huguette Bruyas et Maud Schembri, pour les mesures de texture par RX. J'ai aussi, bien sûr, une pensée pour l'ensemble du personnel de l'Ecole des Mines de Saint-Etienne, l'équipe informatique (Olivier Breuil et Robert Peycelon)...

Sur un plan plus personnel, il me faut remercier Sandrine Caradec, ma compagne, pour m'avoir supporté, surtout au cours de ces derniers mois d'intense rédaction, où mon attention s'est vue quelque peu accaparée.

Et puis... Oh pis non ! Allez si ! Il me faut encore citer la joyeuse équipe qui, ne mâchons pas nos mots, s'est 'trouvée comme cochon' sur Saint-Etienne tant à l'Ecole des Mines qu'à l'extérieur. Alors un grand merci à Florent Châlon, Elodie Risson, Gilles Guiglionda, Willie Robert, Anne-Laure Maduraud, Florent Belnou, Antoine Errotaberea, Antoine Baldacci, Gaël Couturier, Laure Duisabeau, Nicolas Chaix, Lionel Fournier, Grégory Goutorbe, Marilyne Mondon, Martial et Agnès Douet et les Ch'tits bouts, Sandrine Tariolle, Christelle Nivot, Mathieu Touzin, Stéphane et Anne-Catherine Valette, Cédric et Anna Chauvy, Stéphanie et Christophe Fonlupt, Matthew Jones, Dominique Lance, Steph et Sophie, Cédric et Aurélie Millart...

Merci à mes co-bureautiers.

Merci à moi-même, parce qu'il n'y a pas de raisons de m'oublier...

A mes proches...

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I - SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1	FORMALISME DES GRANDES DÉFORMATIONS :	12
I.1.1	<i>Cinématique des grandes déformations</i> :	12
I.1.2	<i>Description des efforts</i> :	15
I.1.3	<i>Loi de comportement et objectivité</i> :	17
I.2	LES HÉTÉROGÉNÉITÉS DE DÉFORMATION :	19
I.2.1	<i>Généralités</i> :	19
I.2.2	<i>Bandes de cisaillement</i> :	25
I.3	MODÉLISATION DE LA LOCALISATION :	34
I.3.1	<i>Généralités</i> :	34
I.3.2	<i>Bifurcation du problème aux limites en vitesse</i> :	34
I.3.3	<i>Approche numérique</i> :	37
I.4	CONCLUSION :	39

CHAPITRE II - TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES.....

II.1	MÉTALLOGRAPHIE :	50
II.1.1	<i>Polissage mécanique et électrolytique</i> :	50
II.1.2	<i>Oxydation anodique et attaque orthophosphorique</i> :	51
II.1.3	<i>Composition chimique par SEE</i> :	51
II.2	TECHNIQUE DE DÉFORMATION, LE 'CHANNEL-DIE' :	53
II.2.1	<i>Généralités</i> :	53
II.2.2	<i>Analyse mécanique dans le cas d'un matériau isotrope</i> :	54
II.2.3	<i>Essais et courbes contrainte-déformation</i> :	55
II.3	TEXTURE ET MICROSTRUCTURES :	59
II.3.1	<i>Généralités</i> :	59
II.3.2	<i>Mesure de texture par rayons X</i> :	61
II.3.3	<i>Mesure locale en microscopie électronique à balayage</i> :	62
II.4	MESURE DE DÉFORMATION LOCALE :	65
II.4.1	<i>Techniques de mesure</i> :	65
II.4.2	<i>Microgrilles</i> :	66
II.4.3	<i>Acquisition des données</i> :	67
II.4.4	<i>Cartographie de déformation</i> :	72

CHAPITRE III - APPROCHE EXPÉRIMENTALE.....

III.1	LES ALLIAGES :	84
III.1.1	<i>Les matériaux modèles</i> :	84
III.1.2	<i>L'alliage industriel</i> :	87
III.1.3	<i>Sensibilité à la localisation en bandes de cisaillement</i> :	89
III.2	COMPORTEMENT MÉCANIQUE, COURBES CONTRAINTE-DÉFORMATION :	93
III.2.1	<i>Influence des corrections</i> :	93
III.2.2	<i>Courbes contrainte de von Mises-déformation équivalente</i> :	95
III.2.3	<i>Ecrouissage macroscopique</i> :	97
III.3	DÉFORMATION HÉTÉROGÈNE :	99
III.3.1	<i>Localisation dans un grain millimétrique</i> :	99
III.3.2	<i>Localisation dans l'agrégat</i> :	114
III.4	BILAN DE L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE :	126

CHAPITRE IV - MÉCANIQUE DE LA BIFURCATION.....

IV.1	INTRODUCTION :	144
IV.2	LOI D'ÉCOULEMENT PLASTIQUE :	145
IV.2.1	<i>Loi de Schmid</i> :	145
IV.2.2	<i>Surface d'écoulement</i> :	146
IV.2.3	<i>Critiques et commentaires</i> :	147
IV.3	CINÉMATIQUE DU MONOCRISTAL EN GRANDES DÉFORMATIONS :	148
IV.3.1	<i>Configuration isocline</i> :	148
IV.3.2	<i>Cinématique</i> :	149
IV.3.3	<i>Rotation du réseau cristallin</i> :	150
IV.4	ECROUISSAGE :	151
IV.4.1	<i>Considérations générales</i> :	151
IV.4.2	<i>Ecrouissage isotrope</i> :	152
IV.4.3	<i>Ecrouissage microscopique et macroscopique</i> :	153
IV.5	EQUATIONS D'ÉQUILIBRE INCRÉMENTALES :	155
IV.5.1	<i>Equilibre des contraintes, dérivée particulière</i> :	155
IV.5.2	<i>Dérivées objectives</i> :	155
IV.5.3	<i>Equilibre incrémental</i> :	156
IV.6	LOI CONSTITUTIVE INCRÉMENTALE :	157
IV.6.1	<i>Loi constitutive</i> :	157
IV.6.2	<i>Commentaire</i> :	158
IV.7	CRITÈRE DE BIFURCATION :	159
IV.7.1	<i>Champ spécifique de vitesses, bande de cisaillement</i> :	159
IV.7.2	<i>Le critère</i> :	160
IV.7.3	<i>Direction de glissement</i> :	161
IV.7.4	<i>Algorithme de calcul</i> :	162
IV.8	RÉSULTATS :	165
IV.8.1	<i>Le critère et les classes de sommets</i> :	165
IV.8.2	<i>Rapport critique et cisaillements associés</i> :	169
IV.9	APPLICATION À LA COMPRESSION PLANE :	174
IV.9.1	<i>La compression plane</i> :	174
IV.9.2	<i>Orientation de cristal et sommets</i> :	175
IV.9.3	<i>Orientation de la bande critique</i> :	177
IV.9.4	<i>Application à l'agrégat</i> :	179
IV.10	CONCLUSION :	184
IV.10.1	<i>Commentaires préliminaires</i> :	184
IV.10.2	<i>Bilan</i> :	185

CHAPITRE V - DISCUSSION, SYNTHÈSE ET PERSPECTIVES.....

V.1	APPORT DES ÉLÉMENTS FINIS :	209
V.1.1	<i>Simulation 3D</i> :	209
V.1.2	<i>Conséquences sur les résultats expérimentaux</i> :	211
V.2	BILAN ET DISCUSSION :	213
V.2.1	<i>Bilan</i> :	213
V.2.2	<i>Discussion</i> :	217
V.3	PERSPECTIVES :	225
V.4	CONCLUSION GÉNÉRALE :	226

INTRODUCTION

L'aluminium et le magnésium sont des métaux légers, au même titre que le titane et le béryllium, et sont, en conséquence, largement utilisés dans notre monde industriel afin de réduire le poids des structures. Toutefois, les métaux légers possèdent d'autres propriétés d'une importance technologique considérable, telles que la résistance à la corrosion et les excellentes conductivités thermique et électrique pour l'aluminium, la facilité d'usinage pour le magnésium, et la résistance extrême à la corrosion pour le titane.

Les $\frac{3}{4}$ de la production de magnésium sont utilisés pour obtenir des alliages à partir de l'aluminium et du fer. Les cinq principaux domaines d'exploitation de l'aluminium et de ses alliages sont la construction, l'emballage et le stockage, le transport, l'électricité et l'équipement.

Comme il a déjà été fait mention, les métaux légers ont pour principale fonction l'allègement des produits, mais bien souvent l'industriel cherche encore à réduire le poids en affinant les dimensions des structures tout en préservant les caractéristiques mécaniques. Cependant, la plupart des procédés de mise en forme engendrent des hétérogénéités de déformation qui seront ensuite des sites préférentiels pour la corrosion, l'amorçage des fissures puis la rupture. Dans ce contexte, on comprend aisément que depuis des décennies, industriels, pour le développement de nouvelles gammes de fabrication, et chercheurs, pour le défi que constitue la compréhension fine des paramètres de formation de l'hétérogénéité, développent de nombreux sujets de recherche sur cette thématique.

Le travail dont fait état ce mémoire s'intègre dans cette démarche; l'hétérogénéité étudiée est la bande de cisaillement qui se forme lors du laminage. Cette étude se focalise sur les trois points que sont la compréhension et la description des mécanismes, la réalisation de mesures expérimentales précises pour quantifier les grandeurs mécaniques et, enfin, l'écriture d'un critère régissant la transition déformation diffuse-déformation localisée. A cela, s'ajouteront des commentaires basés sur l'observation expérimentale pouvant contribuer à l'établissement de ponts entre mécanique de la localisation et celle de la rupture.

Le cadre général établi, la revue bibliographique du **Chapitre I** donnera l'opportunité, par une présentation détaillée des travaux, expérimentaux et théoriques, entrepris sur les instabilités plastiques, de mieux cerner le domaine d'application de cette étude, l'approche que nous avons décidé de suivre pour aborder cette thématique et les principales interrogations qui demeurent.

Le **Chapitre II** a pour objectif la présentation de l'ensemble des techniques expérimentales, généralement employées dans ce genre d'étude, et indispensables du fait des objectifs qui sont à présent nôtre, à l'issue de la synthèse bibliographique. Cette partie nécessitera de s'attarder davantage sur le procédé de mise en forme envisagé dans l'étude, i.e. le laminage, et plus particulièrement, sur sa simulation par compression plane bi-encastree, ainsi que sur la technique d'obtention des déformations locales associant micro-électro-lithographie et corrélation d'images. On notera d'ores et déjà que la microscopie électronique en transmission ne sera pas exploitée.

Dans le **Chapitre III**, seront détaillés les résultats obtenus par application des diverses techniques mentionnées au chapitre précédent. L'accent sera d'abord mis sur les progrès encore nécessaires pour la maîtrise des essais de mise en forme, de leurs paramètres (vitesse de déformation, frottements) et de l'acquisition des données caractéristiques. Ensuite, on se focalisera sur la localisation de la déformation dans un grain millimétrique puis dans le grain d'une centaine de microns de diamètre au sein de l'agrégat polycristallin.

Le **Chapitre IV** sera dédié à la modélisation de la localisation sous forme d'une bifurcation –perte d'unicité de la solution- du problème aux limites en vitesse pour un matériau rigide plastique. La loi de comportement sera écrite en prenant en compte la plasticité cristalline. Les résultats seront d'abord introduits de manière générale puis l'on traitera le cas de la compression plane.

Enfin, le **Chapitre V** aura pour vocation de discuter l'ensemble des résultats obtenus. Il débutera notamment par une brève introduction à la simulation de la compression plane par un code d'éléments finis permettant, à toutes fins utiles, de hiérarchiser les localisations suivant leur échelle d'apparition et d'observation.

CHAPITRE I

SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

Nos objectifs étant à présent fixés, ce premier chapitre est dédié à la retranscription de l'état de l'art, tel que nous l'avons perçu, tant sur le plan métallographique que mécanique, en matière de localisation de la déformation.

Pour ce faire et en vue des prochains chapitres, le 'formalisme des grandes transformations' est tout d'abord introduit afin de situer le cadre de cette étude et de définir immédiatement les grandeurs qui seront ensuite exploitées tout au long de ce travail.

Ensuite, on s'attache à décrire les diverses manifestations de l'hétérogénéité de déformation plastique naissant au cours des divers procédés de mise en forme, qui sont fonctions du chemin de déformation comme des conditions environnementales (température, frottements...).

Puis, on s'attarde davantage sur l'instabilité plastique que représente la localisation en bandes de cisaillement, aussi bien d'un point de vue phénoménologique, basé sur l'observation, que théorique pour la modélisation.

Enfin, ce chapitre s'achève par la présentation de quelques travaux s'appuyant sur l'utilisation des éléments finis pour analyser la suite d'événements conduisant à la localisation.

I.1 Formalisme des grandes déformations :

L'introduction du formalisme des grandes déformations (comme prolongement de celui des 'petites déformations') s'avère incontournable, dès lors que sont envisagées des déformations supérieures à 10%. Dans cette étude, par souci de rigueur, il nous est indispensable d'envisager son utilisation, d'une part parce que les hétérogénéités en bandes de cisaillement naissent habituellement au-delà de 30% de déformation, d'autre part car nous souhaitons mettre à profit l'analyse de M. Bornert concernant l'exploitation des grilles et la représentation des cartes de déformations (Chapitre II).

Le formalisme qui suit s'appuie grandement sur le travail de Sidoroff [1982], mais on pourra aussi se référer aux auteurs suivants : Teodosiu et Sidoroff [1976], Muller [1995].

I.1.1 Cinématique des grandes déformations :

I.1.1.1 Description du mouvement :

Considérons un solide soumis à un mouvement qui amène le point matériel en position \vec{X} dans la configuration de référence C_0 à la position \vec{x} dans la configuration déformée $C(t)$. Les repères des deux systèmes sont choisis cartésiens orthonormés.

$$\text{La fonction décrivant ce mouvement est :} \quad \vec{x} = \vec{x}(\vec{X}, t) \quad (\text{I.1})$$

$$\text{Le vecteur déplacement } \vec{u}(\vec{X}, t) \text{ est tel que :} \quad \vec{x}(\vec{X}, t) = \vec{X} + \vec{u}(\vec{X}, t) \quad (\text{I.2})$$

Dans le cas de l'hypothèse des petites déformations, le vecteur déplacement étant petit, on identifie la configuration initiale C_0 à la configuration courante (ou encore actuelle) $C(t)$, et chaque grandeur physique ne connaît qu'une seule expression. A l'inverse, pour les grandes déformations, il n'est plus possible de procéder à cette identification et chaque grandeur pourra être définie soit dans C_0 (description lagrangienne) soit dans $C(t)$ (description eulérienne).

Localement le mouvement est décrit par le tenseur gradient \mathcal{F} de la transformation; il lie le vecteur élémentaire $d\vec{X}$ dans C_0 à $d\vec{x}$ dans $C(t)$ après déformation :

$$d\vec{x} = \mathcal{F}(\vec{X}, t)d\vec{X} \quad (\text{I.3})$$

$$\mathcal{F}_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial X_j} \quad (\text{I.4})$$

$$\mathcal{F} \text{ s'écrit, en fonction du vecteur déplacement : } \quad \mathcal{F}_{ij} = \mathcal{I} + \frac{\partial u_i}{\partial X_j} \quad (\text{I.5})$$

I.1.1.2 Tenseur des déformations :

Définition directe :

Les variations de longueurs et d'angles sont déduits du produit scalaire de deux vecteurs matériels $d\vec{X}$ et $\delta\vec{X}$ qui deviennent après déformation $d\vec{x}$ et $\delta\vec{x}$.

$$d\vec{x} \cdot \delta\vec{x} = dx_i \delta x_i = \mathcal{F}_{ij} \mathcal{F}_{ik} dX_j \delta X_k = d\vec{X} \mathcal{C} \delta\vec{X} \quad (\text{I.6})$$

$$\mathcal{C} = \mathcal{F}^T \mathcal{F} \quad (\text{I.7})$$

\mathcal{C} est le tenseur des dilatations ou tenseur de Cauchy-Green droit.

$$\text{On peut aussi écrire : } \quad d\vec{X} \delta\vec{X} = \mathcal{F}^{-1} d\vec{x} \mathcal{F}^{-1} \delta\vec{x} = d\vec{x} \mathcal{B}^{-1} \delta\vec{x} \quad (\text{I.8})$$

$$\mathcal{B} = \mathcal{F} \mathcal{F}^T \quad (\text{I.9})$$

\mathcal{B} est le tenseur de Cauchy-Green gauche.

Pour décrire la déformation, on dispose alors de deux tenseurs \mathcal{C} ou \mathcal{B} , mais on préfère généralement utiliser le tenseur des déformations de Green-Lagrange \mathcal{E} dans C_0 ou d'Euler-Almansi \mathcal{A} dans $C(t)$.

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} (\mathcal{F}^T \mathcal{F} - \mathcal{I}) = \frac{1}{2} (\mathcal{C} - \mathcal{I}) \quad (\text{I.10})$$

$$\mathcal{A} = \frac{1}{2} (\mathcal{I} - \mathcal{F}^{-T} \mathcal{F}^{-1}) = \frac{1}{2} (\mathcal{I} - \mathcal{B}^{-1}) \quad (\text{I.11})$$

Si on réintroduit le vecteur déplacement, le tenseur des déformations de Green-Lagrange devient :

$$\mathbb{E}_{IJ} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_I}{\partial X_J} + \frac{\partial u_J}{\partial X_I} + \frac{\partial u_K}{\partial X_I} \frac{\partial u_K}{\partial X_J} \right) \quad (\text{I.12})$$

Notons immédiatement que dans l'hypothèse des petites déformations, le tenseur des déformations est une approximation au premier ordre du tenseur des déformations selon la théorie des grandes déformations.

Décomposition polaire :

On peut écrire le gradient de la transformation (théorème de la décomposition polaire) comme le produit d'un tenseur de rotation \mathcal{R} (orthogonal) et d'un tenseur de déformation pure soit gauche, soit droit, respectivement \mathcal{P}_g , \mathcal{P}_d .

$$\mathbb{F} = \mathcal{R} \mathcal{P}_d = \mathcal{P}_g \mathcal{R} \quad (\text{I.13})$$

Les déformations dans la configuration courante seront décrites par \mathcal{P}_g ou \mathcal{B} , et dans la configuration de référence par \mathcal{P}_d ou \mathcal{C} .

Tous ces tenseurs rendent compte de la même information physique et ce n'est que par commodité que l'on emploie \mathbb{E} dans C_0 et \mathbb{A} dans $C(t)$.

I.1.1.3 Vitesse de déformation :

Introduisons le vecteur vitesse \vec{V} , dérivée par rapport au temps du vecteur position $\vec{x} = \vec{x}(\vec{X}, t)$, que l'on peut considérer comme fonction de \vec{X} (description lagrangienne) ou de \vec{x} (description eulérienne).

La dérivée du vecteur matériel $d\vec{x}$ par rapport au temps est :

$$d\dot{\vec{x}} = \dot{\mathbb{F}} d\vec{X} = \dot{\mathbb{F}} \mathbb{F}^{-1} d\vec{x} = \mathbb{L} d\vec{x} \quad (\text{I.14})$$

$$\dot{\mathbb{F}}_{ij} = \frac{\partial \mathbb{F}_{iJ}}{\partial t} = \frac{\partial V_i}{\partial X_J} \quad \mathbb{L}_{ij} = \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \quad (\text{I.15})$$

\mathcal{L} est le gradient des vitesses de déformation. Sa décomposition en partie symétrique et antisymétrique permet de définir le tenseur taux de déformation \mathcal{D} et le tenseur taux de rotation \mathcal{W} .

$$\mathcal{D} = \frac{1}{2}(\mathcal{L} + \mathcal{L}^T) \quad \mathcal{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{I.16})$$

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2}(\mathcal{L} - \mathcal{L}^T) \quad \mathcal{W}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{I.17})$$

\mathcal{W} correspond au rotationnel du champ des vitesses tandis que \mathcal{D} décrit la vitesse de déformation.

Notons que la vitesse de déformation sera mesurée par $\dot{\mathcal{E}}$ dans C_0 et par \mathcal{D} dans $C(t)$.

$$\dot{\mathcal{E}} = \mathcal{F}^T \mathcal{D} \mathcal{F} \quad (\text{I.18})$$

I.1.2 Description des efforts :

I.1.2.1 Les tenseurs des contraintes :

Comme en petites déformations, on définit le vecteur contrainte \vec{T} dans la configuration actuelle. Il caractérise les efforts intérieurs de cohésion exercés sur une partie du solide à travers un élément de surface dS de normale \vec{n} ; \vec{f} caractérise les efforts appliqués sur la surface.

Ce vecteur contrainte dépend linéairement du vecteur normal.

$$\vec{T} = \frac{d\vec{f}}{dS} \quad d\vec{f} = \mathcal{T} \vec{n} dS \quad (\text{I.19})$$

Ainsi, par un raisonnement eulérien, on définit le tenseur eulérien des contraintes de Cauchy \mathcal{T} .

On peut à présent transporter ce tenseur pour définir d'autres tenseurs des contraintes : Transposons l'élément de surface dS dans C_0 .

$$d\vec{f} = \boldsymbol{\pi} \vec{N} dS_0 \quad (\text{I.20})$$

$\boldsymbol{\pi}$: premier tenseur de Piola – Kirchhoff ou tenseur de Boussinesq.

Tout comme \mathcal{F} , il n'est ni lagrangien, ni eulérien, il s'agit d'une application de C_0 dans $C(t)$.

Transposons $d\vec{f}$ dans C_0 .

$$d\vec{f}_0 = \mathcal{F}^{-1} d\vec{f} = \mathcal{S} \vec{N} dS_0 \quad (I.21)$$

\mathcal{S} : second tenseur de Piola – Kirchhoff ou tenseur de Piola – Lagrange.

$\boldsymbol{\tau} = \mathcal{J}^{-1} \boldsymbol{T}$: tenseur de Kirchhoff.

$$\mathcal{J} : \text{laplacien de la transformation} \quad \mathcal{J} = \det(\mathcal{F}) \quad (I.22)$$

représente la variation de volume

Seul \boldsymbol{T} et \mathcal{S} ont une signification physique; ils sont liés par la relation :

$$\det(\mathcal{F}) \boldsymbol{T} = \mathcal{S} \mathcal{F}^T \quad (I.23)$$

I.1.2.2 Equilibre :

Les équations d'équilibre sont obtenues à partir de la loi fondamentale de la statique qui exprime que pour toute partie du solide, les efforts appliqués doivent former un torseur nul (D , domaine d'intégration; ∂D , sa frontière) :

$$\iint_{\partial D} \boldsymbol{T}_{ij} n_j dS + \iiint_D \rho f_i dV = 0 \quad (I.24)$$

On obtient ainsi une équation de moment qui impose la symétrie du tenseur des contraintes de Cauchy, et une équation de résultante ($\vec{f} = (f_i)$ forces volumiques par unité de masse, ρ masse volumique dans $C(t)$) qui, en utilisant le théorème de la divergence, fournit :

$$\text{Dans } C(t) : \quad \frac{\partial \boldsymbol{T}_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i = 0 \quad (I.25)$$

En plasticité, on s'intéresse aux problèmes en vitesse et on utilisera donc une version incrémentale portant non plus sur les contraintes, mais sur les vitesses de contraintes. Cette formulation s'obtient par dérivation par rapport au temps des équations d'équilibre. En formulation lagrangienne, cette opération est aisée, mais en formulation eulérienne, la dérivée par rapport au temps ne commute pas avec la dérivée par rapport à x_j .

I.1.3 Loi de comportement et objectivité :

La loi de comportement, ou équation constitutive, permet de relier les contraintes aux déformations subies par le matériau. Elle traduit le comportement physique du matériau, et à la diversité des comportements observés se juxtapose une grande variété de modèles de comportement.

De manière générale, la loi de comportement doit fournir les contraintes (de Cauchy, par exemple) à l'instant t , à partir de la déformation subie par le matériau jusqu'à l'instant t :

$$\mathcal{T}(t) = \Phi_{\tau \leq t}(\mathcal{F}(\tau)) \quad (\text{I.26})$$

Φ : fonctionnelle de réponse

Cette forme générale de la loi est celle d'un milieu matériellement simple, mais il existe d'autres théories (celle du second gradient, celle non locale, celle des mélanges).

Dans le cas particulier des matériaux incompressibles, qui se déforment sans changement de volume, il est nécessaire de modifier la forme générale de la loi de comportement. Il faut ajouter une contrainte indéterminée ne travaillant pas dans tout mouvement compatible avec la liaison :

$$\mathcal{T}(t) = \Phi_{\tau \leq t}(\mathcal{F}(\tau)) + \mathcal{T}_0, \quad \mathcal{T}_0 : \mathcal{D} = 0 \quad (\text{I.27})$$

L'incompressibilité se traduit sur \mathcal{D} par : $\text{trace}(\mathcal{D}) = \mathcal{D}_{ii} = 0$ (I.28)

Il en découle que \mathcal{T}_0 est sphérique. Il faut donc introduire dans la forme générale de la loi de comportement une pression hydrostatique arbitraire p qui sera déterminée par les équations d'équilibre et les conditions aux limites :

$$\mathcal{T}(t) = \Phi_{\tau \leq t}(\mathcal{F}(\tau)) - p \mathcal{I} \quad (\text{I.29})$$

La loi de comportement doit relier les contraintes aux déformations, mais \mathcal{F} décrit la déformation et la rotation. Pour supprimer cette dernière information, on introduit le principe

d'indifférence matérielle ou d'objectivité : 'la loi de comportement doit être invariante dans tout changement de référentiel'.

En grandes déformations, la loi de comportement se devra d'être objective, c'est-à-dire indépendante de l'observateur. Elle devra en conséquence s'exprimer comme une relation entre des quantités elles-mêmes objectives.

On notera notamment que $(D, B, A$ et $C)$ sont objectifs alors que $(L$ et $W)$ ne le sont pas.

Une autre difficulté intervient lorsqu'on cherche à calculer la dérivée d'un tenseur. En effet, la dérivée d'un tenseur objectif n'est pas un tenseur objectif. Ainsi, si l'on considère un matériau soumis à un état de contrainte constant sous déformation constante, la dérivée du tenseur des contraintes de Cauchy, par suite de la rotation du matériau, ne sera pas nulle. Toutefois, cette dérivée non nulle ne correspondra qu'à une variation factice résultant du mouvement de l'observateur par rapport au matériau. La dérivée \dot{T} du tenseur de Cauchy ne pourra donc pas être utilisée dans une loi de comportement puisqu'elle n'est pas objective. Un tenseur est dit objectif si l'on peut calculer ses composantes dans un nouveau repère à partir des formules habituelles de changement de base.

Il faut donc construire des dérivées objectives en supprimant l'information parasite qu'est la rotation. Il existe différentes formes possibles : dérivée convective contravariante ou covariante, dérivée de Truesdell, dont le principal inconvénient est que ce sont des dérivées dans un repère matériel (non orthonormé), ou encore dérivée de Jaumann (ou corotationnelle), qui considère la rotation de corps solide, et qui s'écrit dans le cas du tenseur de Cauchy :

$$T^J = \dot{T} - WT + TW \quad (I.30)$$

1.2 Les hétérogénéités de déformation :

I.2.1 Généralités :

Le cadre mécanique fixé, il nous faut à présent situer sur un plan aussi bien phénoménologique que structural, la localisation en bandes de cisaillement au travers d'une classification des diverses hétérogénéités de déformation.

Pour la mise en forme des matériaux métalliques, il est souvent rapporté, dans le cadre expérimental, que la transformation initialement homogène devient, une fois une certaine limite atteinte, hétérogène. Ce seuil de déformation est fonction du matériau, des conditions de chargement et des paramètres environnementaux. Puis l'écoulement plastique ou viscoplastique des métaux voit se concentrer la déformation dans des 'zones de localisation', également nommées 'instabilités plastiques'.

Toutefois, il demeure dans cette analyse une imprécision de taille, pour ne pas dire d'échelle (figure I.1). En effet, à l'échelle microscopique, de quelques microns à quelques millimètres dans les métaux, dès lors qu'elle débute par mouvement de dislocations, formation de micro-cavités ou micro-fissures, la déformation plastique possède les caractéristiques d'une déformation hétérogène. A l'échelle mésoscopique (nécessitant l'introduction du concept de Volume Élémentaire Représentatif (VER), Lemaître et Chaboche [1978] et [1985]), puisque le VER est représentatif de la réponse à l'échelle macroscopique (celle de la structure mécanique, constituée d'un assemblage de VERs), la déformation est homogène, tout au moins initialement. En effet, ce n'est qu'à l'échelle macroscopique, que la déformation peut apparaître homogène. On notera qu'au sein du grain, l'homogénéité de la déformation, se traduisant par une distribution homogène de la densité de dislocations, pourrait être constatée. Cependant, l'expérience montre que l'interaction entre grains est source d'hétérogénéités importantes en leur sein et plus particulièrement sur leurs frontières.

Occultant quelque peu ces considérations d'échelle, Gorczyca et al. [1986] suggèrent une classification et une description, proches de la proposition établie par Gil Sevillano et al. [1980a], des hétérogénéités que l'on peut observer dans les métaux. Il ressort de cette caractérisation des aspects morphologiques, plutôt visibles en microscopie optique, ou structuraux, plutôt observables en microscopie en transmission. Simultanément, ces auteurs

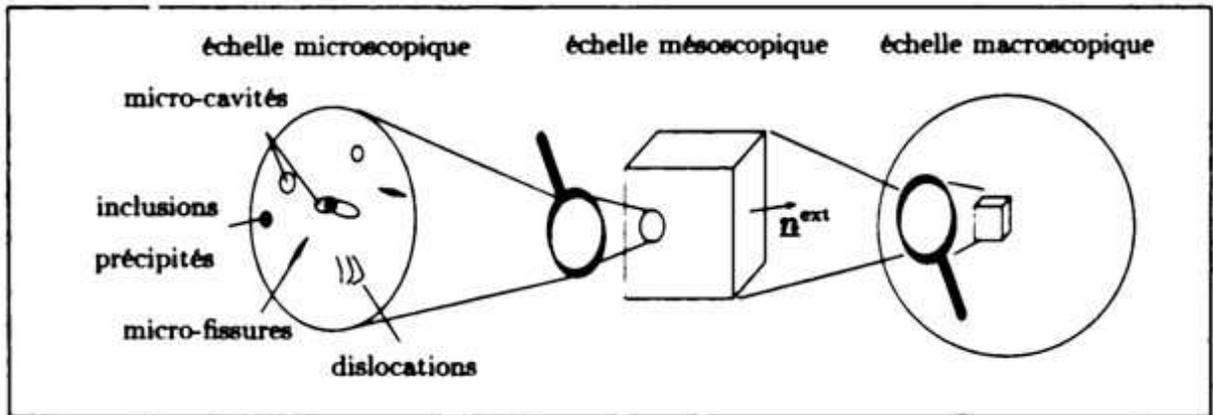


Figure I.1 - Trois échelles d'observation de la matière (d'après Keryvin [1999]).

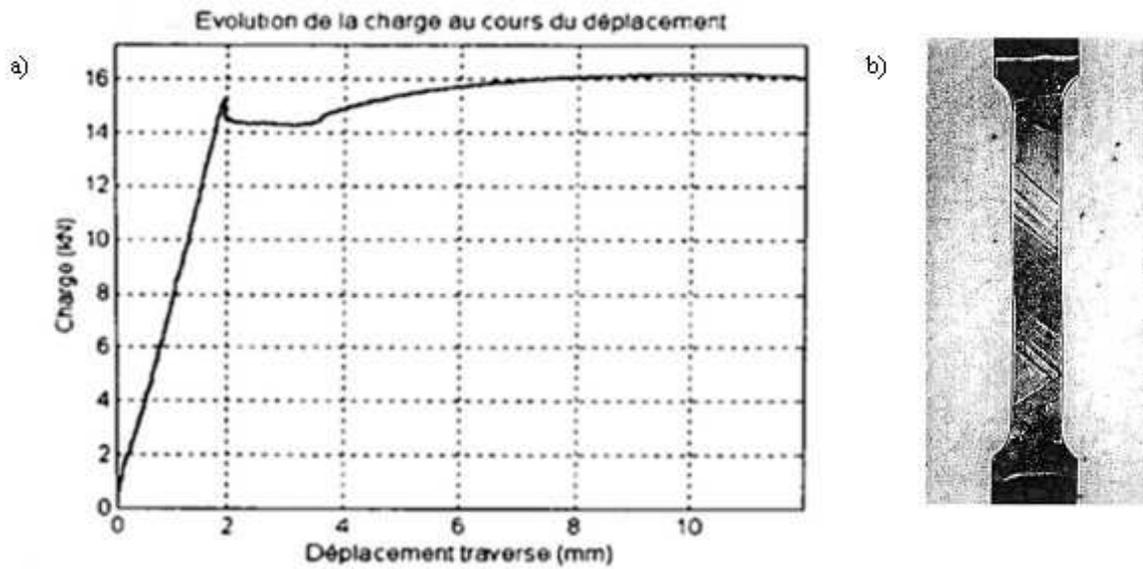


Figure I.2 - Bandes de Piobert-Lüders :
 a) courbe de traction caractéristique (d'après Louche [1999]),
 b) bandes sur éprouvette (d'après Jaoul [1965]).

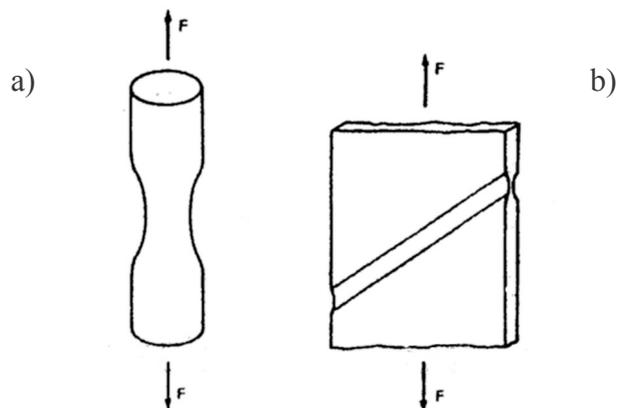


Figure I.3 - Striction : a) diffuse, b) localisée (d'après Cordebois [1983]).

proposent une distinction en deux groupes suivant que l'hétérogénéité est plutôt localisée à un grain, typiquement la trace de glissement due aux mouvement de dislocations, ou à plusieurs grains, dont les bandes de Lüders font partie.

Pour Needleman [1988], il existe trois exemples principaux de localisation, les bandes de Lüders, la striction et les bandes d'intense déformation plastique ou bandes de cisaillement, et l'auteur propose une classification en deux catégories :

- les instabilités géométriques : sont ici mises en cause les caractéristiques de la géométrie du solide. Ce sont les conditions aux limites qui permettent d'engendrer une instabilité. La striction est classée dans cette première catégorie.
- les instabilités matérielles : elles sont insensibles aux conditions aux limites. Ce type d'instabilité se manifeste sous forme de bandes de cisaillement.

Les deux précédents essais de classification, tant phénoménologique que terminologique, illustrent la difficulté à laquelle se voit confronté le *néophyte* lorsqu'il doit aborder ce problème de l'hétérogénéité de la déformation.

L'inventaire qui suit a pour principal objectif de définir, sans prétention sur son exhaustivité, les principales hétérogénéités de déformation plastiques auxquelles l'expérimentateur doit faire face suivant le métal et les conditions d'exploitation. Pour chaque hétérogénéité, on rappelle leur classification usuelle (ex : '*Instabilités mobiles, matérielles*'), établie par les auteurs susmentionnés, et la table I.1 résume cet inventaire. On s'appuie également sur les travaux suivants, en plus de ceux cités précédemment : Akef [1993], Darrieulat et Driver [1997], Louche [1999], Keryvin [1999].

Bandes de Lüders ou Piobert-Lüders : découvertes par Piobert et al. [1842] lors d'essais de tirs sur les blindages puis observées par Lüders [1860], ces bandes se manifestent lors d'essais de traction réalisés à vitesse de traverse constante sur certains alliages, dont les aciers doux. La courbe de traction (figure I.2a) de l'éprouvette, généralement à structure cubique centrée (c.c.), présente alors un crochet de limite d'élasticité, les bandes se propagent sous une contrainte inférieure à celle qui les a créées, à partir d'un certain seuil de contrainte suivi d'un palier plastique : la plasticité ne survient pas simultanément et uniformément dans l'éprouvette. Une ou plusieurs bandes (figure I.2b) se développent et se propagent à charge constante jusqu'à recouvrir totalement la zone utile de l'éprouvette qui reprend ensuite sa

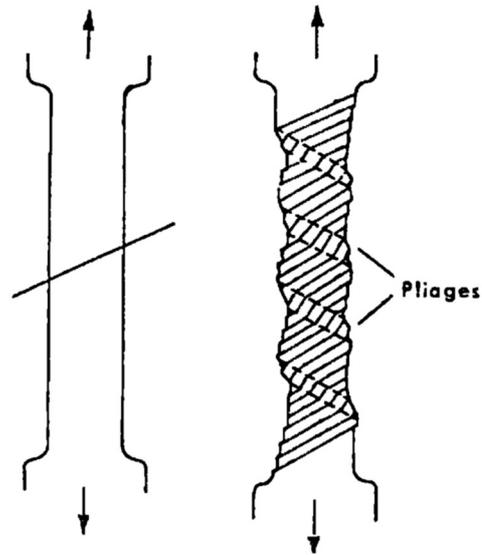


Figure I.4 - Bandes de pliage, accommodation des déplacements transverses (d'après Jaoul [1965]).

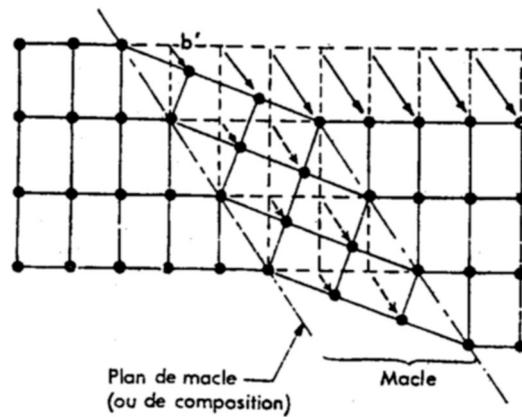


Figure I.5 - Réorientation du réseau cristallin lors d'un maillage.

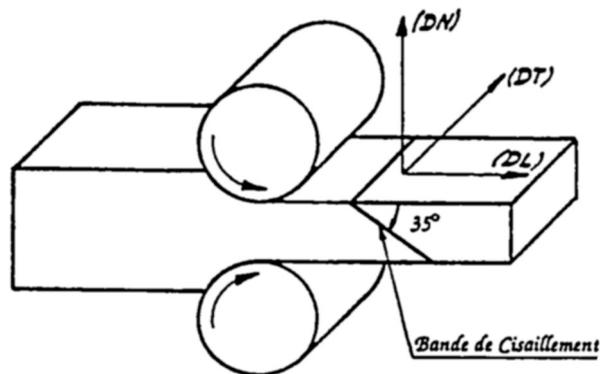


Figure I.6 - Orientation typique des bandes de cisaillement en laminage.

consolidation et sa déformation homogène. Pour une étude plus complète de cette hétérogénéité, on pourra plus particulièrement se référer à Louche [1999].

Instabilités mobiles, matérielles

Striction : ce mode de localisation est observé lors des sollicitations de traction simple et biaxiale sur des matériaux ductiles. Deux classes de striction sont couramment citées, Cordebois [1983] :

- la striction diffuse (figure I.3a) : variation progressive de la section de l'éprouvette qui précède toujours la striction localisée; le critère de Considère [1885], critère de force maximale sur la courbe force-déplacement, permet de prédire convenablement son apparition.
- la striction localisée (figure I.3b) : variation importante de la section dans une zone localisée lors d'essais sur des feuilles minces; utilisée comme critère limite pour les courbes limites de formage par les industriels de l'emboutissage.

Instabilités statiques, géométriques

Effet Portevin-Le Châtelier [1923] : ce phénomène observé dans un grand nombre d'alliages, pour des plages de température, de déformation et de vitesse de déformation déterminées, peut aussi bien se produire dans des structures cubiques à faces centrées (c.f.c.), c.c. qu'hexagonale, dans des monocristaux et des polycristaux. On l'attribue généralement à un processus de vieillissement dynamique qui se manifeste lorsque les atomes de soluté diffusent suffisamment rapidement pour ralentir voire stopper momentanément les dislocations, créant autour d'eux ce que l'on nomme des 'atmosphères'. Au niveau macroscopique, cette instabilité se manifeste par la présence de *serrations* sur la courbe de traction (King et al. [1981]), associées à l'initiation de bandes de déformation qui se propagent, à vitesse constante, avec un angle plus important que celui des bandes de Piobert-Lüders, mais surtout plus rapidement, dans la zone utile de l'éprouvette.

Instabilités mobiles, matérielles

Bandes de pliage : rattrapage des déplacements (perpendiculaires à l'axe de sollicitation) des extrémités des éprouvettes, liés à la rotation du réseau cristallin lors d'un essai de traction (figure I.4). Pour les métaux à structure hexagonale, ce rattrapage peut se manifester par un pliage en genou ou kink band.

Instabilités statiques, géométriques

Maclage : les macles mécaniques correspondent à un déplacement d’atomes parallèlement à la direction d’un plan dit plan de macle et proportionnel à leur distance à ce plan (figure I.5). Sur la courbe de traction d’un monocristal, elles se manifestent par un décrochement brutal. A l’échelle mésoscopique, on parle de bandes de Neuman, à l’échelle microscopique, de micromaclages.

Instabilités statiques, matérielles

Bandes de cisaillement : comme leur nom l’indique et à l’inverse d’autres bandes, il s’agit d’une instabilité où la déformation se concentre sous la forme d’un intense cisaillement, délimité par deux plans parallèles et orienté approximativement à 45° par rapport à la direction de sollicitation. Les procédés de mise en forme pour lesquels le phénomène est observé sont nombreux mais celui auquel on se réfère le plus est le laminage où les bandes sont inclinées à 35° par rapport au plan de laminage (figure I.6). La section suivante a pour vocation un plus large développement de ce paragraphe. Lorsque la formation de la bande s’accompagne d’une élévation de température due à des conditions de sollicitations en grande vitesse de transformation, on qualifie la bande de cisaillement d’**adiabatique** (Marchand et Duffy [1988], Dinzart et al. [1994], Hines et al. [1997], Forest [1999]).

Instabilités statiques, matérielles

Table I.1 – Récapitulatif des instabilités de déformation et désignation selon les nomenclatures de Gorczyca et al. [1986] et Needleman [1988].

	Gorczyca et al. [1986]	Needleman [1988]
Piobert-Lüders	mobile	matérielle
Striction	statique	géométrique
Portevin-Le Châtelier	mobile	matérielle
Bandes de pliage	statique	géométrique
Maclage	statique	matérielle
Bandes de cisaillement	statique	matérielle

Quelques définitions complémentaires :

Bandes de déformation ou de matrice (Barret et Levenson [1940]) : sont désignées par ces termes les régions voisines d’un grain dans lesquelles l’activation des systèmes de glissement est différente entraînant une rotation différentielle du réseau cristallin.

Bandes de transition : bandes qui peuvent être fines ou larges, à forte courbure du réseau, entre les bandes de déformation et qui peuvent se transformer en joint de grains (éléments de la recristallisation dynamique, à chaud).

I.2.2 Bandes de cisaillement :

La difficulté d'appréhension des hétérogénéités de déformation déjà évoquée demeure lorsqu'on s'attarde plus spécifiquement sur l'une d'entre elles. Le défrichage préliminaire nous permet d'ores et déjà, considérant les bandes de cisaillement, de focaliser notre attention sur l'hétérogénéité *matérielle*. Même si elle a été classée comme telle, et nous aurons l'occasion d'illustrer ce propos (Chapitre III, attaque orthophosphorique), on ne peut nier l'influence des conditions aux limites, chargement, contacts et frottements, sur l'apparition de certaines bandes de cisaillement.

A ce jour, les études axées sur cette instabilité plastique ne manquent pas. Pourtant, si un grand nombre de paramètres, tels que leur inclinaison, la température, l'énergie de défaut d'empilement (EDE), influençant ce phénomène ou découlant de celui-ci, sont à peu près admis, il reste un bon nombre d'interrogations concernant leur nature cristallographique, ou encore leur influence sur l'évolution de la texture.

I.2.2.1 Historique et sollicitations :

Mokhtari Dolui [1986] mentionne dans son étude bibliographique des travaux datant de la première décennie du siècle précédent. Cependant, les traces encore tangibles remontent à 1922, avec les travaux de Grogan [1922] et de Adcock [1922], ce dernier ayant observé des bandes de cisaillement sur la section longitudinale d'une tôle de cuivre-nickel laminée (réduction de 88%) et étudié leurs conséquences sur la recristallisation. Depuis, comme on l'a évoqué en introduction, le défi que représente la maîtrise des causes à l'origine de tels phénomènes sur un plan tant industriel qu'intellectuel a rassemblé les énergies et multiplié les études.

Aujourd'hui, il est établi que les bandes de cisaillement apparaissent dans tout type de matériaux (géomatériaux : Desrues [1985], Le Roy et Ortiz [1990]; les polymères : Young et Kinloch [1983]; les matériaux métalliques de toute structure et pour de nombreuses sollicitations, pour ne pas dire toutes.

Laminage et compression plane : la plupart des études concernent des matériaux à structure c.f.c., et bien souvent se focalisent sur l'aluminium et ses alliages : alliage 3004 fortement écroui en laminage, Yi-Lin et al. [1987]; alliage 5182, Gingell et al. [1997]; ou

encore Jasienski et al. [1987], Inagaki et Kohara [1997]. Toutefois, l'aluminium n'est pas le seul métal étudié, on trouve aussi beaucoup de travaux sur le cuivre et ses alliages, Duggan et al. [1978], Weidner et Klimanek [1998].

Traction : pour ce procédé, la littérature est aussi fournie en travaux sur des matériaux de structure c.c., Spitzig [1981], Lineau [1997], Lineau et al. [1997], Rey et al. [1997], Hoc [2000], que de structure c.f.c., Chang et Asaro [1981], Bird et al. [1987]. Il semble que pour cette sollicitation l'apparition de la localisation en bandes de cisaillement soit toujours précédée d'une striction diffuse dans laquelle la bande se manifeste.

Et si ces deux précédents procédés de transformation constituent les modes sur lesquels se concentrent les attentions, d'autres chemins de déformation sont enclins à voir apparaître le phénomène : *impacts balistiques*, Stock et Thompson [1970], *emboutissage*, Gaspérini [1985], *déformation cyclique*, Korbel et Richert [1985], *cisaillement simple*, Gaspérini et al. [1996], *l'étirage plan*, Gaspérini et al. [1998].

Les deux paragraphes suivants concernent des matériaux métalliques à structure c.f.c., soumis à de la compression plane ou laminés, exceptée la partie traitant du caractère cristallographique. Cette restriction est justifiée par la grande quantité de publications dans le domaine : les caractéristiques développées ci-après ne sont, en conséquence, pas nécessairement applicables à d'autres matériaux et d'autres procédés de transformation.

I.2.2.2 Caractéristiques communément admises :

Energie de défaut d'empilement (EDE) : Gil Sevillano et al. [1980b] établissent une 'distinction très nette' pour la localisation en bandes de cisaillement entre métaux à haute et faible EDE introduisant respectivement les notions de 'type Cuivre' et 'type Laiton', par analogie aux textures de laminage de ces métaux (Smallman et Green [1964], Cf. II.3 Textures et microstructures). Hatherly et Malin [1984] montrent que dans une tôle laminée, on trouve généralement deux ensembles de bandes complémentaires à $\pm 35^\circ$ de la direction de laminage, accommodées de deux manières selon l'EDE :

- la première liée à une faible EDE ($< 20 \text{ mJ.m}^{-2}$) de l'alliage, où les deux ensembles de bandes définissent un tableau de prismes à axe parallèle à DT. Les inclinaisons à

$\pm 35^\circ$ coexistent dans un même grain. Dans ces alliages, le maillage est également un des mécanismes microscopiques de déformation plastique. La sous-structure lamellaire de maillage semble être favorable à l'apparition des bandes de cisaillement, justifiant aussi l'importance de leur fraction volumique.

- la deuxième, associée à une forte EDE ($>40 \text{ mJ.m}^{-2}$), où le seuil d'apparition est plus élevé et où une seule famille de bandes de cisaillement peut se former dans un grain. Dans ce groupe, la déformation est accommodée par glissement cristallographique, il n'y a pas de maillage. La fraction volumique occupée par les bandes est plus faible.

Pour une EDE comprise entre 20 et 40 mJ.m^{-2} , les deux situations précédentes sont constatées.

Aujourd'hui, les auteurs ne spécifient plus seulement la structure de l'alliage, mais aussi, pour les métaux à structure c.f.c., l'EDE au travers du type de bandes (Laiton ou Cuivre) qu'il est susceptible de développer (Wagner et al. [1995], Duckham et al. [2001]).

Taille de grain : De nombreux auteurs s'accordent aujourd'hui pour affirmer que non seulement le seuil d'apparition des bandes de cisaillement mais aussi la fraction volumique qu'occupe le phénomène augmentent lorsque la taille de grains diminue : Fargette et Whitwham [1974], Ridha et Hutchinson [1982], Korbel et al. [1986], Nourbakhsh et Vujic [1986], Dubois [1988], Nourbakhsh et Qing Song [1989], Engler [1995]. De plus, la taille de grain joue également un rôle sur l'inclinaison des bandes : les travaux de Nourbakhsh et al. montrent que l'orientation des bandes dans un agrégat à grains très fins, $4 \mu\text{m}$, tend vers 45° . D'après Nourbakhsh et Vujic [1986], Dubois [1988], les bandes s'initient également dans les plus gros grains d'un polycristal.

Orientation cristalline : Les travaux de Morii et al. [1985] laissent entendre que l'influence de l'orientation cristalline n'est pas la même suivant qu'il s'agit d'un métal à forte ou faible EDE. En effet quelle que soit l'orientation des monocristaux de cuivre, prédéformés de manière à créer une structure en lamelles de macles mécaniques, les bandes se forment. Par contre, le phénomène est sensible à l'orientation des monocristaux d'aluminium et d'aluminium-magnésium, et la localisation en bandes est liée à la structure de dislocations (en couches), contrôlée par la géométrie du glissement (Cf. I.2.2.3). La conclusion portant sur les

métaux c.f.c. à forte EDE est également confirmée par les travaux de Harren et al. [1988] qui ont étudié la formation de bandes de cisaillement sur différentes orientations de monocristaux d'Al-3%Cu. Il semble ici que ce soit la symétrie des systèmes de glissement qui rende difficile l'apparition du phénomène pour certaines orientations.

Température et vitesse de déformation : Différents auteurs ont montré que la montée en température tend à défavoriser la localisation en bandes de cisaillement jusqu'à la faire disparaître : Ridha et Hutchinson [1982], Nakayama et Morii [1987]. Plus récemment, Duckham et al. [2001] ont étudié l'influence cumulée de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température, au travers du paramètre de Zener-Hollomon, sur l'apparition des bandes de cisaillement. Ces auteurs mettent ainsi en évidence un domaine particulier du paramètre dans lequel le phénomène tend à diminuer en intensité du fait de l'augmentation de la restauration dynamique.

I.2.2.3 Caractéristiques partiellement admises :

Cette nuance trouve sans doute sa justification dans le temps qui est nécessaire pour faire le tour d'une question afin d'en appréhender la pleine complexité.

Phénomène cristallographique ? On entend par là que la bande de cisaillement est alignée avec un plan de glissement cristallographique.

Fargette et Whitwham [1974] montrent en reportant sur une projection stéréographique les directions des traces des bandes, apparues dans un laiton (70:30), sur une coupe longitudinale, que l'inclinaison des bandes n'est pas en relation avec la cristallographie, et s'expliquerait davantage par une direction de cisaillement maximum.

Gil Sevillano et al. [1980b] définissent comme une 'caractéristique fondamentale' des bandes de cisaillement leur nature non cristallographique; caractéristique permettant de distinguer 'les bandes de glissement' et les 'bandes de cisaillement'.

Chang et Asaro [1981], pour un essai de traction, sur monocristal Al-Cu, introduisent la notion de bandes de cisaillement grossier, alignées avec les plans de glissement, alors que la macrobande est légèrement inclinée par rapport aux mêmes plans de glissement.

Lors d'une étude en microscopie en transmission sur Al-4.8%Mg, Korbel et Martin [1986] affirment que les bandes de cisaillement macroscopiques résultent de la coalescence de microbandes présentant une orientation cristallographique et introduisent l'idée, reprise ensuite par Duckham et al. [2001], d'une perte du caractère cristallographique lors du franchissement des joints de grains. Selon les deux premiers auteurs, le passage du joint de grains s'opère par émission d'une impulsion élastoplastique due à la forte concentration de contrainte en avant du joint (Korbel [1990]).

Harren et al. [1988] parlent d'élargissement des traces des plans de glissement qui se concentrent en bandes de glissement grossier, puis attribuent un caractère non cristallographique à la bande de cisaillement du fait de la déflexion d'une dizaine de degrés avec le plan de glissement.

Pour Richert et Korbel [1988], les bandes de cisaillement prennent naissance sur des bandes de glissement grossier à caractère cristallographique.

Korbel [2002], dans un cours sur les aspects microstructuraux et la modélisation du comportement en déformation plastique des métaux, résume ses travaux sur l'ensemble du domaine et réaffirme la suite d'événements : glissement cristallographique, bandes de glissement grossier, microbandes à caractère cristallographique, bandes macroscopiques après franchissement, par impulsion élastoplastique, des joints de grains.

Il semble que la difficulté réside dans l'échelle d'observation et qu'il faille classer les bandes en trois groupes :

- les bandes de cisaillement à l'échelle du grain : les microbandes de cisaillement à caractère cristallographique (figure I.7).
- les bandes à l'échelle de plusieurs grains avec ou sans déviation aux joints de grains, pouvant être à caractère cristallographique ou non suivant le grain.
- les bandes à l'échelle de l'échantillon : les bandes macroscopiques, coalescence de plusieurs bandes microscopiques, éventuellement à caractère cristallographique localement (figure I.8).

Mais même cette classification ne répond pas à toutes les interrogations.

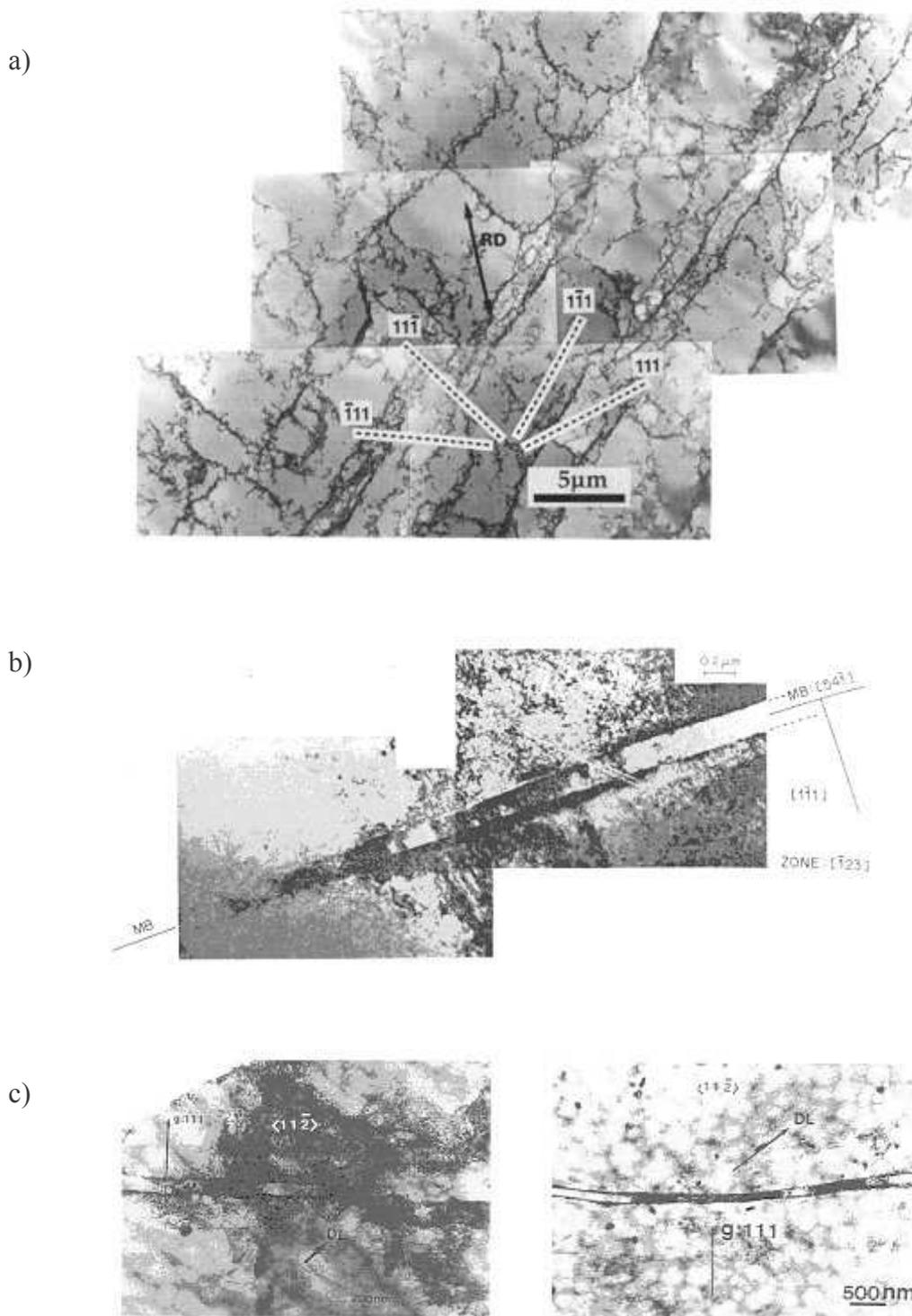


Figure I.7 - Microbandes de cisaillement observées par microscopie en transmission (MET) :
 a) Stade initial dans un aluminium pur après 10% de réduction (d'après Liu et al. [1998]),
 b) Al-4.8%Mg après une déformation de 1.5 par laminage (d'après Korbel et Martin [1986]),
 c) Dans un alliage Al-4.5%Mg après 30% et 50% de réduction (d'après Dirras et al. [1995]).

Influence sur la texture cristallographique ?

Korbel et al. [1986] supposent que les bandes n'ont pas d'influence sur la texture puisque son évolution est identique entre Al-Mg et Al alors que les bandes n'apparaissent dans Al que bien plus tardivement.

Selon Hirsch et Lücke [1988], la désorientation entre la bande et la matrice est voisine de 2° et ne devrait pas changer notablement la distribution des orientations. Toutefois, ces auteurs reconnaissent la possibilité d'une action retardatrice sur la formation des textures expliquant le désaccord entre expérience et modélisation.

Wagner et al. [1995] en comparant les textures d'Al pur, où les auteurs n'observent pas de bandes de cisaillement, et d'Al-1.8%Cu, supposent une influence non négligeable du phénomène de localisation, même si le volume affecté est faible.

Duckham et al. [2001] attribuent l'accroissement de la composante Laiton, lors de la compression plane d'alliage Al-1%Mg, au phénomène des bandes de cisaillement. Les mesures EBSD révèlent que les grains présentant les bandes de cisaillement ont des orientations proches de la fibre β entre les composantes Cu et S.

Influence de la texture cristallographique ?

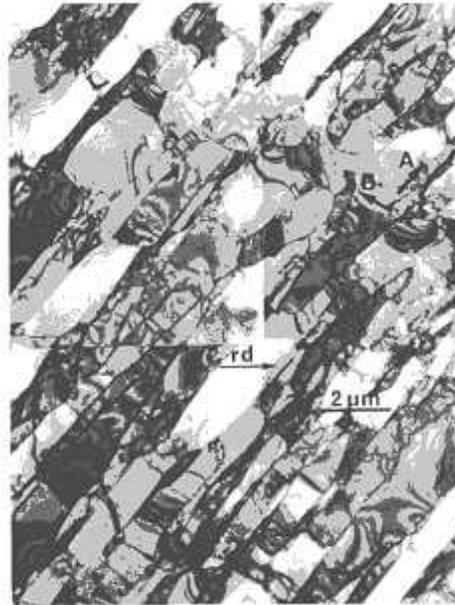
Nombreux sont les auteurs, Dillamore et al. [1979], Harren et al. [1988], à soupçonner le rôle de l'adoucissement géométrique, par la rotation du réseau et la formation de texture, sur l'apparition des bandes. Cette idée rejoindrait les notions d'orientations cristallines plus sensibles que d'autres à la localisation.

Korbel et Richert [1985] se sont eux attachés à supprimer cet effet en utilisant une sollicitation cyclique et montrent que la formation de bandes est inévitable et que la formation de texture n'est pas une condition nécessaire.

Paul et al. [2001] montrent que les microbandes surviennent dans des zones qui connaissent une rotation cristalline significative sans qu'un adoucissement structural n'intervienne nécessairement.

Notons d'ailleurs à cette occasion qu'il n'y a pas si longtemps pour de nombreux auteurs l'adoucissement structural, endommagement du matériau, était nécessaire à la formation des bandes de cisaillement et qu'aujourd'hui on tend à ne plus invoquer que l'adoucissement géométrique.

a)



b)



Figure I.8 - Microstructure observée par MET :
a) aluminium pur après 30% de réduction par laminage (d'après Bay et al. [1989]),
b) aluminium pur après un cycle de déformation (d'après Korbel et Richert [1985]).

Microstructure ?

Morii et al. [1985], comparant leurs observations sur des monocristaux de Cu, Al et Al-3%Mg, concluent à la nécessaire présence d'une structure lamellaire, lamelles de macles mécaniques pour Cu et arrangements de dislocations en couches pour Al, pour que se développent la localisation.

Korbel et al. [1986] observent des microbandes à caractère cristallographique se formant dans une matrice à répartition de dislocations diffuse et en concluent que le phénomène ne nécessite pas de structure lamellaire comme précurseur.

Dans cette section, on retiendra également les travaux de :

Hugues [1993] : cet auteur s'intéresse à la subdivision des grains dans des alliages Al-Mg par formation de microbandes.

Lee et Duggan [1994] : ils développent une théorie en avalanche de dislocations pour la formation de bandes de cisaillement dans des alliages à faible EDE.

Winther et al. [1997] : ces auteurs développent une théorie sur la formation des murs à forte densité de dislocations et microbandes cristallographiques.

I.3 Modélisation de la localisation :

I.3.1 Généralités :

Reprenant les études bibliographiques de Keryvin [1999] et de Louche [1999], il apparaît deux grandes familles de modélisation de la localisation. La première se concentre sur les matériaux dont le comportement est supposé indépendant du temps, la seconde s'intéresse aux matériaux dépendant du temps (visqueux et thermosensibles).

Pour les matériaux indépendant du temps, les modélisations s'appuient sur les travaux de Hadamard [1903], Thomas [1961], Hill [1962], Mandel [1964], Rice [1976]. Ces auteurs font une distinction entre deux types d'approches, l'une où le phénomène est vu comme l'occurrence d'ondes d'accélération stationnaires (Dieulesaint et Royer [1974]), l'autre vu comme une bifurcation du problème aux limites en vitesse (Cf. I.3.2).

Pour les matériaux visqueux et/ou thermosensibles, il n'est plus possible d'appliquer le critère de singularité du tenseur acoustique (Cf. I.3.2.2) puisque l'unicité de la solution du problème aux limites en vitesse est garantie. L'étude de la localisation se base alors sur l'analyse de stabilité par perturbation linéaire; la stratégie consiste à superposer à la solution régulière une perturbation infinitésimale et à rechercher les conditions de croissance d'une perturbation admissible (cas bidimensionnel : Dudzinski et Molinari [1991], Fressengeas et Molinari [1992], cas tridimensionnel en grandes transformations rigides : Anand et al. [1987]).

I.3.2 Bifurcation du problème aux limites en vitesse :

Dans cette approche de la localisation de la déformation, on étudie la potentialité d'existence d'un champ de vitesse localement différent de la solution homogène, induisant ainsi un saut de la vitesse de déformation. Ce champ de vitesse se doit, au moment de son développement, de respecter aussi bien les équations d'équilibre que la loi d'écoulement régissant l'évolution du matériau. On désigne alors cette approche par les termes de 'bifurcation du problème aux limites en vitesse'.

I.3.2.1 Critère de non bifurcation de Hill :

Hill [1958] s'intéresse à l'unicité de la solution du problème aux limites en vitesse (équilibre et loi constitutive). Pour tester cette unicité, cet auteur suppose l'existence de deux solutions \vec{V}^1 et \vec{V}^2 , cinématiquement admissibles (CA). Ces deux champs de vitesse de déplacement vérifiant les mêmes conditions aux limites, la formulation variationnelle du problème aux limites en vitesse s'écrit ($\underline{\dot{\sigma}} = \underline{\underline{L}} : \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial \vec{x}} \right)$) :

$$\int_{\Omega} \left\{ \underline{\underline{L}} : \left(\frac{\partial \vec{V}^1}{\partial \vec{x}} - \frac{\partial \vec{V}^2}{\partial \vec{x}} \right) : \left(\frac{\partial \vec{V}^1}{\partial \vec{x}} - \frac{\partial \vec{V}^2}{\partial \vec{x}} \right) \right\} dV = 0 \quad (\text{I.31})$$

Dès lors, une condition suffisante d'unicité s'écrit :

$$\forall \vec{V}^1, \vec{V}^2 \text{ CA}, \int_{\Omega} \left\{ \underline{\underline{L}} : \left(\frac{\partial \vec{V}^1}{\partial \vec{x}} - \frac{\partial \vec{V}^2}{\partial \vec{x}} \right) : \left(\frac{\partial \vec{V}^1}{\partial \vec{x}} - \frac{\partial \vec{V}^2}{\partial \vec{x}} \right) \right\} dV > 0 \quad (\text{I.32})$$

I.3.2.2 Critère de localisation :

Ce critère s'établit en raisonnant sur les conditions nécessaires d'un saut de vitesse suivant la direction $\vec{g}(g_i)$, au travers d'une surface singulière Σ de normale $\vec{n}(n_i)$. Précisons que si \vec{g} et \vec{n} sont colinéaires la bifurcation constitue un mode d'ouverture, si ces deux vecteurs sont orthogonaux, il s'agit d'un cisaillement pur, et dans les autres cas, c'est un cisaillement quelconque. C'est Hill [1962], repris entre autres par Rice [1976], Hill et Hutchinson [1975], Asaro [1979], Pierce [1983], qui, semble-t-il, a été le premier à présenter la théorie générale de bifurcation d'un écoulement élasto-plastique dans une bande de déformation localisée, ou de 'discontinuité stationnaire' selon Hadamard [1903].

La première condition nécessaire à cette solution à saut de vitesse est une restriction cinématique qui impose un saut dans le gradient du champ de vitesse de déformation au travers de Σ tel que (\vec{V} et \vec{V}^0 respectivement champs de vitesse de déplacement à l'intérieur et hors de la bande) :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial \vec{x}} - \frac{\partial \vec{V}^0}{\partial \vec{x}} = \vec{g} \otimes \vec{n} \quad (\text{I.33})$$

(I.33) est directement vérifiée en considérant, dans le cas d'un cisaillement pur, un champ de vitesse à l'intérieur de la bande, par rapport à la matrice supposée immobile, de la forme :

$$V_i = g_i f(n_k x_k) \quad (I.34)$$

f est une fonction arbitraire d'une seule variable qu'on ne cherche pas à décrire mais qui s'annule sur les bords. Notons qu'avec ce champ de vitesse, on néglige la déformation à l'extérieur de la bande et qu'une hypothèse d'incompressibilité impose \bar{g} et \bar{n} orthogonaux, i.e. un cisaillement pur.

La seconde condition nécessaire est la compatibilité statique, continuité normale du vecteur vitesse de contrainte au travers de Σ ($\dot{\sigma}$ et $\dot{\sigma}^0$ respectivement taux de contrainte à l'intérieur et hors de la bande) :

$$n_i \dot{\sigma}_{ij} - n_i \dot{\sigma}_{ij}^0 = 0 \quad (I.35)$$

Dès lors, si l'on suppose que la loi constitutive, comme dans la section précédente, s'écrit sous la forme :

$$\dot{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{L}} : \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{x}} \right)$$

où $\underline{\underline{L}}$ est le module tangent, identique de part et d'autre de la frontière virtuelle, initialement, une condition nécessaire de bifurcation se déduit, à partir de (I.33) et (I.35) :

$$\left(\underline{\underline{L}} : \left(\frac{\partial \bar{V}^0}{\partial \bar{x}} \right) \right) \cdot \bar{n} - \left(\underline{\underline{L}} : \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{x}} \right) \right) \cdot \bar{n} = 0$$

$$\text{Soit :} \quad \exists \bar{g}, \quad (\bar{n} \cdot \underline{\underline{L}} \cdot \bar{n}) \cdot \bar{g} = 0 \quad (I.36)$$

Une solution non triviale de (I.36) est alors obtenue par la résolution de :

$$\det(\bar{n} \cdot \underline{\underline{L}} \cdot \bar{n}) = 0 \quad (I.37)$$

Cette condition de localisation correspond, comme pour l'approche par ondes d'accélération, à la singularité du tenseur acoustique ($\underline{\underline{Q}} = \underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{L}} \cdot \underline{\underline{n}}$), également condition de perte d'ellipticité des équations d'équilibre en vitesse (Hill [1962]).

I.3.2.3 Quelques exemples d'application :

Hill et Hutchinson [1975] considèrent la large classe des matériaux au comportement incrémentalement linéaire, indépendant du temps pour lesquels la loi constitutive peut être écrite à partir de deux modules instantanés (le module de cisaillement parallèle aux axes géométriques et le module de cisaillement à 45°) en déformation plane. Il en découle une étude complète des différents régimes, elliptique, hyperbolique et parabolique, suivant les valeurs des deux modules instantanés (voir aussi Anand et Spitzig [1980], Darrieulat [1999]).

Asaro [1979] reprend l'analyse dans le cas d'un monocristal en glissement double symétrique, considérations qui permettent l'écriture du comportement plan de l'éprouvette. L'un des résultats essentiels est la possibilité de bifurcation sans adoucissement structural alors que l'écroutissage demeure positif (voir aussi Pierce et al. [1982], Pierce [1983], Harren et al. [1988], Yang [1990]).

I.3.3 Approche numérique :

L'objet de ce paragraphe est de citer quelques exemples de travaux visant à la simulation de la localisation à partir d'un code d'éléments finis.

I.3.3.1 Influence du maillage :

Sluys et Wang [1998] démontrent le rôle régulateur de la viscosité pour les problèmes quasi-statiques et dynamiques. Ils rappellent à cette occasion que les simulations en adoucissement plastique standard souffrent d'une dépendance non seulement à la taille du maillage mais aussi à son orientation quant à la dimension et à la direction de la bande. Ainsi, les bandes de cisaillement ont une largeur égale à la taille des éléments finis et suivent l'orientation du maillage. En quasi-statique et dynamique, la viscosité permet de pallier cet

inconvenient et si dans le premier cas, un défaut est nécessaire à la formation de la bande, dans le second, l'interférence seule entre ondes élastiques conduit à la localisation.

I.3.3.2 Anisotropie cristalline :

Anand et Kalidindi [1994] profitent des progrès en matière d'équations constitutives des monocristaux ductiles en grandes déformations et du développement de procédures robustes permettant de résoudre les problèmes de compatibilité pour étudier et prévoir les caractéristiques de la localisation de la déformation en bandes de cisaillement. Le polycristal est un agrégat de monocristaux et les calculs sont développés en bidimensionnel avec, toutefois, prise en compte des 12 systèmes de glissement des métaux à structure c.f.c. Aucune imperfection matérielle ou géométrique n'est nécessaire à l'initiation de la localisation; la géométrie seule des systèmes de glissement peut lui donner naissance, l'orientation du réseau variant d'un grain à l'autre. Dès lors, la localisation apparaît comme un aboutissement naturel, associé à l'évolution de texture. Les simulations prédisent bien les caractéristiques majeures mais ne peuvent rendre compte, du fait de la taille des éléments, des microbandes de cisaillement.

Plus récemment, Delaire et al. [2000] mettent à contribution la mesure des champs locaux de déplacement sur éprouvette de traction à une seule couche de grains pour les comparer aux résultats obtenus avec une modélisation numérique de l'éprouvette. Les simulations fournissent un plus grand niveau de détails de l'histoire de la déformation par glissement dans chaque grain ainsi que l'évolution de variables internes telles que les densités de dislocations apportant une lumière nouvelle sur les hétérogénéités intragranulaire.

I.4 Conclusion :

Cette présentation non exhaustive de l'état de l'art en matière de localisation de la déformation tant sur le plan expérimental que dans le domaine de la modélisation nous permet à présent de clairement définir le cadre de l'étude.

Ce travail se focalise par la suite sur des matériaux à structure c.f.c., à haute énergie de défaut d'empilement pour la partie expérimentale, et sans distinction sur l'EDE pour la partie modélisation.

Afin de favoriser la localisation en bandes et de considérer un phénomène non adiabatique, les essais seront réalisés à l'ambiante et à vitesse lente.

La modélisation de l'initiation de la localisation (Cf. Yang [1990] pour un exemple d'étude de la post-bifurcation) s'appuiera sur le concept de 'bifurcation aux limites en vitesse' avec pour spécificité une loi de comportement rigide plastique basée sur la loi de Schmid et établie sur le formalisme des grandes transformations.

Références :

Adcock F. [1922]

J. Inst. Met., 27, 1922, 73-

Akef A. [1993]

Déformation en compression plane et recristallisation de monocristaux d'aluminium.
Thèse INPG-Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1993

Anand L., Spitzig W.A. [1980]

Initiation of localized shear bands in plane strain.
J. Mech. Phys. Solids, 28, 1980, 113-128

Anand L., Kalidindi S.R. [1994]

The process of shear band formation in plane strain compression of fcc metals : effects of crystallographic texture.
Mech. of Materials, 17, 1994, 223-243

Anand L., Kim K.H., Shanki T.G. [1987]

Onset of shear localization in visco-plastic solids.
J. Mech. Phys. Solids, 35, 1987, 407-429

Asaro R.J. [1979]

Geometrical effects in the inhomogeneous deformation of ductile single crystals.
Acta Metall., 27, 1979, 445-453

Barret C.S., Levenson L.H. [1940]

Metall. Trans., 137, 1940, 112-

Bay B., Hansen N., Kuhlmann-Wilsdorf D. [1989]

Deformation structures in lightly rolled pure aluminium.
Mat. Sci. Eng., A113, 1989, 385-397

Biot M.A. [1965]

Mechanics of incremental deformations.
Wiley, New York (1965)

Bird J.E., Newman K.E., Narasimhan K., Carlson J.M. [1987]

Heterogeneous initiation and growth of sample-scale shear bands during necking of Al-Mg sheet.
Acta Metall., 35, 1987, 2971-2982

Chang Y.W., Asaro R.J. [1981]

An experimental study of shear localization in aluminium-copper single crystals.
Acta Metall., 29, 1981, 241-257

Considère A. [1885]

Mémoire sur l'emploi du fer et de l'acier dans les constructions.
Annales des Ponts et Chaussées, 9, 1885, 574-

Cordebois J.P. [1983]

Instabilités et rupture dans les solides élastoviscoplatiques.
Thèse Université Paris 6, 1983

Darrieulat M.G., Driver J.H. [1997]

Les hétérogénéités de déformation plastique : aspects microscopique et macroscopique.
La revue de métallurgie-CIT, 1997, 1-9

Darrieulat M.G. [1999]

Shear bifurcation modes in material with cubic symmetry.
Archives of Metall., 44, 1999, 121-137

Delaire F., Raphanel J.L., Rey C. [2000]

Plastic heterogeneities of a copper multicrystal deformed in uniaxial tension : experimental study and finite element simulations.
Acta Mater., 48, 2000, 1075-1087

Desrues J. [1985]

Naissance des bandes de cisaillement dans les milieux granulaires : expérience et théorie.
Colloque C.N.R.S. : les instabilités mécaniques, développement et périodicité, 10-11 octobre 85, Grenoble, 1985, 11-54

Dieulesaint E., Royer D. [1974]

Ondes élastiques dans les solides.
Masson et C^{ie} éditeurs, Paris, 1974

Dillamore I.L., Roberts J.G., Bush A.C. [1979]

Occurrence of shear bands in heavily rolled cubic metals.
Metal Sci., 13, 1979, 73-77

Dinzart F., Fressengeas C., Molinari A. [1994]

The catastrophic development of shear localization in thermoviscoplastic materials.
J. Phys., 4, 1994, 435-440

Dirras G.F., Biget M-P., Rey C. [1995]

On the microstructural evolution of cold-rolled Al-5at%Mg.
Scripta Met., 33, 1995, 755-760

Dubois P. [1988]

Etude cristallographique de l'initiation et de la propagation de bandes de cisaillement dans les métaux purs.
Thèse Université Paris-Nord, 1988

Duckham A., Knutsen R.D., Engler O. [2001]

Influence of deformation variables on the formation of Copper-type shear bands in Al-1Mg.
Acta Mater., 49, 2001, 2739-2749

Dudzinski D., Molinari A. [1991]

Perturbation analysis of thermoplastic instabilities in biaxial loading.
Int. J. Solids Structures, 27, 1991, 601-628

Duggan B.J., Hatherly M., Hutchinson W.B., Wakefield P.T. [1978]

Deformation structures and textures in cold-rolled 70:30 brass.
Metal Sci., 12, 1978, 343-351

Engler O. [1995]

Textures Microstructures, 23, 1995, 61-

Fargette B., Whitwham D. [1974]

Déformation plastique du laiton CuZn30 au cours de déformations élevées par laminage.
Mém. Etud. Sci. Rev. Métall., 1974, 197-206

Forest S. [1999]

Finite element modeling of the formation of adiabatic shear bands in AISI 4340 steel.
Mat. Sci. Eng., A266, 1999, 255-260

Fressengeas C., Molinari A. [1992]

The time development of Eulerian/Lagrangian perturbations to simple shear and its applications to shear banding.
J. Mech. Phys. Solids, 40, 1992, 1735-1756

Gaspérini M. [1985]

Contribution à la caractérisation du comportement en emboutissage en rétreint d'une tôle d'alliage Al-2%Mg; application d'un critère d'instabilité plastique à l'apparition de bandes de cisaillement.
Thèse Université Paris-Sud, 1985

Gaspérini M., Pinna C., Swiatnicki W. [1996]

Microstructural evolution and strain localization during shear deformation of an aluminium alloy.
Acta Mater., 44, 1996, 4195-4208

Gaspérini M., Razakainavo A., Morel M., Teodosiu C. [1998]

Mesure par microgrilles des déformations en étirage plan dans l'épaisseur de tôles minces d'alliages d'aluminium.
Proceedings of Photomechanics, GAMAC, 1998

Gil Sevillano J., Van Houtte P., Aernoudt E. [1977]

The contribution of macroscopic shear bands to the rolling texture of f.c.c. metals.
Scripta Mater., 11, 1977, 581-585

Gil Sevillano J., Van Houtte P., Aernoudt E. [1980a]

Large strain hardening and textures.
Prog. Mat. Sc., 25, 1980, 70-410

Gil Sevillano J., Van Houtte P., Aernoudt E. [1980b]

Composantes cristallographiques et structurales à l'origine des bandes de cisaillement.
Mém. Etud. Sci. Rev. Métall., 1980, 1043-1053

Gingell A.D.B, Fundenberger J.J., Verdu. C., Driver J.H. [1997]

Microscopic aspects of heterogeneous deformation in aluminium-magnesium alloy 5182.
Revue de Métallurgie, 94, 1997, 1457-1465

Gorczyca S., Dymek S., Rys J. Maslanka M., Wrobel M. [1986]

Nomenclature for structural heterogeneities produced by the deformation of metals.
Arch. Hutn., 31, 1986, 23-32

Grogan J.O. [1922]

J. Inst. Met., 27, 1922, 103-

Hadamard J. [1903]

Leçon sur la propagation des ondes et équations de l'hydrodynamique.
Eds. Hermann, Paris (1903)

Hatherly M., Malin A.S. [1984]

Shear bands in deformed metals.
Scripta Metall., 18, 1984, 449-454

Harren S.V., Dève H.E., Asaro R.J. [1988]

Shear band formation in plane strain compression.
Acta Metall., 36, 1988, 2435-2480

Hill R. [1958]

A general theory of uniqueness and stability in elastic-plastic solids.
J. Mech. Phys. Solids, 6, 1958, 209-225

Hill R. [1962]

Acceleration waves in solids.
J. Mech. Phys. Solids, 10, 1962, 1-16

Hill R., Hutchinson J.W. [1975]

Bifurcation phenomena in the plane tension test.
J. Mech. Phys. Solids, 23, 1975, 239-264

Hines J.A., Vecchio K.S., Ahzy S. [1997]

A model for microstructural evolution in adiabatic shear bands.
Metal. Mat. Transactions A, 29A, 1997, 191-203

Hirsch J., Lücke K. [1988]

Mechanism of deformation and development of rolling textures in polycrystalline f.c.c. metals. III. The influence of slip inhomogeneities and twinning.
Acta Metall., 36, 1988, 2905-2927

Hoc T. [1999]

Etude expérimentale et numérique de la localisation lors de changements de trajet dans un acier doux.
Thèse Ecole Centrale de Paris, 1999

Hugues D.A. [1993]

Microstructural evolution in a non-cell forming metal : Al-Mg.
Acta Metall., 41, 1993, 1421-1430

Inagaki H., Kohara S. [1997]

Shear bands in cold rolled Al-Mg alloy polycrystals.
Z. Metallkde, 88, 1997, 570-575

Jaoul B. [1965]

Plasticité et application aux métaux.
Ed. Dunod, Paris (1965)

Jasienski J., Kusnierz J., Penelle R. [1987]

Contribution to the study of shear bands in Al-2%Mg alloy.
Mém. Etud. Sci. Rev. Métall., 1987, 84-

Keryvin V. [1999]

Contribution à la modélisation de l'endommagement localisé.
Thèse Université de poitiers, 1999

King J.E., You C.P., Knott J.F. [1981]

Serrated yielding and the localized shear failure mode in aluminium alloys.
Acta Metall., 29, 1981, 1553-1566

Korbel A., Richert M. [1985]

Formation of shear bands during cyclic deformation of aluminium.
Acta Metall., Vol. 33, 1985, 1971-1978

Korbel A., Embury J.D., Hatherly M., Martin P.L. [1986]

Microstructural aspects of strain localisation in Al-Mg alloys.
Acta Metall., 34, 1986, 1999-2009

Korbel A., Martin P.L. [1986]

Microscopic versus macroscopic aspect of shear bands deformation.
Acta Metall., 34, 1986, 1905-1909

Korbel A. [1990]

The model of microshear banding in metals.
Scripta Mater., 24, 1990, 1229-1231

Korbel A. [2002]

Short course on : Microstructural aspects and constitutive modelling of plastic deformation of metals.
Dept. of Structure and Mechanics of Solids, Academy of Mining and Metallurgy, Krakow (2002)

Lee C.S., Duggan B.J. [1994]

A dislocation avalanche theory of shear banding.
Acta Mater., 42, 1994, 857-860

Lemaître J., Chaboche J.L. [1978]

Aspect phénoménologique de la rupture par endommagement.
J. Mech. Appl., 2, 1978, 317-365

Lemaître J., Chaboche J.L. [1985]

Mécanique des matériaux solides.
Ed. Dunod, Paris (1985)

Le Roy Y., Ortiz M. [1990]

Finite element analysis of transient strain localization phenomena in frictional solids.
Int. J. for Numer. Anal. Methods Geomech., 14, 1990, 93-124

Lineau C. [1997]

Analyse expérimentale de la déformation plastique d'un polycristal d'acier, comparaison avec des simulations de modèles polycristallins.
Thèse Ecole des Ponts et Chaussées, 1997

Lineau C., Rey C., Viaris de Lesegno P. [1997]

Experimental analysis of plastic deformation of steel grains, comparison with polycrystal models predictions.
Mater. Sci. Eng. A234-236, 1997, 853-856

Liu Q., Juul Jensen D., Hansen N. [1998]

Effect of grain orientation on deformation structure in cold-rolled polycrystalline aluminum.
Acta Mater., 46, 1998, 5819-5838

Louche H. [1999]

Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans des aciers.
Thèse Université de Montpellier II, 1999

Lüders W. [1860]

Diglers Polytech. J., 18, 1860, 155–

Mandel J. [1964]

Conditions de stabilité et postulat de Drucker.
Rhéologie et mécanique des sols, Eds Kravtchenko et Syries, IUTAM Symposium, Grenoble, 1964, 58-68

Marchand A., Duffy J. [1988]

An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel.
J. Mech. Phys. Solids, 36, 1988, 251-283

Mokhtari Dolui A.R. [1986]

Contribution à l'étude des bandes de cisaillement sur quelques alliages de l'aluminium.
Thèse Université Paris-Sud, 1986

Morii K., Nakayama Y., Mecking H. [1985]

Development of shear bands in F.C.C. single crystals.
Acta Metall., 33, 1985, 379-386

Muller G. [1995]

Introduction à la mécanique des milieux continus.
Masson Edition (1995)

Nakayama Y., Morii K. [1987]

Microstructure and shear band formation in rolled single crystals of Al-Mg alloy.
Acta Metall., 35, 1987, 1747-1755

Needleman A. [1988]

Continuum mechanics studies of plastic instabilities.
Revue Phys. Appl., 23, 1988, 585-593

Nourbakhsh S., Vujic D. [1986]

Acta Metall., 34, 1986, 1083-1090

Nourbakhsh S., Qing Song [1989]

Met. Trans., 20A, 1989, 1267-

Paul H., Darrieulat M., Piatkowski A. [2001]

Local orientation changes and shear banding in $\{112\}<111>$ -oriented aluminium single crystals.
Z. Metallkde, 92, 2001, 1213-1221

Pierce D., Asaro R.J., Needleman A. [1982]

An analysis of nonuniform and localized deformation in ductile single crystals.
Acta Metall., 30, 1982, 1087-1119

Pierce D. [1983]

Shear bands bifurcations in ductile single crystals.
J. Mech. Solids, 31, 1983, 133-153

Piobert A., Morin, Didion [1842]

Mém. Artillerie, V, 1842, 505-

Portevin A., Le Châtelier F. [1923]

C.R. Acad. Sci. Paris, 176, 1923, 507-

Rey C., Viaris de Lesegno P., Chiron R. [1997]

Cinétique de la localisation de la déformation plastique dans des monocristaux de fer.
Revue de Métallurgie, 94, 1997, 1475-1481

Richert M., Korbel A. [1988]

The position of shear bands in rolled f.c.c. metals.
Z. Metallkde, 79, 1988, 446-451

Rice J.R. [1976]

The localization of plastic deformation.
Theoretical and Applied Mechanics, W.T. Koiter, Ed., North Holland Publishing Company (1976)

Ridha A.A., Hutchinson W.B. [1982]

Recrystallisation mechanisms and the origin of cube texture in copper.
Acta Metall., 30, 1982, 1929-1939

Sidoroff F. [1982]

Grandes déformations et endommagement.
Ecole d'été, Sophia-Antipolis, GRECO (1982)

- Sluys L.J., Wang W.M. [1998]**
2D/3D viscoplastic modelling of shear banding.
J. Phys., 8, 1998, 375-382
- Smallman R.E., Green D. [1964]**
The dependence of rolling texture on stacking fault energy.
Acta Metall., 12, 1964, 145-154
- Spitzig W.A. [1981]**
Deformation behavior of nitrogenated FeTiMn and FeTi single crystals.
Acta Metall., 29, 1981, 1359-1377
- Stock T.A.C., Thompson K.R.L. [1970]**
Penetration of aluminium alloys by projectiles.
Metall. Trans., 1, 1970, 219-224
- Teodosiu C., Sidoroff F. [1976]**
A theory of finite elasto-plasticity of single crystals.
Int. J. Eng. Sc., 14, 1976, 165-176
- Thomas T.Y. [1961]**
Plastic flow and fracture in solids.
Academic Press, New York (1961)
- Wagner P., Engler O., Lücke K. [1995]**
Formation of Cu-type shear bands and their influence on deformation and texture of rolled f.c.c. (112)[11 $\bar{1}$] single crystal.
Acta Metall., 43, 1995, 3799-3812
- Weidner A., Klimanek P. [1998]**
Shear banding and texture development in cold-rolled α -brass.
Scripta Mater., 38, 1998, 851-856
- Winther G., Juul Jensen D., Hansen N. [1997]**
Dense dislocation walls and microbands aligned with slip planes – theoretical considerations.
Acta Mater., 45, 1997, 5059-5068
- Yang S. [1990]**
Etude expérimentale et théorique de l'instabilité de déformation plastique en bande de cisaillement dans les matériaux métalliques.
Thèse Université Paris Nord, 1990
- Yi-Lin L., Delaey L., Aernoudt E., Arhens O. [1987]**
Substructure development and mechanical properties in cold-rolled aluminium alloy 3004.
Mater. Sci. Eng., 86, 1987, 125-146
- Young R.J., Kinloch [1983]**
Fracture behaviour of polymers.
Ed. Elsevier Sci. (1983)

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Dans ce chapitre, sont présentées les diverses techniques auxquelles il a fallu faire appel pour caractériser tant l'évolution de la structure que celle de la texture, au sens de la cristallographie, des matériaux métalliques choisis (Chapitre III, Approche expérimentale).

Les premières concernent la préparation des échantillons en vue de leur observation future : il s'agit du paragraphe intitulé 'métallographie'.

La technique de transformation employée est la compression plane par montage 'Channel-die'.

Les rayons X fournissent l'évolution de la texture globale pour une analyse statistique alors que la technique EBSD couplée à la microscopie électronique à balayage permet une étude de la microstructure par mesure locale de l'orientation cristalline.

Enfin, la méthode de réalisation des microgrilles et leur exploitation clôturent ce chapitre.

II.1 Métallographie :

II.1.1 Polissage mécanique et électrolytique :

Après découpe à la fraiseuse des échantillons, l'état de surface est nettement insuffisant pour l'exploitation des techniques présentées ci-dessous. La révélation de la structure des échantillons nécessite notamment un polissage mécanique réalisé suivant un protocole spécifique aux alliages d'aluminium :

- polissage mécanique au papier SiC de granulométrie décroissante, jusqu'au papier 4000. Entre les étapes, l'ensemble porte échantillon-échantillons est placé dans le bac à ultrasons pour suppression des particules de SiC incrustées.
- polissage à la pâte diamantée sur feutre ($3\ \mu\text{m}$ puis $\frac{1}{4}\ \mu\text{m}$).

A ce stade, l'aspect poli miroir est presque atteint, la suppression des rayures les plus grosses est obtenue par polissage sur machine Vibromet dans une solution de silice colloïdale en suspension.

Malgré l'aspect poli miroir, toute influence de la découpe mais davantage encore du polissage mécanique n'est pas supprimée et il demeure en surface un écrouissage préjudiciable à l'observation en microscopie optique et électronique, et à la mesure des orientations cristallographiques globales ou locales. On effectue alors un polissage électrolytique.

L'électrolyte utilisé pour cette dissolution anodique est un mélange de 700 ml d'éthanol, 120 ml d'eau, 100 ml de buthylcellosolve et 50 ml d'acide perchlorique (HClO_4). Afin d'éviter un décapage trop violent de la surface, l'opération est conduite sous forme d'un flash sous tension d'alimentation de palier E_0 , pendant 2 à 5 s. La tension de palier est déterminée par balayage entre 0 et 60 V (figure II.1).

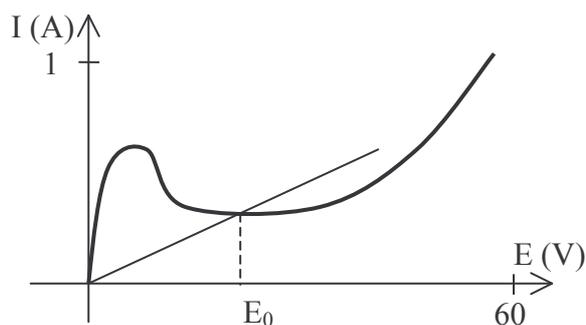


Figure II.1 - Courbe intensité-potentiel schématique.

Ce mode opératoire –sous forme de flash- se justifie également par l'existence d'un phénomène 'parasite' qui survient après une dizaine de secondes : il apparaît en surface une piqûration qui se développe rapidement et qui peut s'avérer très néfaste pour les mesures futures. Les résultats expérimentaux fourniront l'opportunité d'illustrer ces propos.

II.1.2 Oxydation anodique et attaque orthophosphorique :

La structure granulaire du métal peut être révélée après polissage mécanique par oxydation anodique. Le procédé consiste à faire croître en surface une couche épitaxiale d'alumine; son épaisseur est fonction de l'orientation cristalline. On observe par un examen en microscopie optique, sous lumière polarisée, une différence de contraste suivant l'orientation des grains.

Solution : 35 ml d'acide tétrafluoroborique (HBF_4), 965 ml d'eau.

Conditions : tension 30 V, temps 3 min.

L'attaque orthophosphorique est une technique, décrite par Lloyd et al. [1982], utilisée notamment par Korbel et al. [1986], qui consiste à exploiter la migration des atomes Mg vers des régions où la courbure du réseau est importante ou vers des interfaces de haute énergie. La précipitation sur des dislocations isolées est bien moindre que sur des bandes de cisaillement ou des joints de grains.

Après déformation, les échantillons subissent un traitement thermique à 125°C de quelques heures à plusieurs jours favorisant la migration des atomes Mg. L'attaque à l'acide orthophosphorique (85% de H_3PO_4 , 15% d'eau) pendant deux minutes entraîne une dissolution préférentielle des régions à forte précipitation de Mg et ainsi une délimitation nette des bandes de cisaillement.

II.1.3 Composition chimique par SEE :

La Spectrométrie d'Emission à Etincelles est une technique qui permet la détermination de la composition chimique de métaux. L'échantillon à analyser est positionné au-dessus d'une électrode de tungstène. Entre l'électrode et l'échantillon est alors produite une série d'étincelles très énergétiques. La lumière émise caractérise les éléments composant

le matériau; elle est focalisée sur la fente d'entrée d'un spectromètre et orientée sur un réseau de diffraction donnant naissance à un spectre d'émission. Chaque élément présent dans le matériau émet des raies spectrales qui lui sont propres, et leurs intensités lumineuses sont proportionnelles à la concentration de l'élément. L'analyse des différentes raies donne accès à la composition du matériau.

II.2 Technique de déformation, le ‘Channel-die’ :

Cette section s’appuie en grande partie sur le travail de thèse de Maurice [1994].

II.2.1 Généralités :

D’un point de vue macroscopique, lorsqu’on se réfère à l’état initial, en entrée du laminoir, et à l’état final, en sortie, le laminage peut se voir comme une élongation suivant DL (direction de laminage), une compression suivant DN (direction normale), alors que suivant DT (direction transverse), la largeur des tôles étant importante, toute déformation, au moins au centre de la tôle, est négligée. Ainsi, le procédé est souvent assimilé à de la compression plane bi-encastree (‘Channel-die’ en anglais). On retiendra bien que dans le cas d’un monocristal, et ce suivant son orientation, le ‘Channel-die’ peut faire apparaître des composantes de cisaillement et que, dans ce cas, il n’est plus possible d’assimiler l’essai à de la compression plane. L’étude de Hammebrath et al. [1991] montre que, malgré une dispersion plus large des composantes de texture en laminage (Cf. II.3), l’essai ‘Channel-die’ simule le laminage à l’ambiante de manière satisfaisante.

Le montage, figure II.2, permet de réaliser le test initialement proposé par Chin et al. [1966]. Le dispositif expérimental est en acier 90MVCV8 (trempe à l’huile à 800°C, revenu à 150°C pour une dureté finale de 62 HRC). Il est constitué d’une matrice installée sur la table de travail d’une machine de traction–compression Schenck, et d’un poinçon fixé à la traverse. La largeur du couloir est de 7 mm, la charge maximale de 100 kN et la vitesse V de la traverse est pilotée par ordinateur de manière à obtenir une vitesse de déformation équivalente constante.

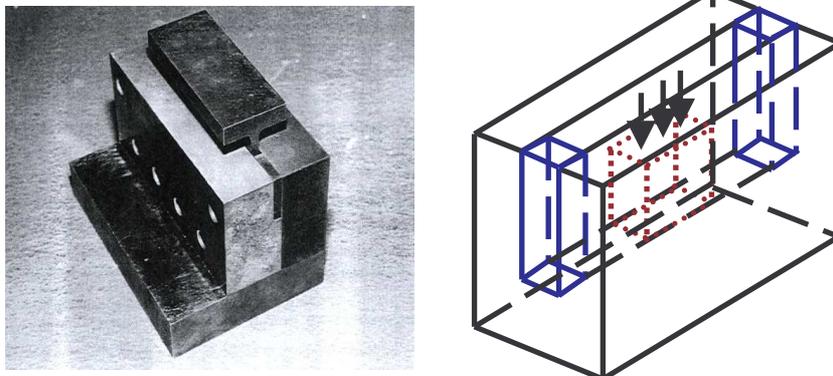


Figure II.2 - Montage et principe de la compression plane bi-encastree.

Par analogie avec le laminage, on note en compression plane bi-encastée DL, la direction d'écoulement suivant le couloir, DN, la direction de compression, et DT, la direction normale aux parois du couloir.

II.2.2 Analyse mécanique dans le cas d'un matériau isotrope :

V est la vitesse verticale imposée à la traverse de la machine de compression. Le matériau est supposé isotrope, incompressible; la figure II.3 montre l'évolution des paramètres caractérisant dans (DL, DN) la géométrie de l'éprouvette (il n'y pas de modification de longueur suivant DT).

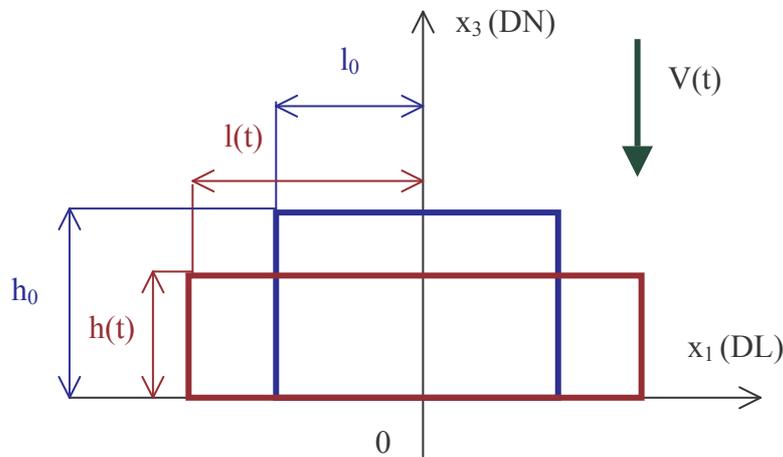


Figure II.3 - Représentation schématique de l'évolution de la géométrie de l'éprouvette :
 h_0 et l_0 , respectivement hauteur et demi-longueur initiale,
 $h(t)$ et $l(t)$, respectivement hauteur et demi-longueur à l'instant t ,
 w_0 , largeur de l'éprouvette.

Tout déplacement étant bloqué suivant DT (x_2), la vitesse de déformation \mathcal{D}_{22} est nulle. Le gradient et le gradient des vitesses de la transformation sont pour un matériau isotrope (l'isotropie permet d'annuler les cisaillements) :

$$\mathcal{F} = \begin{pmatrix} e^{\frac{\sqrt{3}}{2}\dot{\epsilon}_0 t} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\frac{\sqrt{3}}{2}\dot{\epsilon}_0 t} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{L} = \mathcal{D} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2}\dot{\epsilon}_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\sqrt{3}}{2}\dot{\epsilon}_0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{W} = 0 \quad (\text{II.1})$$

La vitesse de déformation équivalente $\dot{\epsilon}_0$ est choisie constante. La vitesse de déplacement u_3 suivant x_3 s'écrit :

$$u_3(x_3) = \frac{V(t)}{h(t)} x_3 \quad (\text{II.2})$$

et la vitesse de déformation suivant 3 est : $\mathcal{D}_{33} = \frac{du_3}{dx_3} = \frac{V(t)}{h(t)} = \frac{\dot{h}(t)}{h(t)}$ (II.3)

Par intégration : $h(t) = h_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{3}}{2} \dot{\epsilon}_0 t\right)$ (II.4)

Puis, l'incompressibilité donne : $l(t) = \frac{h_0 l_0}{h(t)} = l_0 \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \dot{\epsilon}_0 t\right)$ (II.5)

La vitesse de la traverse s'écrit : $|V(t)| = \frac{\sqrt{3}}{2} \dot{\epsilon}_0 h_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{3}}{2} \dot{\epsilon}_0 t\right)$ (II.6)

La déformation équivalente $\tilde{\epsilon}$ s'obtient par intégration de la vitesse de déformation équivalente de von Mises $\tilde{\mathcal{D}}$:

$$\tilde{\mathcal{D}} = \left(\frac{2}{3} \sum_{i,j} (\mathcal{D}_{ij} \mathcal{D}_{ij}) \right)^{1/2} \quad (II.7)$$

$$\tilde{\epsilon} = \int_0^t \tilde{\mathcal{D}} dt \quad (II.8)$$

Si F est la charge appliquée et S la surface de la face supérieure, la contrainte équivalente de von Mises a pour expression :

$$\tau_{VM} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{F}{S} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{F}{l_0 w_0 \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \tilde{\epsilon}\right)} \quad (II.9)$$

II.2.3 Essais et courbes contrainte-déformation :

Afin de limiter de manière significative les effets dus aux frottements, non négligeables d'autant que quatre faces sur six y contribuent, les échantillons sont entourés de film TEFLONTM représentant une surépaisseur totale de l'ordre de 0.2 mm. Ce film joue le rôle de lubrifiant.

Les essais se déroulent par incréments successifs d'environ 10% par rapport à la hauteur instantanée (7 étapes sont nécessaires pour obtenir une réduction de 50%) permettant le remplacement du film TEFLONTM ainsi que l'acquisition des données par les techniques présentées par la suite.

La reconstruction de la courbe contrainte de Cauchy–déformation équivalente se base sur la courbe théorique d'écoulement où sont distinguées deux portions, la partie élastique linéaire et la partie plastique débutant à la rupture de pente (figure II.4).

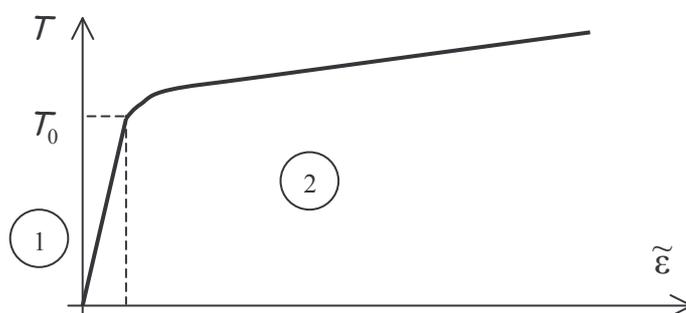


Figure II.4 - Courbe schématique théorique contrainte–déformation, 1 partie élastique, 2 écoulement plastique.

Le logiciel d'acquisition des données fournit les résultats des essais sous forme de fichiers retraçant en fonction du temps la force et le déplacement de la traverse. Pour chaque incrément sont tracés les courbes contrainte–déformation prenant en compte divers éléments perturbateurs tels que la rigidité de la machine (Chapitre III, Approche expérimentale). Excepté pour le premier incrément, après correction des courbes, on ne conserve que la partie plastique. Ainsi, les courbes expérimentales présentent des sauts en contrainte. On suppose de plus que la couche de TEFLONTM est entièrement écrasée dans la partie élastique.

Les corrections :

Elles sont classiquement au nombre de trois : la déformation du lubrifiant, la déformation élastique du montage, et les frottements qui conduisent à surestimer les efforts nécessaires à la déformation du matériau. Mais d'autres facteurs pourraient être pris en considération, comme la déformation latérale, suivant DT, due à la déformation élastique du montage, ou encore l'effet d'échauffement. Pour ces essais, on néglige la déformation latérale et la vitesse de déformation équivalente constante est imposée à $\dot{\epsilon}_0 = 0.005 \text{ s}^{-1}$ afin de garantir l'équilibre thermique.

i) Déformation du lubrifiant :

L'hypothèse de déformation totale du film TEFLONTM au cours de la déformation élastique de l'échantillon permet, puisque seule la partie élastique du premier incrément est

conservée, de corriger son influence linéairement entre approximativement 0 et 0.025 de déformation équivalente. L'épaisseur du film est de 0.2 mm, 4×0.05 mm pour les quatre couches de film. Cette approche a également pour intérêt d'augmenter, quelque peu artificiellement, le module élastique, dont l'estimation quoique encore erronée gagne en réalisme.

ii) *Déformation élastique du montage :*

La figure II.5 montre la courbe déplacement-charge obtenue sur la machine Schenck par compression du montage 'Channel-die' à vide, l'élasticité du montage et de la machine ainsi que la flèche de la traverse sont ainsi pris en compte. Une courbe de tendance, polynôme de degré 6, est introduite pour le calcul du déplacement 'réel' subi par l'échantillon et la modélisation classique linéaire est également représentée (compliance : 0.011 mm/kN).

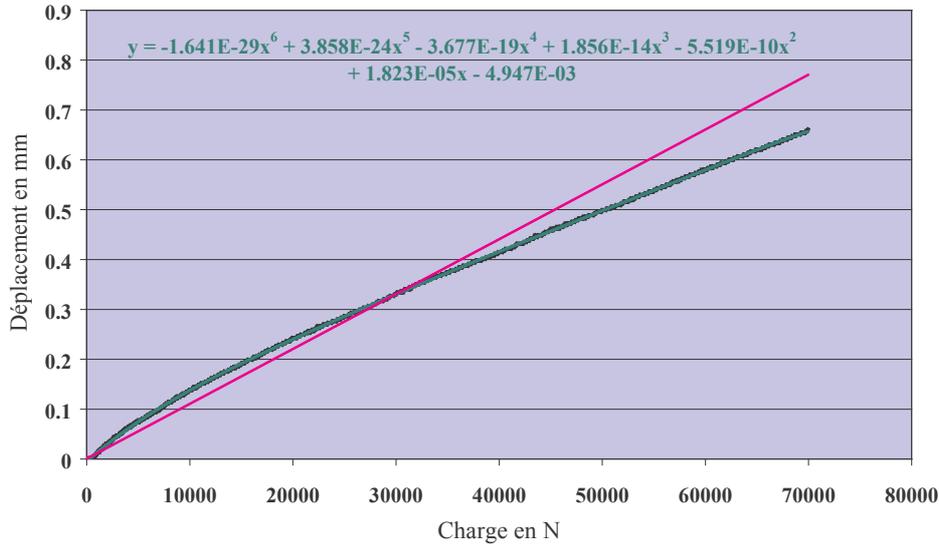


Figure II.5 - Courbe déplacement-charge montage et machine.

Le déplacement (machine + montage), F étant la charge mesurée, peut être modélisé par :

$$d_m = \alpha_6 F^6 + \alpha_5 F^5 + \alpha_4 F^4 + \alpha_3 F^3 + \alpha_2 F^2 + \alpha_1 F + \alpha_0 \quad (\text{II.10})$$

$$\alpha_6 = -1.641 \times 10^{-29}, \alpha_5 = 3.858 \times 10^{-24}, \alpha_4 = -3.677 \times 10^{-19}, \alpha_3 = 1.856 \times 10^{-14},$$

$$\alpha_2 = -5.519 \times 10^{-10}, \alpha_1 = 1.823 \times 10^{-5}, \alpha_0 = -4.947 \times 10^{-3}$$

Le déplacement avec correction linéaire (0.011 mm/kN) s'écrit :

$$d_{\text{corrigé linéairement}} = d_{\text{traverse}} - \frac{F}{1000} \times 0.011 \quad (\text{II.11})$$

Le déplacement 'réel' subi par l'échantillon a pour expression :

$$d_{\text{'réel'}} = d_{\text{traverse}} - d_m \quad (\text{II.12})$$

iii) Les frottements :

Leur influence est estimée en se basant sur l'analyse formulée par Chovet et al. [2002], à partir du modèle de Tresca. Dans ce travail, est calculé le rapport puissance de frottement sur puissance de déformation (les notations sont identiques à celles utilisées au paragraphe II.2.2).

Le frottement de Tresca s'écrit :
$$\tau_{\text{Tresca}} = \frac{\bar{m} \mathcal{T}_{\text{VM}}}{\sqrt{3}} \quad (\text{II.13})$$

avec \bar{m} coefficient de frottement ($0 \leq \bar{m} \leq 1$)

Le rapport puissance de frottement sur puissance de déformation plastique a pour expression ($Z = \sqrt{l^2(t) + 4h^2(t)}$) :

$$\frac{\dot{W}_F}{\dot{W}_P} = \frac{\bar{m}}{12l_0 h_0 w_0} \left[\frac{l^3(t)}{4} \ln\left(\frac{Z+2h(t)}{Z-2h(t)}\right) + 2h^3(t) \ln\left(\frac{Z+l(t)}{Z-l(t)}\right) + 2l(t)h(t)Z + l^2(t)w_0 \right] \quad (\text{II.14})$$

Et la correction en contrainte, établie à partir de II.14 et II.9, s'écrit :

$$\mathcal{T}_{\text{VM corrigée}} = \frac{\mathcal{T}_{\text{VM mesurée}}}{\left(1 + \frac{\dot{W}_F}{\dot{W}_P}\right)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{F}{\left(1 + \frac{\dot{W}_F}{\dot{W}_P}\right) l_0 w_0 \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \tilde{\varepsilon}\right)} \quad (\text{II.15})$$

Les résultats du Chapitre III, permettent de discuter l'influence de ces diverses corrections.

II.3 Texture et microstructures :

II.3.1 Généralités :

Les méthodes de mesure reposent généralement sur la diffraction d'un rayonnement et l'application de la loi de Bragg.

$$\lambda_R = 2 d_{hkl} \sin \theta \quad (\text{II.16})$$

λ_R , longueur d'onde du rayonnement; d_{hkl} distance inter-réticulaire des plans $\{hkl\}$; θ angle de diffraction.

Est appelée texture la distribution globale des orientations cristallographiques des grains constituant l'agrégat polycristallin. La fonction de distribution des orientations cristallines FDOC (figure II.6), représentation dans l'espace des angles d'Euler de l'ensemble des orientations, dont ne sont tracées généralement que quelques coupes faites à intervalles réguliers, est un outil de visualisation comportant toute l'information. A l'inverse, les figures de pôles $\{hkl\}$, projections stéréographiques des pôles $\{hkl\}$, sont des projections particulières de la FDOC et n'intègrent qu'une partie de l'information; d'ailleurs, la reconstruction d'une FDOC nécessite au moins trois figures de pôles distinctes. On parlera de texture aléatoire (ou d'absence de texture) lorsque les orientations cristallographiques ne présentent pas d'orientation privilégiée (distribution uniforme des orientations) et on parlera de texture marquée lorsque les orientations se concentrent autour de pôles ou d'orientations spécifiques.

La mise en forme par laminage des matériaux de structure c.f.c. conduit typiquement à une texture fortement marquée (figure II.6) que l'on décrit (Hirsch et Lücke [1988]) par :

- Les orientations de la fibre α qui possèdent un plan de laminage du type $\{110\}$; cette fibre s'étend de l'orientation Goss $\{110\}\langle 001 \rangle$ à l'orientation $\{110\}\langle 110 \rangle$ notée L, en passant par l'orientation Laiton $\{110\}\langle 112 \rangle$.
- Les orientations de la fibre β dont la description cristallographique est moins simple; elle s'étend de l'orientation Laiton $\{110\}\langle 112 \rangle$ à l'orientation Cuivre $\{112\}\langle 111 \rangle$ en passant par l'orientation S ou Strange $\{123\}\langle 634 \rangle$, également caractérisée par les indices $\{123\}\langle 412 \rangle$ ou $\{124\}\langle 211 \rangle$.

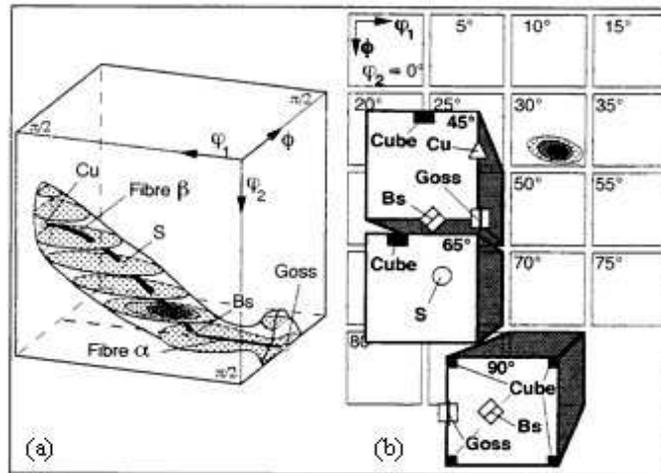


Figure II.6 - Schéma d'une FDOC de texture de laminage à froid des métaux c.f.c., d'après Maurice [1994] :
 a) représentation 3D dans l'espace des angles d'Euler,
 b) coupes planes à ϕ_2 constant et orientations spécifiques.

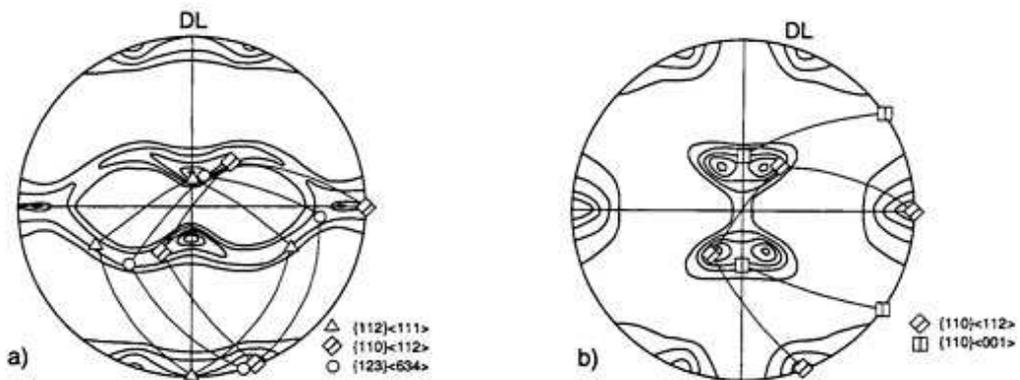


Figure II.7 - Figures de pôles {111} de laminage à l'ambiante, d'après Hu et al. [1952].
 a) Cuivre, b) Laiton (Cu-30%Zn)

Toutefois, tous les matériaux c.f.c. ne se comportent pas de façon identique, et, même si les caractéristiques essentielles se trouvent dans la description précédente, des nuances importantes peuvent exister. Hu et al. [1952] montrent une disparité entre les textures après laminage à 96% du laiton 70-30 et de l'aluminium (figure II.7). Sont ensuite introduites deux nuances dans les textures de laminage, la première dite 'de type Cuivre', plutôt décrite par la fibre β , la seconde dite 'de type Laiton', plutôt caractérisée par la fibre α . Cette dernière se caractérise particulièrement par une absence des orientations Cuivre et S. Il est possible d'obtenir une large gamme de textures entre ces deux extrêmes, type Cuivre et type Laiton, en jouant sur l'ajout d'éléments d'alliages (Smallman [1955-56]) ou sur la température de

déformation, et les métaux à faible énergie de défaut d'empilement formeraient une texture de type Laiton alors que ceux à haute énergie de défaut d'empilement développeraient une texture de type Cuivre (Smallman, Green [1964]).

II.3.2 Mesure de texture par rayons X :

En pratique, sont d'abord obtenues par diffraction de rayons X les figures de pôles $\{hkl\}$, les plus courantes étant $\{111\}$, $\{200\}$, $\{220\}$ et $\{113\}$. La figure II.8 présente un schéma du montage utilisé, appelé goniomètre.

Afin d'acquérir le signal diffracté, dont l'intensité dépend de la superficie des grains dont les plans sont en condition de Bragg sur des plans de type $\{hkl\}$, on fixe la longueur d'onde λ_R et l'angle θ . Un balayage en orientation, faisant décrire à la normale à l'échantillon une demi-sphère, permet de construire une carte d'intensité fonction de Φ et ψ appelée figure de pôles $\{hkl\}$.

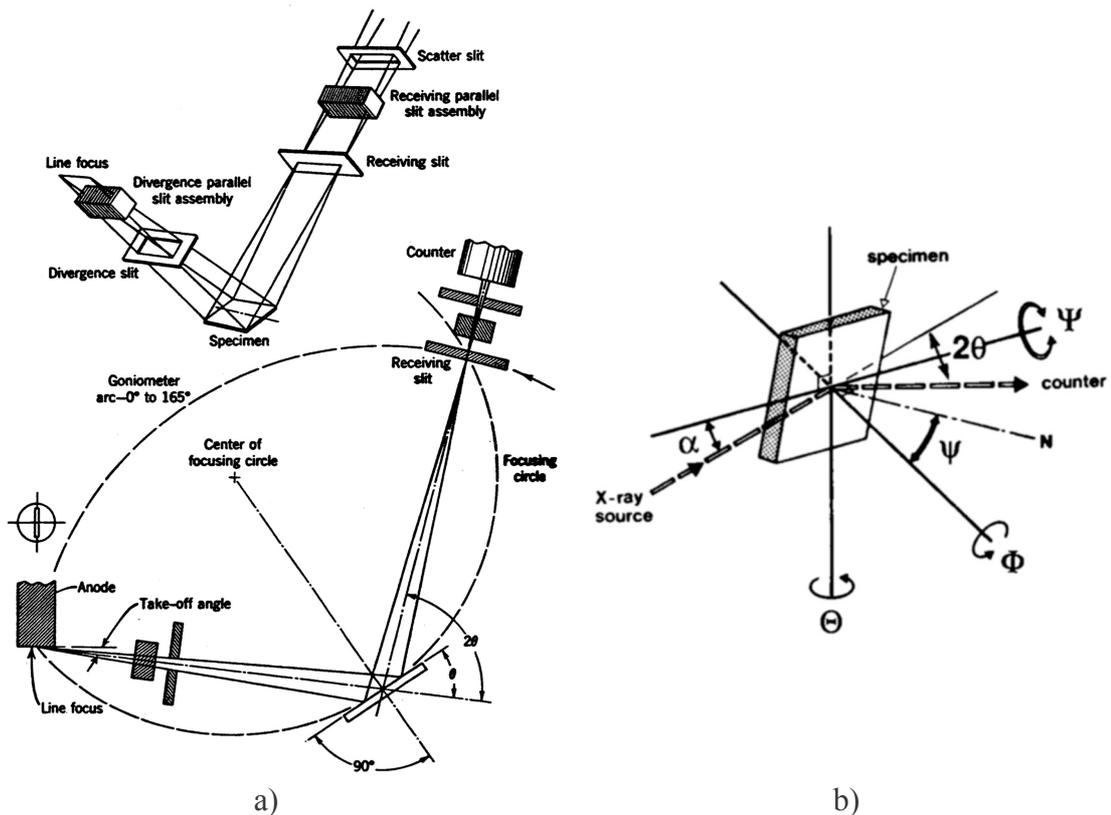


Figure II.8 - Schéma d'un goniomètre : a) de mesures de figure de pôles par RX, d'après Parrish et al. [1954], b) principe du Dosophatex, d'après Fillit et al. [1991].

Les mesures figurant dans cette étude ont été effectuées sur un goniomètre ‘Dosophatex’, développés à l’ENSM.SE par Fillit et al. [1991], avec les raies K_{α_1} et K_{α_2} d’une cathode au cobalt de longueur d’onde $\lambda_R = 1.79026 \text{ \AA}$. Le pas de mesure est de 3.6° sur les deux angles Φ et ψ .

La fonction d’intensité de pôles est une projection particulière de la FDOC. Le lecteur se référera notamment au travail de synthèse de Perocheau [1999] pour un développement plus conséquent sur ces notions.

Le logiciel de calcul de FDOC, pour leur reconstruction tant à partir des mesures par rayons X qu’à partir de fichiers discrets d’orientations issus de la modélisation, est celui développé par Van Houtte [1994].

On considère un matériau à symétrie orthorhombique (Al, cubique, entre dans cette catégorie), ce qui a pour conséquence de limiter la FDOC à l’intervalle $[0, 90^\circ]$ pour les trois angles d’Euler.

Les paramètres d’entrées sont :

Classe B, symétrie orthorhombique :	IDN = 2, IMAG = 1
Ordre de la décomposition :	$l_{\max} = 22$
Nombre de cercles :	49 $\phi_{\max} = 80^\circ$
Etendue de la distribution gaussienne par orientation :	$\phi_0 = 10^\circ$

II.3.3 Mesure locale en microscopie électronique à balayage :

Les microscopes électroniques utilisés au cours de cette étude sont au nombre de trois. Les deux premiers, JEOL 840 et JEOL 6400, sont des microscopes conventionnels dont la résolution spatiale est de l’ordre du dixième de micromètre, alors que le dernier, JEOL 6500 FEG (‘Field Emission Gun’), est un microscope électronique à canon à effet de champ. La technologie de ce dernier permet de gagner un coefficient 5 en résolution spatiale, la ramenant à une vingtaine de nanomètres.

Le JEOL 840 a essentiellement servi à l’acquisition d’images haute résolution pour la réalisation de cartes de déformation (section suivante) alors que les JEOL 6400 et 6500 ont

plus spécifiquement servi à la mesure fine d'orientation cristalline par la technique EBSD, Electron Back-Scattered Diffraction, (Humphreys [1999]).

Cette dernière exploite les diagrammes de diffraction de Kikuchi qui constituent des projections de la géométrie des plans réticulaires provoquées par la diffraction des électrons. Il se crée lors de l'irradiation par faisceau d'électrons une source divergente interne à l'échantillon. Pour chaque famille de plans diffractants, il existe alors un faisceau d'électrons en incidence de Bragg. La source étant divergente, la diffraction s'opère suivant tout un cône dont l'ouverture et l'orientation de l'axe porteur dépend du plan diffractant. Un écran au phosphore intercalé sur la trajectoire de ces cônes fait apparaître un diagramme de diffraction de Kikuchi. Les hyperboles, intersections des cônes avec le plan de l'écran au phosphore, sont assimilables à des droites car l'ouverture des cônes est très grande.

Phénomène initialement observé en microscopie en transmission, il peut également être reproduit sur échantillon massif à condition d'irradier avec un faisceau stationnaire, sous incidence rasante, typiquement 70° (figure II.9).

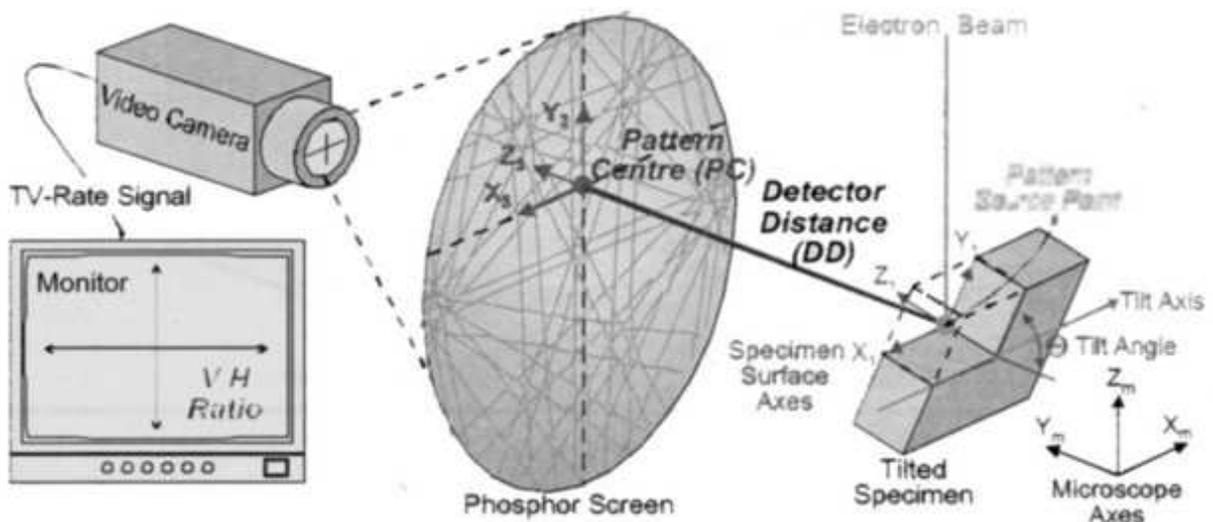


Figure II.9 - Schéma de principe de la technique EBSD d'après le manuel Channel 4.2 (Day et al.[2000]).

Une fois recueilli, le signal est traité (transformation en signal vidéo, soustraction du bruit de fond,...) et l'image est indexée, c'est-à-dire que les pôles, croisement des diverses droites, sont répertoriés en termes d'indices de Miller à partir d'une base de données (figure

II.10). Le logiciel employé pour cette opération est Channel 4 ou Channel 5 de la société HKL Technology (Day et al. [2000]).

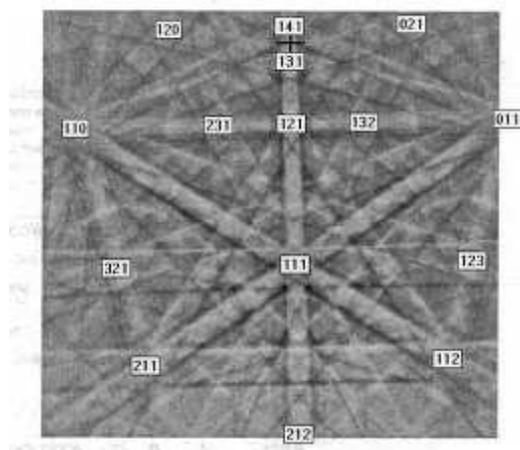


Figure II.10 - Indexation des diagrammes de diffraction de Kikuchi, d'après le manuel Channel 4.2 (Day et al.[2000]).

Le pilotage du faisceau électronique ainsi que le dépouillement automatisé permettent à ce jour de réaliser des cartes d'orientations cristallines avec une résolution spatiale de l'ordre du micron pour le JEOL 6400 et de l'ordre du dixième de micron pour le JEOL 6500 (la perte en résolution est en partie due au tilt de 70°), le temps d'indexation par point de mesure étant, suivant les paramètres fixés lors du traitement d'image, compris entre 200 et 400 ms.

Le lecteur désireux d'approfondir le sujet pourra se référer aux travaux de Venables et Harland [1973], Krieger Lassen et al. [1992] et Krieger Lassen [1994].

II.4 Mesure de déformation locale :

II.4.1 Techniques de mesure :

On répertorie aujourd'hui quatre grandes classes de méthodes de mesure de champ locaux de déformation. Un état de l'art est présenté dans le compte rendu du colloque Photomécanique de 1998 (Berthaud et al. [1998]).

On trouve :

- la photoélasticité : elle exploite les propriétés optiques de biréfringence de matériaux transparents comme les résines époxy ou le PMMA (PolyMéthylMéthAcrylate). Il apparaît, lorsque ces matériaux sont soumis à une charge, des franges qui sont liées à la répartition de la déformation. Cette technique nécessite la réalisation de pièces modèles, ou de pièces recouvertes du matériau photoélastique et couvre des échelles allant du centimètre à plusieurs dizaines de centimètres. Elle est surtout utilisée pour l'étude de pièces industrielles (Patterson et Wang [1995], O'Brien [1998]).

- les méthodes de moiré (Daniel [1983], Read et al. [1993], Surrel [1994]) : il s'agit de l'analyse des interférences entre un réseau régulier de lignes parallèles et un second réseau, de pas identique, déformé. Les franges qui naissent des interférences sont les lignes d'isovaleurs de déplacement, composante perpendiculaire aux lignes du réseau de référence. Les performances des diverses variantes de la technique (moiré interférométrique, moiré géométrique) sont directement liées au pas du réseau déposé à la surface de l'échantillon : la précision sur les déplacements est proportionnelle au pas, elle est par exemple de l'ordre de 1 μm pour 1000 lignes par millimètre.

- l'interférométrie holographique (Chambart et Nivoit [1995]) : il s'agit d'une technique voisine des méthodes de moiré. Les franges sont obtenues par interférence de deux faisceaux, d'orientation différente, de lumière cohérente éclairant une surface rugueuse. On appelle la technique interférométrie holographique si les franges sont formées sur une plaque holographique ou ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry) si on utilise une camera CCD. La précision de mesure est de l'ordre de 0.25 μm sur les déplacements, la zone observée varie de quelques centimètres carrés à 1 ou 2 mètres carrés.

- l'analyse d'images (Tardif [1998], Doumalin [2000], Li [2000], Garcia [2001]) : elle se base sur la comparaison de deux images d'une surface entre l'état initial et l'état déformé. On obtient alors les composantes planes du champ de déplacement. La stéréoscopie, acquisition de deux images sous incidences différentes pour chaque étape, donne accès aux composantes hors-plan. Les moyens d'acquisition sont variés : microscopie optique, caméra CCD, microscopie électronique. Les déplacements sont déterminés par reconnaissance de motifs, naturels si le contraste est suffisant, ou artificiels suite à un marquage; les motifs sont caractérisés par leur niveau de gris. Cette technique n'a pas de limite d'échelle dès lors que l'on dispose des méthodes de marquage et d'acquisition appropriées. Le procédé imposait initialement une précision de mesure sur les déplacements de un pixel, aujourd'hui de nombreux travaux ont permis d'atteindre une précision de quelques fractions de pixel.

Parmi ces techniques, le procédé de déformation et l'échelle d'étude étant fixés, la technique d'analyse d'images s'est rapidement imposée pour cette étude, le motif est celui d'une microgrille d'or.

II.4.2 Microgrilles :

Aujourd'hui amplement répandue (Attwood et Hazzledine [1976], Karimi [1984], Dubois [1988], Rey et Viaris de Lesegno [1994], Gingell et Driver [1995], Gaspérini et al. [1998]), la méthode s'appuie sur la variation du poids moléculaire d'un polymère organique lors de son irradiation par faisceau d'électrons. Il s'agit là d'une adaptation d'un procédé employé pour la fabrication des circuits intégrés dans l'industrie électronique (on parle souvent de micro-électro-lithographie).

Le polymère organique utilisé est le PMMA, type 2041, en solution dans de l'éther monoéthylique d'éthylène glycol acétate. La figure II.11 illustre les étapes de réalisation des grilles. A la préparation de surface pour examen microscopique classique succède le dépôt du polymère dont l'épaisseur de film est homogénéisée par centrifugation. La cuisson entre 140 et 160°C (température supérieure à la transition vitreuse et inférieure à la température d'instabilité) contribue à l'adhésion et à la réticulation de la résine, mais permet également de supprimer le solvant.

L'irradiation a été réalisée sur le microscope JEOL 840. Le motif, dont le pas est fonction du grossissement et du nombre de lignes du balayage, est obtenu par irradiation horizontale puis verticale après rotation du faisceau. Le masque est alors développé par dissolution des molécules de plus faible poids moléculaire. L'or est déposé par évaporation puis sputtering (augmentation de l'épaisseur de la couche jusqu'à quelques nanomètres).

Les réglages envisagés permettent d'obtenir des grilles de pas 5 μm et de largeur de barreaux environ 0.5 μm , sur une superficie de 1 mm^2 . On obtient typiquement un réseau régulier de 200 lignes pour 200 colonnes.

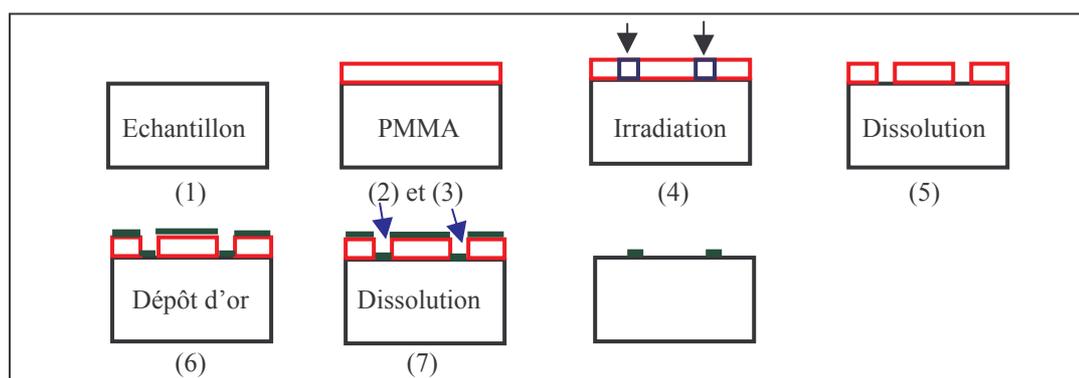


Figure II.11 -Etapes de réalisation des microgrilles :

- 1) Préparation de la surface à exploiter : obtention après polissage et nettoyage d'un poli miroir,
- 2) Dépôt du polymère puis centrifugation (~ 2000 tr/min) pour obtenir une homogénéisation de son épaisseur (on notera qu'elle est uniforme et comprise entre 4 et 8 μm),
- 3) Cuisson du polymère : 140°C pour le PMMA pendant une trentaine de minutes,
- 4) Irradiation de la surface de l'échantillon au MEB par un balayage horizontal puis vertical, Le pas de la grille dépend du grossissement sélectionné, La largeur de barreau est fonction de la vitesse de balayage et de l'intensité de courant absorbé,
- 5) Dissolution des zones irradiées (mélange de propanol2 70% et méthyléthylcétone 30%),
- 6) Dépôt d'une couche d'or à la surface de l'échantillon (épaisseur de quelques dizaines de nm),
- 7) Dissolution au chloroforme du PMMA non irradié (et recouvert d'or).

II.4.3 Acquisition des données :

Acquisition des images :

Avant tout, il est indispensable d'attirer l'attention sur le soin qui doit être apporté à l'acquisition des images numériques des microgrilles à partir du MEB JEOL 840.

La résolution nécessaire à l'exploitation future (512*512, 1024*1024, 2048*2048 et 4096*4096) dépend de la zone d'intérêt : une petite image peut suffire pour une étude locale, mais l'information globale ne sera accessible qu'avec de grandes résolutions d'images. Le paramètre important pour un fonctionnement correct des outils de traitement est le nombre de

pixels par barreau de grille. Il en faut au moins trois; une résolution supérieure facilitera le dépouillement mais le gain devient minime au-delà de cinq pixels par barreau.

Il faut, par ailleurs, prendre soin de minimiser le bruit de fond (en augmentant le courant de sonde ou le temps d'acquisition) et à bien exploiter la dynamique disponible, c'est-à-dire utiliser au mieux les 256 niveaux de gris sans saturer dans les blancs ou les noirs : pour cela, on éditera l'histogramme des niveaux de gris après acquisition, et on règlera au mieux le contraste et la luminosité du microscope (figure II.12).

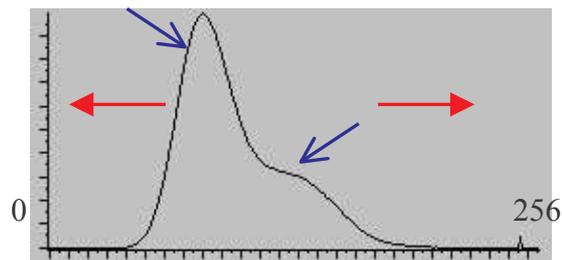


Figure II.12 - Histogramme des niveaux de gris (0 : noir, 256 : blanc) : on observe deux pics distincts, celui de gauche correspond au fond, celui de droite aux barreaux de la grille.

Le format utilisé est généralement le format TIFF, 256 niveaux de gris (on évite les formats compressés).

Acquisition de coordonnées pixels des points intersections :

Désireux d'obtenir une information quantitative à partir des images réalisées en microscopie électronique, il s'est avéré nécessaire de développer des méthodes permettant l'acquisition de coordonnées de points spécifiques, c'est-à-dire identifiables dans deux états distincts de déformation. Disposant d'un motif régulier à la surface des échantillons, le plus judicieux est de s'intéresser aux points intersections (nœuds) des barreaux constituant les microgrilles d'or. Une fois cette acquisition achevée, il est aisé par traitement informatique d'en déduire les champs de déplacements locaux puis les composantes de la déformation (section suivante).

La première idée, car la plus simple, est d'envisager une acquisition manuelle de ces points en utilisant, par exemple, une table à digitaliser. Toutefois, nous disposons aujourd'hui de moyens informatiques suffisamment évolués pour pouvoir effectuer cette analyse sur notre ordinateur de bureau, grâce à un freeware tel qu'Imagetool (Wilcox et al. [1997]) qui permet notamment d'éditer par simple clic de souris sur une image des tableaux de coordonnées de

points (ce logiciel connaît une limitation dans la dimension des images exploitables). Cette première possibilité constituera sans nul doute la solution idéale pour l'opérateur souhaitant analyser épisodiquement une zone restreinte de microgrille ou marquée de toute autre manière. La méthode devient vite fastidieuse pour une utilisation courante et sur zone étendue d'analyse.

Confronté à une quantité de données considérables, il nous fallait absolument disposer d'un outil d'acquisition automatique ou tout au moins semi-automatique des coordonnées des points de croisement. Lors de cette quête, les contacts établis avec la société NOESIS spécialisée dans les logiciels d'analyse et traitement d'images nous ont permis d'établir un traitement en plusieurs étapes, conduisant à isoler les intersections sous forme d'objet que l'on peut ensuite répertorier. Ce travail a également été réalisé avec Imagetool. Dans ce traitement, il demeure un nombre important de difficultés à résoudre : la forme des objets obtenus et leur centre de gravité, la suppression de certains points, pour chaque image le traitement diffère...

La méthode qui donne finalement le meilleur compromis entre temps d'apprentissage, temps d'acquisition des données et résolution des résultats est indéniablement la corrélation d'images. Le procédé consiste à comparer sous-domaine par sous-domaine les images d'une configuration de référence et d'une configuration déformée; le rôle de la microgrille est alors essentiellement d'augmenter le contraste et le nombre de détails locaux à la surface des échantillons, permettant ainsi de distinguer des points homologues. Afin de quantifier le niveau de ressemblance des deux sous-domaines, on introduit un "coefficient de corrélation" dont la valeur minimale permet d'identifier le sous-domaine homologue. L'accès à cette technique nous a été grandement facilité par les travaux achevés et en cours au Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique de Palaiseau. D'une part, le LMS nous a fourni les bases théoriques, mais nous a également permis d'exploiter le programme "Correlmanuv", rendant quasi-automatique la corrélation.

Mode opératoire du programme "Correlmanuv" :

La première étape consiste à utiliser la régularité du motif pour positionner les points de référence sur l'image initiale. Les nombres de lignes et de colonnes sont voisins de 200, ils sont ajustés suivant la microgrille à traiter. Les points de référence se trouvent sur les nœuds de la grille grâce à la définition préalable de la zone d'étude par trois nœuds extrêmes (figure

II.13a). L'ensemble des points peut ensuite être repositionné automatiquement par corrélation par rapport au premier point, lui-même repositionné manuellement, afin de garantir un étalement optimum des niveaux de gris sur le sous-domaine caractérisant le nœud (figure II.13b).

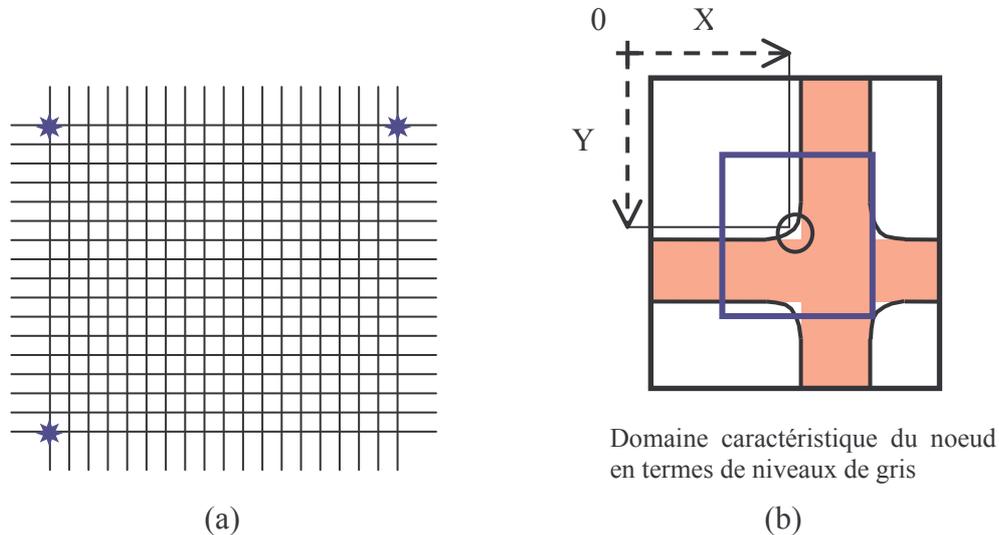


Figure II.13 - Positionnement des points références :
 a) définition de la zone d'étude sur microgrille,
 b) coordonnées pixels et domaine caractéristique du nœud.

La deuxième étape consiste, i) à fournir au programme sur l'image déformée la position du premier point, et ii) à venir comparer, en termes de niveaux de gris par le biais d'un coefficient de corrélation, les différents sous-domaines du domaine de recherche centré sur la position escomptée (celle d'avant déformation, par exemple) avec le sous-domaine caractérisant le nœud de référence. Il est possible d'inclure au processus la prise en compte d'une déformation moyenne, la déformation macroscopique par exemple, afin d'optimiser la corrélation.

A la fin de la manipulation qui, suivant la qualité des images et l'intensité de la déformation, peut prendre entre quelques heures et plusieurs jours, l'opérateur dispose de deux tableaux de données retraçant les coordonnées pixels des nœuds avant et après déformation. Du fait des forts taux de réduction envisagés, une analyse subpixelle dans cette étude ne s'est pas avérée utile.

Le paragraphe suivant indiquera deux méthodes permettant de déterminer les composantes de la transformation, les déplacements étant désormais connus.

Coefficient de corrélation (Doumalin [2000]) :

Il existe deux familles de formulation : la première utilisant les moindres carrés (Peters et Ranson [1983]), équations II.17 et II.18, la seconde de type produit scalaire (Peters et Ranson [1982]), équations II.19 et II.20.

$$C_1 = \sum_{i \in D} (f(X_i) - g(x_i))^2 \quad (\text{II.17})$$

Normalisé :

$$C_2 = \frac{\sum_{i \in D} (f(X_i) - g(x_i))^2}{\sqrt{\sum_{i \in D} (f(X_i))^2} \sqrt{\sum_{i \in D} (g(x_i))^2}} \quad (\text{II.18})$$

$$C_3 = \sum_{i \in D} (f(X_i) g(x_i)) \quad (\text{II.19})$$

Normalisé et comparé à 1 :

$$C_4 = 1 - \frac{\sum_{i \in D} (f(X_i) g(x_i))}{\sqrt{\sum_{i \in D} (f(X_i))^2} \sqrt{\sum_{i \in D} (g(x_i))^2}} \quad (\text{II.20})$$

X_i, x_i : coordonnées pixels du pixel i dans les images de référence et déformée.

$f(X_i), g(x_i)$: niveaux de gris du point i dans les images de référence et déformée.

D : sous-domaine de corrélation.

Ainsi, C_2 et C_4 sont compris entre 0 et 1, et la meilleure correspondance entre les sous-domaines est obtenue pour C_2 et C_4 minimum.

Doumalin [2000] rappelle en étudiant l'introduction d'une perturbation (contraste et brillance) sur les niveaux de gris que la soustraction du niveau de gris moyen à chaque valeur de niveau de gris permet d'obtenir une dépendance au seul contraste dans le cas d'une formulation en moindres carrés et de s'affranchir complètement de la brillance et du contraste pour la formulation en produit scalaire. En microscopie électronique, les perturbations sont dues aux instabilités de l'électronique et à l'évolution des propriétés du matériau sous irradiation par faisceau d'électrons.

Si \bar{f}_D et \bar{g}_D sont les valeurs moyennes sur D des niveaux de gris, le critère de corrélation retenu prend alors la forme :

$$C_4^{\text{bis}} = 1 - \frac{\sum_{i \in D} ((f(X_i) - \bar{f}_D)(g(x_i) - \bar{g}_D))}{\sqrt{\sum_{i \in D} (f(X_i) - \bar{f}_D)^2} \sqrt{\sum_{i \in D} (g(x_i) - \bar{g}_D)^2}} \quad (\text{II.21})$$

II.4.4 Cartographie de déformation :

Les cartographies de déformation sont les représentations par courbes de niveaux ou code de couleur des composantes locales de la déformation. Les deux méthodes généralement retenues, car plus rigoureuses, pour le calcul des composantes de la déformation sont :

- l'exploitation d'un code d'éléments finis (Vendroux et Knauss [1998], Tardif [1998]) : sont appliqués au maillage reconstitué à partir des coordonnées des nœuds de la grille initiale les déplacements plans obtenus à partir des données issues de la corrélation. Par interpolation linéaire fonction du type d'élément choisi, pour un formalisme sous-jacent au code (exemple, déformation plane en petites perturbations), l'interface graphique fournit une représentation des déformations. Cette méthode ne sera pas mise en œuvre dans cette étude.
- le calcul des déformations locales à partir des déplacements aux nœuds au moyen d'un schéma de dérivation discrète. On calcule la déformation en un point comme la moyenne du gradient de transformation sur un voisinage de ce point. Cette voie est exploitée ici en introduisant la déformation moyenne (Allais [1991], Allais et al. [1994], Bornert [1996]) :

On considère un domaine Ω localement continu de la configuration initiale, $\partial\Omega$ est sa frontière régulière (sauf en certains points anguleux, éventuellement), \vec{v} est la normale extérieure à $\partial\Omega$ et V_Ω est le volume de Ω . Le gradient moyen $\bar{\mathcal{F}}_\Omega$ de la transformation sur Ω est la moyenne du gradient local :

$$\bar{\mathcal{F}}_\Omega = \frac{1}{V_\Omega} \int_\Omega \mathcal{F} dV = \frac{1}{V_\Omega} \int_\Omega \left(\frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} \right) dV \quad (\text{II.22})$$

La transformation de Green-Ostrogradsky, ou théorème de la divergence, appliquée à II.22 donne :

$$\bar{\mathcal{F}}_\Omega = \frac{1}{V_\Omega} \int_{\partial\Omega} (\vec{x} \otimes \vec{v}) dS \quad (\text{II.23})$$

Le calcul direct de \mathcal{F} n'est pas possible, car, pour l'essentiel, les déplacements ne sont connus qu'en certains points isolés et en surface. Dès lors, on estime le gradient local en un point par le gradient moyen sur un petit volume de la configuration initiale autour de ce point.

Le point de calcul est un nœud p (figure II.14a) et le domaine Ω_p , de volume V_{Ω_p} , envisagé est un 'cylindre' d'axe perpendiculaire à la surface de l'éprouvette, d'épaisseur e petite et de base polygonale Σ^p (en surface) dont les sommets sont des nœuds. $\partial\Sigma^p$ est la frontière de Σ^p , S_{Σ^p} sa surface, \vec{v}_p sa normale sortante et Σ^{p-} est la base opposée à Σ^p .

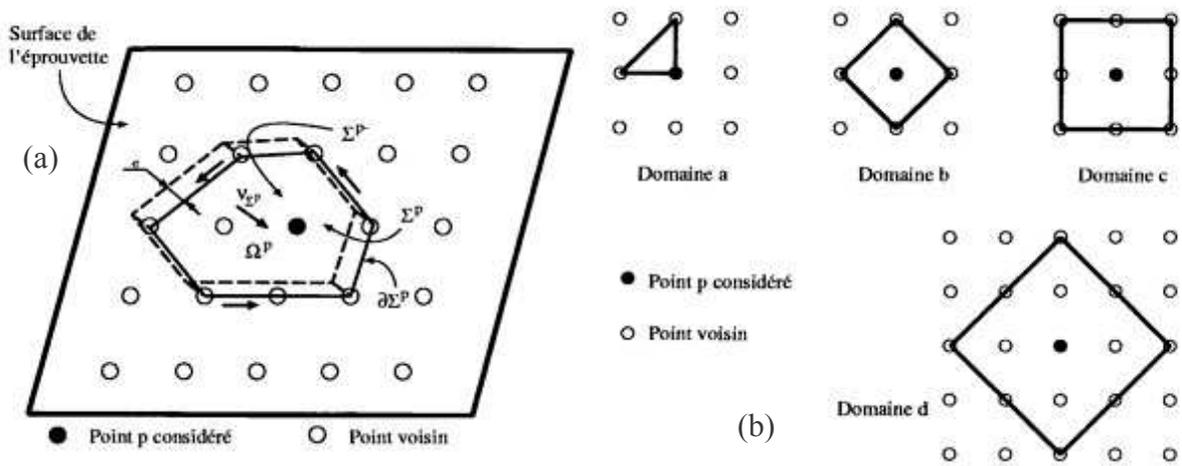


Figure II.14 - Gradient moyen, d'après Bornert [1996] :
 a) volume élémentaire d'intégration du gradient local,
 b) quelques domaines d'intégration.

Le gradient de la transformation en p est estimé par :

$$\mathcal{F}^p \cong \bar{\mathcal{F}}_{\Omega_p} = \frac{1}{V_{\Omega_p}} \int_{\partial\Omega_p} (\bar{\mathbf{x}} \otimes \vec{v}) dS = \frac{1}{S_{\Sigma^p}} \left[\int_{\partial\Sigma^p} \left(\frac{\int_{\Sigma^p} \bar{\mathbf{x}} de}{e} \otimes \vec{v} \right) dl + \frac{\left(\int_{\Sigma^p} \bar{\mathbf{x}} dS - \int_{\Sigma^{p-}} \bar{\mathbf{x}} dS \right)}{e} \otimes \vec{v}_{\Sigma^p} \right] \quad (\text{II.24})$$

Par passage à la limite (e tend vers 0), $\bar{\mathbf{x}}$ étant continu :

$$\mathcal{F}^p \cong \frac{1}{S_{\Sigma^p}} \left[\int_{\partial\Sigma^p} (\bar{\mathbf{x}} \otimes \vec{v}) dl + \frac{\partial \left(\int_{\Sigma^p} \bar{\mathbf{x}} dS \right)}{\partial \vec{v}_{\Sigma^p}} \otimes \vec{v}_{\Sigma^p} \right] \quad (\text{II.25})$$

Sous l'hypothèse que l'axe optique (e_z) est parfaitement perpendiculaire à la surface avant déformation, les composantes du tenseur gradient de la transformation sont :

$$\mathcal{F}_{ij}^p \cong \frac{1}{S_{\Sigma^p}} \left[\int_{\partial \Sigma^p} (x_i v_j) dl + \frac{\partial \left(\int_{\Sigma^p} x_i dS \right)}{\partial e_z} (e_z)_j \right] \quad (\text{II.26})$$

L'hypothèse précédente donne aussi $(e_z)_1 = (e_z)_3 = 0$, le référentiel choisi étant (DL(1), DT(2), DN(3)) comme au paragraphe II.2.2.

Alors, pour les composantes de surface, plan (x_1, x_3) , le gradient devient :

$$\mathcal{F}^p \cong \frac{1}{S_{\Sigma^p}} \left[\int_{\partial \Sigma^p} (\vec{x} \otimes \vec{v}) dl \right] \quad (\text{II.27})$$

Dans le plan, \vec{v} est constant sur chaque arête du polygone Σ^p . La forme discrète de II.27 s'obtient en supposant un déplacement linéaire entre deux points adjacents (conventions : $x^{N+1} = x^1$, $X^0 = X^N$, $X^1 = X^{N+1}$) :

$$\mathcal{F}^p \cong \frac{1}{S_{\Sigma^p}} \sum_{n=1}^N \left(\frac{(\vec{x}^n + \vec{x}^{n+1})}{2} \otimes \vec{v}^n \right) dl^n \quad (\text{II.28})$$

\vec{v}^n étant la normale sortante au segment reliant le point n au point $(n+1)$, N le nombre de nœuds sur la frontière $\partial \Sigma^p$. Si les nœuds sont numérotés dans le sens trigonométrique :

$$\vec{v}^n dl^n = \begin{bmatrix} X_3^{n+1} - X_3^n \\ 0 \\ -(X_1^{n+1} - X_1^n) \end{bmatrix} \quad (\text{II.29})$$

Les composantes de \mathcal{F}^p peuvent enfin être exprimées par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{F}_{11} = \frac{1}{2 S_{\Sigma^p}} \sum_{n=1}^N [x_1^n (X_3^{n+1} - X_3^{n-1})] \\ \mathcal{F}_{13} = \frac{1}{2 S_{\Sigma^p}} \sum_{n=1}^N [-x_1^n (X_1^{n+1} - X_1^{n-1})] \\ \mathcal{F}_{31} = \frac{1}{2 S_{\Sigma^p}} \sum_{n=1}^N [x_3^n (X_3^{n+1} - X_3^{n-1})] \\ \mathcal{F}_{33} = \frac{1}{2 S_{\Sigma^p}} \sum_{n=1}^N [-x_3^n (X_1^{n+1} - X_1^{n-1})] \end{array} \right. \quad \text{avec} \quad S_{\Sigma^p} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \begin{vmatrix} X_1^n & X_1^{n+1} \\ X_3^n & X_3^{n+1} \end{vmatrix} \quad (\text{II.30})$$

Les composantes du tenseur de Green-Lagrange s'écrivent :

$$\begin{cases} \mathcal{E}_{11} = \frac{1}{2}(\mathcal{F}_{11}^2 + \mathcal{F}_{31}^2 - 1) \\ \mathcal{E}_{33} = \frac{1}{2}(\mathcal{F}_{33}^2 + \mathcal{F}_{13}^2 - 1) \\ \mathcal{E}_{13} = \mathcal{E}_{31} = \frac{1}{2}(\mathcal{F}_{11}\mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{33}\mathcal{F}_{31}) \end{cases} \quad (\text{II.31})$$

et la rotation de corps solide φ , rotation matérielle autour de l'axe optique :

$$\varphi = \frac{1}{2} \left[\text{Arctan} \left(\frac{\mathcal{R}_{31}}{\mathcal{R}_{11}} \right) + \text{Arctan} \left(\frac{-\mathcal{R}_{13}}{\mathcal{R}_{33}} \right) \right] \quad (\text{II.32})$$

L'expression de φ découle de la décomposition polaire du gradient de la transformation $\mathcal{F} = \mathcal{R}\mathcal{U}$.

$$\begin{cases} \mathcal{R}_{11} = \mathcal{F}_{11} (\alpha_1 \cos^2\theta + \alpha_3 \sin^2\theta) + \mathcal{F}_{13} (\alpha_1 - \alpha_3) \cos\theta \sin\theta \\ \mathcal{R}_{33} = \mathcal{F}_{33} (\alpha_3 \cos^2\theta + \alpha_1 \sin^2\theta) + \mathcal{F}_{31} (\alpha_1 - \alpha_3) \cos\theta \sin\theta \\ \mathcal{R}_{13} = \mathcal{F}_{13} (\alpha_3 \cos^2\theta + \alpha_1 \sin^2\theta) + \mathcal{F}_{11} (\alpha_1 - \alpha_3) \cos\theta \sin\theta \\ \mathcal{R}_{31} = \mathcal{F}_{31} (\alpha_1 \cos^2\theta + \alpha_3 \sin^2\theta) + \mathcal{F}_{33} (\alpha_1 - \alpha_3) \cos\theta \sin\theta \end{cases} \quad (\text{II.33})$$

où α_1, α_3 et θ sont respectivement deux des valeurs propres de \mathcal{U}^{-1} (dans le plan (x_1, x_3)), et l'angle polaire de la distorsion principale, mesurée dans le sens trigonométrique par rapport à l'axe x_3 .

$$\theta = \frac{1}{2} \text{Arctan} \left(\frac{2 \mathcal{E}_{13}}{\mathcal{E}_{11} - \mathcal{E}_{33}} \right) \quad (\text{II.34})$$

La figure II.14b présente quelques exemples de domaines d'intégration envisagés par Bornert [1996] au cours de ses travaux; a est le plus petit domaine envisageable, c et d sont moins sensibles aux incertitudes expérimentales et ils tendent à gommer certaines hétérogénéités de déformation très locales. Dans cette étude, il a été choisi d'utiliser un schéma d'intégration de type c, afin de prendre en compte la remarque précédente.

Références :

Allais L. [1991]

Effet de la morphologie et de la répartition spatiale des phases sur le comportement mécanique des matériaux biphasés.
Thèse Université de Paris XIII, 1991

Allais L., Bornert M., Bretheau T. and Caldemaison D. [1994]

Experimental characterization of the local strain field in a heterogeneous elastoplastic material.
Acta Metall., 42, 1994, 3865-3880

Attwood D.G., Hazzledine P.M. [1976]

A fiducial grid for high-resolution metallography.
Metallography, 9, 1976, 483-500

Berthaud...[1998]

Proceedings of Photomechanics à Champs-sur-Marne, 1998

Bornert M. [1996]

Morphologie microstructurale et comportement mécanique; caractérisations expérimentales, approches par bornes et estimations autocohérentes généralisées.
Thèse Ecole Nationale Supérieure des Ponts et Chaussées, 1996

Chambard J.P., Nivoit M. [1995]

Détermination de contraintes par interférométrie de speckle.
Proceedings of Photomechanics Conf. à Cachan, 1995, 55-66

Chin G.Y., Nesbitt E.A., Williams A.J. [1966]

Anisotropy of strength in single crystals under plane strain compression.
Acta Metall., 14, 1966, 467-476

Chovet C., Desrayaud Ch., Montheillet F.[2002]

A mechanical analysis of the plane strain channel-die compression test : friction effects in hot metal testing.
Int. J. Mech. Sci., 44, 2002, 343-357

Daniel I.M. [1983]

Experimental methods in applied mechanics.
Experimental Mechanics, 50, 1983, 963-976

Day A., Trimby P., Mehnert K., Neumann B. [2000]

Manuel Channel 4.2
HKL Technology, Hobro, Denmark, <http://www.hkltechnology.com/>

Doumalin P. [2000]

Microextensométrie locale par corrélation d'images numériques. Application aux études micromécaniques par microscopie électronique à balayage.
Thèse Ecole Polytechnique, 2000

Dubois P. [1988]

Etude cristallographique de l'initiation et de la propagation de bandes de cisaillement dans les métaux purs.
Thèse Université Paris-Nord, 1988

Fillit R.Y., Perry A.J., Pol Dodelet J., Perrier G., Philippe R. [1991]

Accurate structural characterization of ZrN coatings and epitaxial GaAs layers by X-Ray diffraction using Dosophatex systems.
Non destructive characterization of materials IV Plenum Press, New York, 1991, 1-8

Garcia D. [2001]

Mesure de forme et de champs de déplacements tridimensionnels par stéréo-corrélation d'images.
Thèse Ecole des Mines d'Albi, 2001

Gaspérini M., Razakainavo A., Morel M., Teodosiu C. [1998]

Mesure par microgrilles des déformations en étirage plan dans l'épaisseur de tôles minces d'alliages d'aluminium.
Proceedings of Photomechanics, GAMAC (1998)

Gingell A.D.B., Driver J.H. [1995]

Study of the influence of strain localisation on the formability and fracture of metals. The examination of heterogeneities on the meso-scale.
Human Capital and Mobility Network CHRX-CT93-0387 (1995)

Hammebrath H., Butler Jr. J.F., Hu H., Lücke K. [1991]

An ODF study of the deformation and recrystallization textures of rolled and channel-die compressed high purity copper.
Textures and Microstructures, 13, 1991, 165-

Hirsch J. and Lücke K. [1988]

Investigation of deformation and development of rolling textures in polycrystalline f.c.c. metals. I
Description of rolling texture development in homogeneous CuZn alloys.
Acta Metall., 36, 1988, 2863-2882

Hu H., Sperry P.R. Beck P.A. [1952]

Rolling textures in face-centered cubic metals.
Metall. Trans., 194, 1952, 76-

Humphreys F.J. [1999]

Quantitative metallography by electron backscattered diffraction.
J. of Microscopy, 195, 1999, 170-185

Karimi A. [1984]

Plastic flow study using the microgrid technique.
Mater. Sci. Eng., 63, 1984, 267-276

Korbel A., Embury J.D., Hatherly M., Martin P.L. [1986]

Microstructural aspects of strain localisation in Al-Mg alloys.
Acta Metall., 34, 10, 1986, 1999-2009

Krieger Lassen N.C., Juul Jensen D., Conradsen K. [1992]

Scanning Microscopy, 6, 1992, 115-121

Krieger Lassen N.C. [1994]

Automated determination of crystal orientations from electron backscattering patterns.
PhD Thesis, Institut for Matematisk Modelling, Lyngby, Danmark, 1994

Li X. [2000]

Spatial characterization of unstable plastic flow in two aluminium alloys.
Ph. D. Thesis, Dpt. of Mechanical Engineering, Yale University, New Haven, CT, 2000

Lloyd D.J., Butryn E.F., Ryvola M. [1982]

Microstructure Sci., 10, 1982, 373-

Maurice C. [1994]

Texture de compression plane à chaud d'alliages d'aluminium. Expériences et simulations.
Thèse Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1994

O'Brien E. [1998]

A review of current research in photoelasticity.
Proceedings of Photomechanics Conf. à Champs-sur-Marne, GAMAC, 1998, 49-55

Parrish W., Hamacher E.A., Lowitzsch K. [1954]

Philips Tech. Rev., 16, 1954, 123

Patterson E.A., Wang Z. [1995]

Nouveaux développements en photoélasticimétrie automatisée.
Proceedings of Photomechanics Conf. à Cachan, GAMAC, 1995, 105-112

Perocheau F. [1999]

Etude et simulation de textures de déformation.
Thèse Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 1999

Peters W.H., Ranson W.F. [1982]

Digital imaging techniques in experimental stress analysis.
Optical Engineering, 21, 1982, 427-431

Peters W.H., Ranson W.F. [1983]

Application of digital correlation methods to rigid body mechanics.
Optical Engineering, 22, 1983, 738-742

Read D.T., Sally J.W., Szanto M. [1993]

Scanning moiré at high magnification using optical methods.
Experimental Mechanics, 33, 1993, 110-116

Rey C., Viaris de Lesegno P. [1994]

Analyse expérimentale d'un problème de localisation de la déformation plastique.
Mecatmat Infos, octobre 94

Smallman R.E. [1955-56]

Textures in face-centered cubic metals and alloys.
J. Inst. Met., 84, 1955-56, 10-18

Smallman R.E., Green D. [1964]

The dependence of rolling texture on stacking fault energy.
Acta Metall., 12, 1964, 145-154

Surrel Y. [1994]

Moiré and grid methods : a 'signal processing' approach.
Proceedings of Interferometry Conf. Warsaw (Pologne), 1994

Tardif F. [1998]

Analyse des mécanismes d'endommagement dans les composites 3D C/C. Mesures optiques des champs de déformation par corrélation d'image.
Thèse Université Bordeaux I, 1998

Venables J.A., Harland C.J. [1973]

Electron back-scattering patterns – A new technique for obtaining crystallographic information in the scanning electron microscope.
Phil. Mag., 27, 1973, 1193-1800

Vendroux G., Knauss W.G. [1998]

Submicron deformation field measurements, Part 2-Improved digital image correlation.
Experimental Mechanics, 38, 1998, 86-91

Van Houtte P. [1994]

Manual of the fast harmonic method software system, Version 2.
Dpt. of Metallurgy and Materials Engineering, Katholieke Universiteit Leuven, Belgique

Wilcox D.C., Dove B.S., McDavid D.W., Greer D.B. [1997]

UTHSCSA ImageTool, IT Version 2.0
Dpt.of Dental Diagnostic Science, University of Texas Health, Science Center, San Antonio, Texas,
<http://ddsdx.uthscsa.edu/>

CHAPITRE III

APPROCHE EXPERIMENTALE

Ce chapitre est consacré à l'organisation de l'étude expérimentale et de ses résultats. Cette approche cherche autant que faire se peut à se focaliser sur la localisation de la déformation en bandes de cisaillement.

Dans un premier temps sont présentés les matériaux, modèles ou industriels, et est mise en relief leur sensibilité au phénomène de localisation en bandes. Leur comportement en compression plane bi-encadrée est analysé et modélisé en vue d'une exploitation au Chapitre IV.

Dans un second temps, les observations, tant dans le cas singulier d'un grain millimétrique que pour l'agrégat polycristallin, obtenues grâce à la mise en œuvre des techniques détaillées au chapitre précédent sont discutées.

III.1 Les alliages :

L'ensemble des alliages envisagés dans cette approche expérimentale de la localisation en bandes de cisaillement l'ont été tout d'abord pour leur structure c.f.c. et pour leur sensibilité supposée au phénomène (Chapitre I). Mais il nous a fallu prendre en considération d'autres paramètres comme la texture, autant que possible aléatoire pour disposer d'une grande dispersion sur les orientations cristallines, ou la taille de grain que nous souhaitions homogène. Ces considérations ont amené à choisir par ordre de disponibilité chronologique deux matériaux modèles, réalisés par Basson [1999] au cours de son travail de thèse, référencés A3M et A5M, et un matériau industriel, l'alliage 5154.

III.1.1 Les matériaux modèles :

Les alliages A3M et A5M proviennent de deux coulées effectuées au Centre de Recherche de Voreppe (CRV), Péchiney : la base est de pureté commerciale, nuance 1070, refondue et enrichie en magnésium à hauteur de 3 et 5%. Les alliages A3M et A5M sont proches de deux nuances commerciales produites en fort tonnage, le 5052 (2.2 à 2.8% Mg) et le 5182 (4 à 5% Mg).

La table III.1 répertorie les compositions, mesurées par spectrométrie d'émission à étincelles et exprimées en pourcentage massique, de A3M et A5M, ainsi que celle des nuances 5052 et 5182.

Table III.1 - Compositions chimiques en pourcentage massique des matériaux modèles et de leur nuance industrielle (%Al = balance).

	Mg	Fe	Si	Mn	Cu	Cr	Zn	Ti
A3M	3.00	0.28	0.18	<0.01	<0.03	<0.02	<0.05	<0.01
A5M	4.50	0.28	0.17	<0.01	<0.03	<0.02	<0.05	<0.01
5052	2.2-2.8	0.40	0.25	0.10	0.10	0.15-0.35	0.10	<0.01
5182	4.0-5.0	0.17	0.20	0.20-0.50	0.15	0.10	0.25	0.10

Afin de répondre au cahier des charges qui lui était imposé pour son étude :

- homogénéisation de la répartition du magnésium
- grains équiaxes
- taille de grains de l'ordre de 100 μm de diamètre

- fraction volumique significative pour la composante de texture cube

Basson, orienté par le CRV de Péchiney, adopte la gamme de transformation suivante :

Recuit d'homogénéisation :

Montée en température rapide jusqu'à 480°C

Palier de 6 heures à 480°C (mise en solution des éventuels précipités Al_3Mg_2)

Montée à 10°C/h jusqu'à 540°C

Palier de 6 heures à 540°C (homogénéisation de la répartition du magnésium en solution solide)

Trempe à l'eau pour éviter la formation de précipités Mg_2Si

Laminage à chaud (laminoir réversible semi-industriel)

Température de déformation de 500°C

Passes de 2 mm de réduction d'épaisseur

Réduction d'épaisseur totale des 2/3, soit une déformation équivalente $\tilde{\epsilon} = 1.27$

Recuit de recristallisation :

Montée lente jusqu'à 550°C

Palier de 12 heures à 550°C

Trempe à l'eau

Basson montre par microanalyse chimique qu'après cette gamme de transformation, la quasi totalité du magnésium et du silicium est en solution solide dans la matrice, l'essentiel du fer se trouve sous forme de fins précipités $FeSi$ et de précipités plus grossiers Al_3Fe et les précipités Mg_2Si sont inexistantes, confirmant l'efficacité de la trempe (Al_3Mg_2 n'est pas stable pour ces teneurs en magnésium). La texture est aléatoire même si la composante Cube est légèrement marquée.

Cependant, une particularité très marquée est ressortie des premières observations sur les alliages A3M et A5M. Le matériau, initialement sous forme de tôle d'épaisseur avoisinant 11.5 mm, semble avoir subi en surface une recristallisation suffisamment conséquente pour que de chaque côté on observe des grains de taille millimétrique. A priori gênant, ce phénomène fournit (Cf. II.3) des résultats fort intéressants sur un grain millimétrique. La figure III.1 schématise ce constat, donne l'orientation des échantillons de dimension

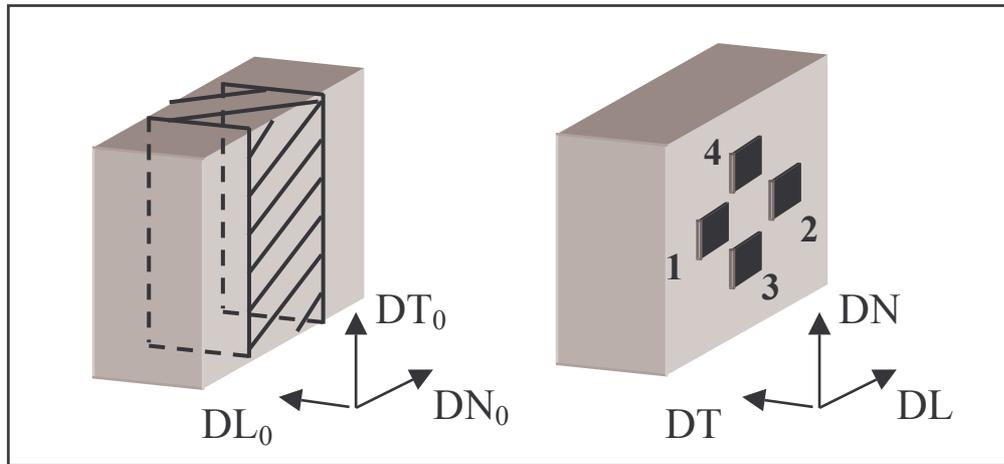


Figure III.1 - Eprouvettes, orientation des échantillons et positions des microgrilles; on trouve les grains millimétriques dans les zones non hachurées.

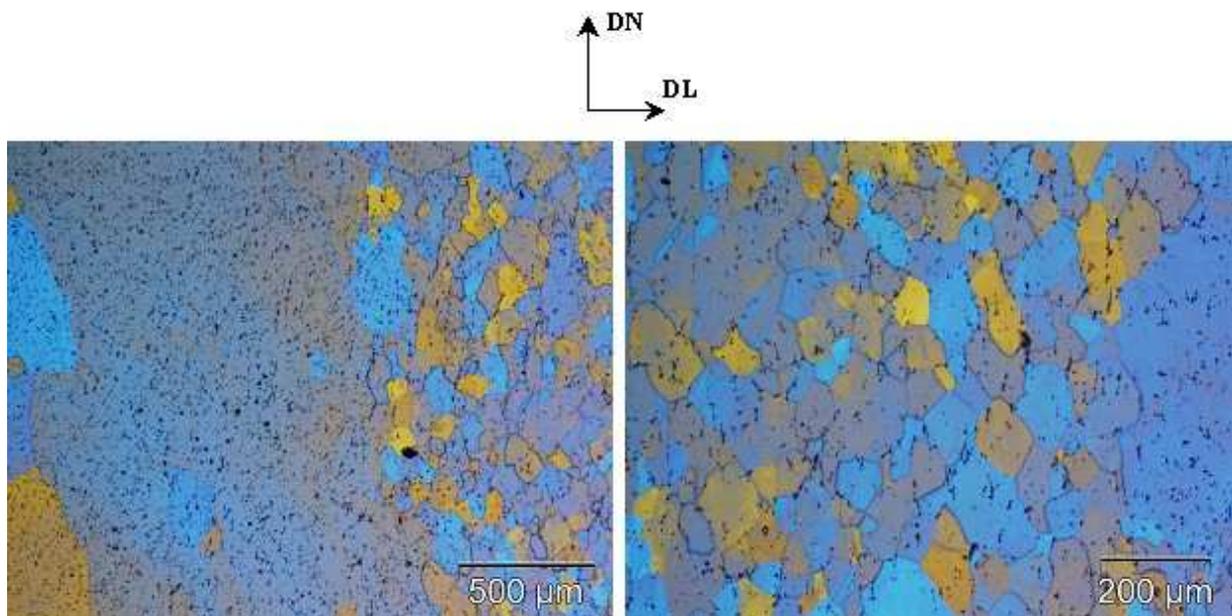


Figure III.2 - Microphotographies de surface de l'alliage A3M après oxydation anodique.

($10 \times 10 \times 7 \text{ mm}^3$) par rapport aux axes du laminoir (DL_0 , DT_0 , DN_0) dont ils sont issus et aux axes du 'Channel-die' (DL, DT, DN), et enfin positionne les quatre microgrilles d'or apposées sur la face longitudinale (DL, DN).

Le rapport hauteur sur longueur est fixé à 1 malgré l'étude de Chovet et al. [2002], qui préconise 2.5 afin de minimiser l'influence du frottement. On pourra justifier ce choix en se basant sur la même étude qui montre que les gradients de déformation équivalente dans l'échantillon sont nettement plus marqués dans le cas d'un rapport 2.5 pour une même déformation macroscopique. Enfin, on veut éviter le flambement.

La figure III.2 montre des micrographies de surface de l'alliage A3M après une oxydation anodique révélant la cohabitation de deux grandes classes de grains, les grains équiaxes de diamètre 80-120 μm au cœur de la tôle, dont sont issus les échantillons, et des grains millimétriques sur sa surface.

III.1.2 L'alliage industriel :

Le commentaire qui suit se réfère aux Techniques de l'Ingénieur, Develay [1992].

Les alliages aluminium-magnésium de la série 5000 constituent une famille importante et variée de produits industriels. Leurs propriétés générales, fonctions de leur teneur en magnésium, entre 0.5 et 5.5%, en font une gamme très progressive d'alliages :

Caractéristiques mécaniques moyennes, lesquelles peuvent être augmentées, aux dépens de la plasticité, par écrouissage ou écrouissage restauration.

Bonne aptitude à la déformation à chaud et à froid.

Excellente soudabilité opératoire et métallurgique.

Excellent comportement à basse et très basse température.

Très bonne résistance à la corrosion en atmosphère naturelle, industrielle et marine.

Qualité de l'état de surface.

Les domaines d'application courants sont :

5052 : chaudronnerie sous forme de réservoirs et tuyauteries, pour l'industrie pétrolière, les transports maritimes et aéronautiques.

5182 : alliages pour boîtage, fabrication des couvercles de boîtes à boissons gazeuses mais il est également utilisé pour les pièces de carrosserie automobile exigeant des mises en forme difficiles.

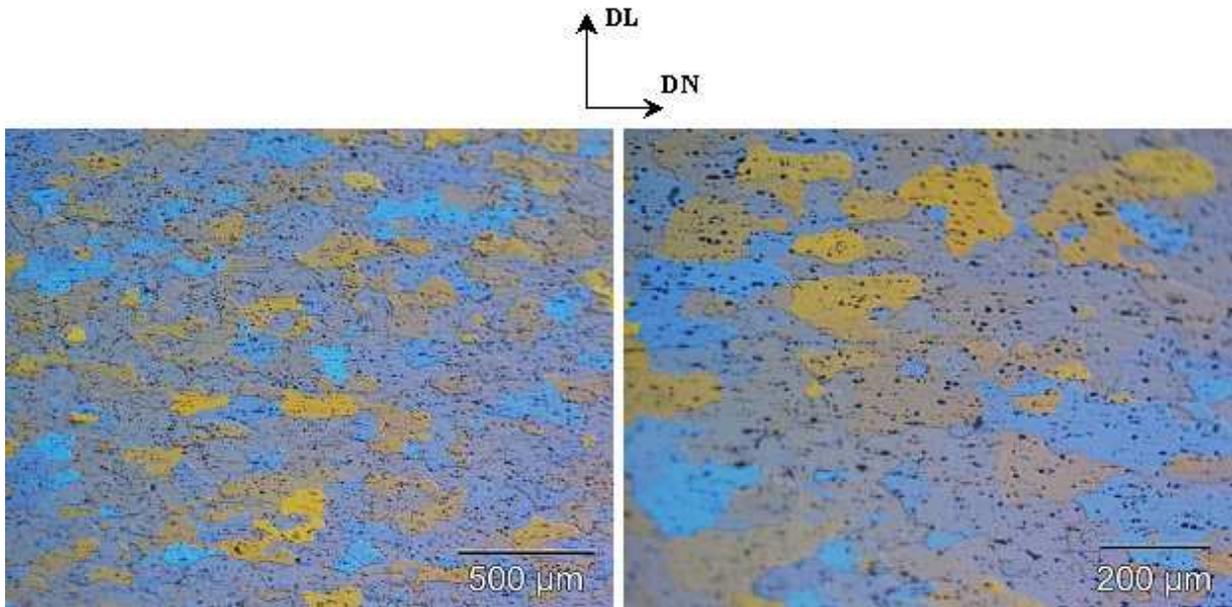


Figure III.3 - Micrographies de surface de l'alliage 5154 après oxydation anodique

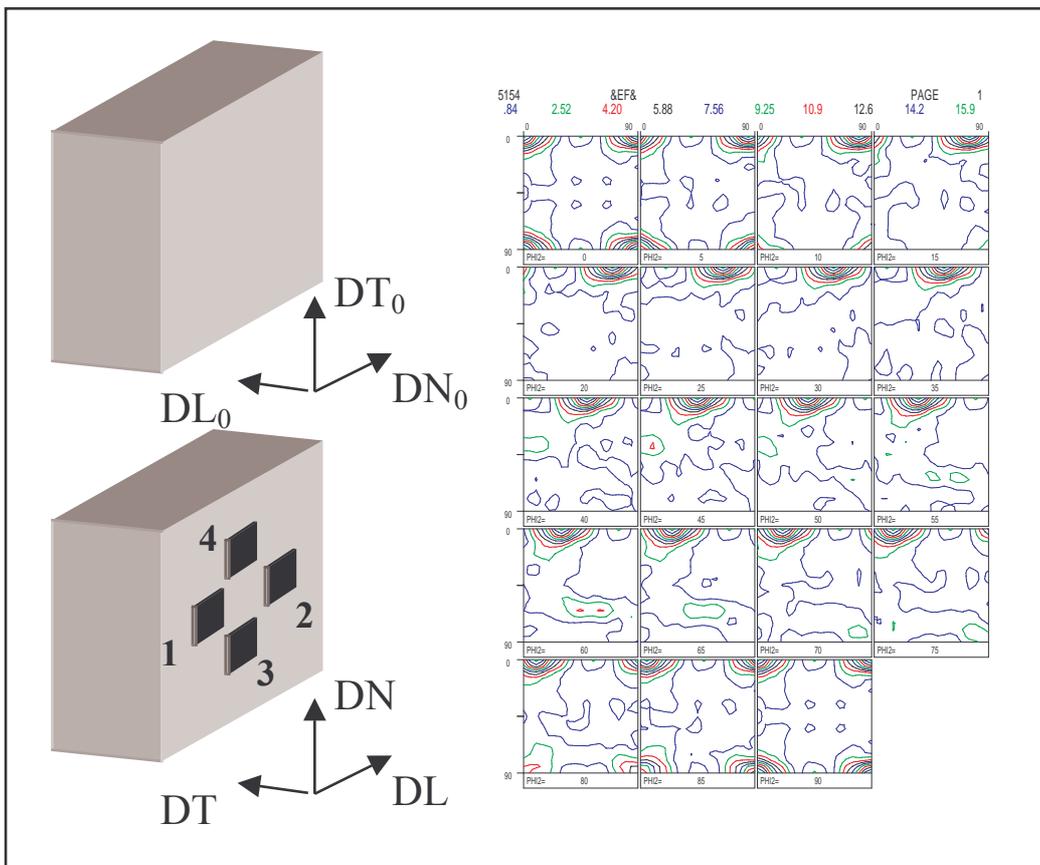


Figure III.4 - Echantillon, référentiels, texture cristallographique initiale pour l'alliage 5154.

5154 : il s'agit de l'alliage que nous avons retenu et qui nous a été fourni par le CRV; sa composition chimique mesurée, par SEE, et de référence sont indiquées en table III.2. Ses possibilités d'utilisation sont variées : industrie chimique, transports, bâtiment et travaux publics, biens de consommation, industries mécanique et électrique.

Table III.2 - Composition de l'alliage 5154 mesurée et de référence (%Al = balance).

	Mg	Fe	Si	Mn	Cu	Cr	Zn	Ti
5154 (mesurée)	3.60	0.34	0.17	0.39	0.06	0.05	0.06	0.01
5154 (référence)	3.1-3.9	<0.40	0.25	<0.10	<0.10	0.15-0.35	<0.20	<0.20

Il apparaît dans la chute de tôle que nous avons utilisée une déficience en chrome et un excès de manganèse, sans doute conséquence d'une mesure de surface.

La figure III.3 montre les résultats de l'étude morphologique; les grains sont de taille homogène (~100 μm) et plutôt allongés suivant DN. La texture cristallographique initiale (figure III.4b) comporte une composante Cube marquée. Les échantillons 5154 sont découpés dans une tôle brute de laminage. Leurs dimensions (10×9×7 mm³) sont imposées une nouvelle fois par la largeur du 'die' mais aussi par l'épaisseur initiale de la tôle. Les référentiels de la transformation passée et à venir sont donnés en figure III.4a.

III.1.3 Sensibilité à la localisation en bandes de cisaillement :

La sensibilité des alliages aluminium-magnésium a été confirmée sur les alliages A3M et A5M dans le cadre d'un travail préliminaire –la nuance 5154 ne nous est parvenue qu'en cours d'étude.

Mise en évidence par attaque orthophosphorique :

La figure III.5 donne les résultats obtenus sur une éprouvette de A3M. Les bandes de cisaillement apparaissent avant 40% de réduction. La largeur des bandes semble varier de 5 à 30 μm ; et ces bandes forment un angle généralement compris entre 30 et 45° avec la direction de laminage. Toutefois, des angles supérieurs ont été constatés mais ils sont attribués à des effets de bords, des fissurations et des rotations importantes se produisant sur les faces libres et de contact (figure III.5c). De plus, une seule orientation de bande, le plus souvent, se développe dans un grain (figure III.5b), ce qui tend à confirmer le constat de Hatherly et Malin [1984] sur les alliages à forte EDE.

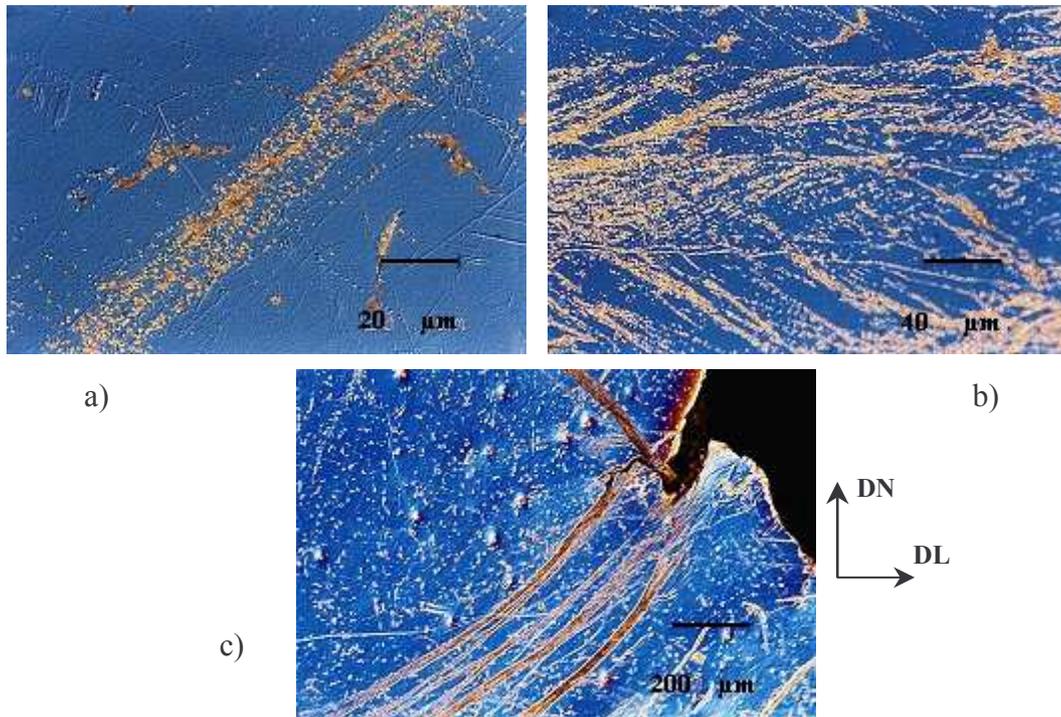


Figure III.5 - Observation des bandes de cisaillement après attaque orthophosphorique :
a) bande isolée, b) formation dans des grains allongés, c) formation aux bords.

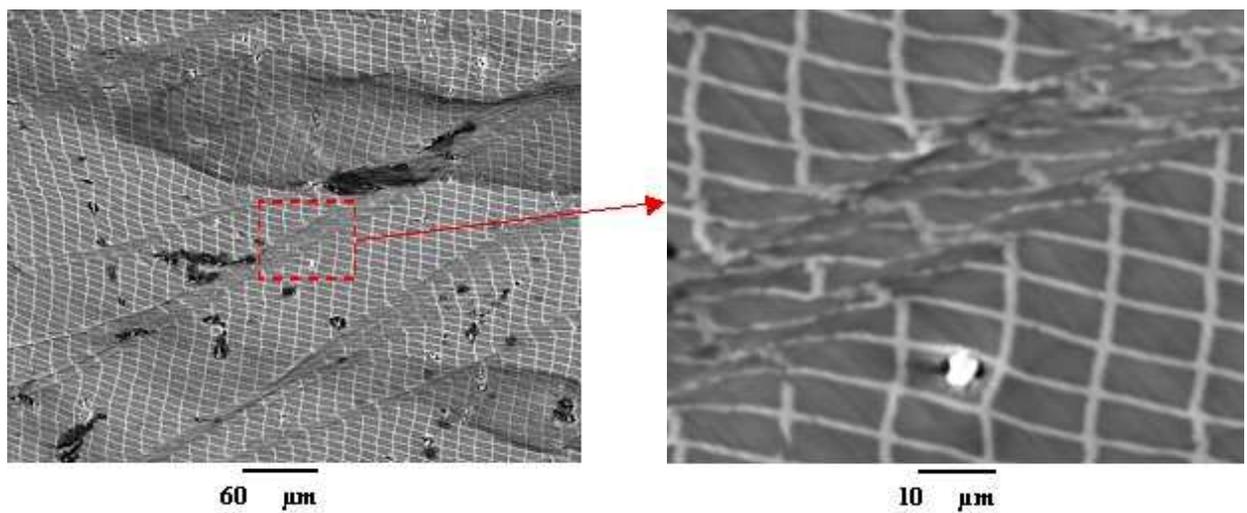


Figure III.6 - Image MEB d'un alliage A5M :
a) microgrille cisailée, b) structure de bande.

Observation des images MEB :

Les microgrilles, par le cisaillement du motif, permettent également la visualisation du phénomène. La figure III.6 montre des images MEB réalisées à grossissement croissant sur un échantillon A5M après 35% de réduction. Les bandes traversent le matériau selon une inclinaison à nouveau voisine de 35°. L'image III.6b montre un cisaillement non homogène dans la bande; au centre le motif de la grille est mieux identifiable que sur les bords.

A ce stade, aucune information sur l'orientation cristalline locale n'est disponible et nous chercherons à y remédier pour d'autres campagnes d'essais après l'analyse du comportement rhéologique des alliages.

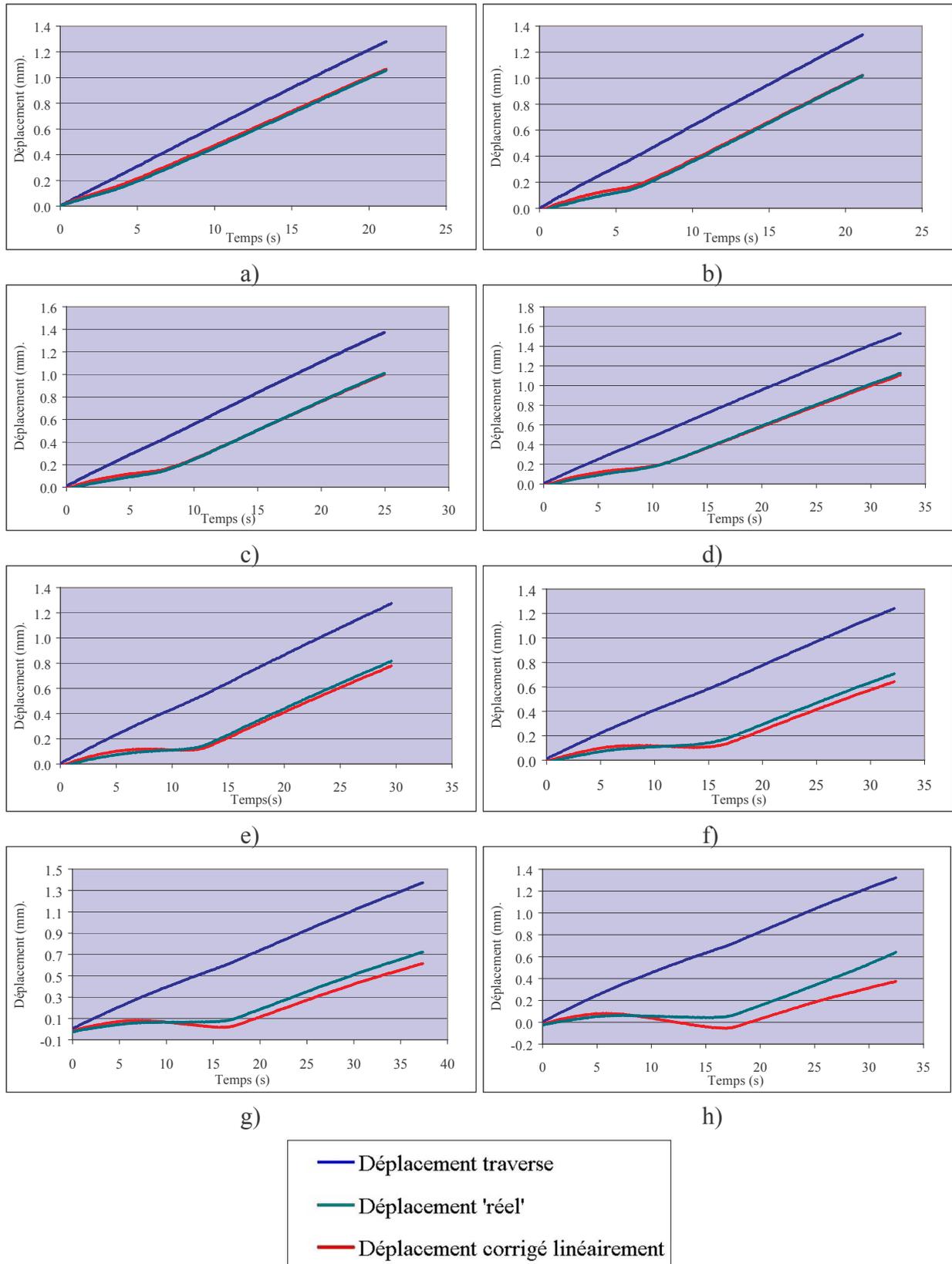


Figure III.7 - Courbes déplacement-temps pour les 8 incréments de déformation d'un alliage 5154 : a) 10% de réduction, b) 10% supplémentaire, c) 10% supplémentaire, d) 15% supplémentaire, e) 15% supplémentaire, f) 15% supplémentaire, g) 15% supplémentaire, h) 15% supplémentaire.

III.2 Comportement mécanique, courbes contrainte-déformation :

On rappelle que la mise en œuvre des essais de compression plane bi-encastree et de la reconstruction des courbes contrainte de von Mises-déformation équivalente a fait l'objet du paragraphe II.2.3. On cherche à présent à intégrer les divers éléments perturbateurs, en montrant leur influence, afin d'établir des lois de comportement macroscopique proche du comportement 'vrai'.

III.2.1 Influence des corrections :

En pratique, la reconstruction des courbes contrainte-déformation s'opère suivant les étapes présentées ci-dessous (Cf. II.2.3) :

- Correction en déplacement sur les courbes charge-déplacement obtenues après chaque incrément. La figure III.7 montre pour un alliage 5154 et pour les 8 incréments effectués (3 incréments de 10% puis 5 de 15%), les déplacements de la traverse, les déplacements après correction linéaire et après correction 'réelle' du déplacement imputable à l'ensemble montage et machine, en fonction du temps. Elle met plus particulièrement en lumière que la correction linéaire n'est suffisante que pour les premiers incréments, la disparité initiale étant alors faible entre les deux déplacements corrigés. Ensuite, alors que la charge nécessaire à la déformation augmente, l'écart entre les deux déplacements augmente.
- Recoupement de l'ensemble des données, ajustement des déplacements et correction TEFLONTM. Pour cette dernière, on estime que 50% de l'épaisseur de film est écrasée lors de la pré-charge de 2kN; cette pré-charge permet d'éviter la formation d'un palier sur les courbes charge-déplacement. Le film induit donc une correction à hauteur de 0.1 mm entre 0 et 0.025 de déformation équivalente avant correction.
- Correction en contrainte, prise en compte des frottements. Le coefficient de frottement de Tresca est fixé à 0.02, ce qui correspond à un frottement faible. Cette prise en compte entraîne une diminution de la contrainte de 2 à 10% suivant la valeur du coefficient de Tresca (2% pour un coefficient de 0.02).

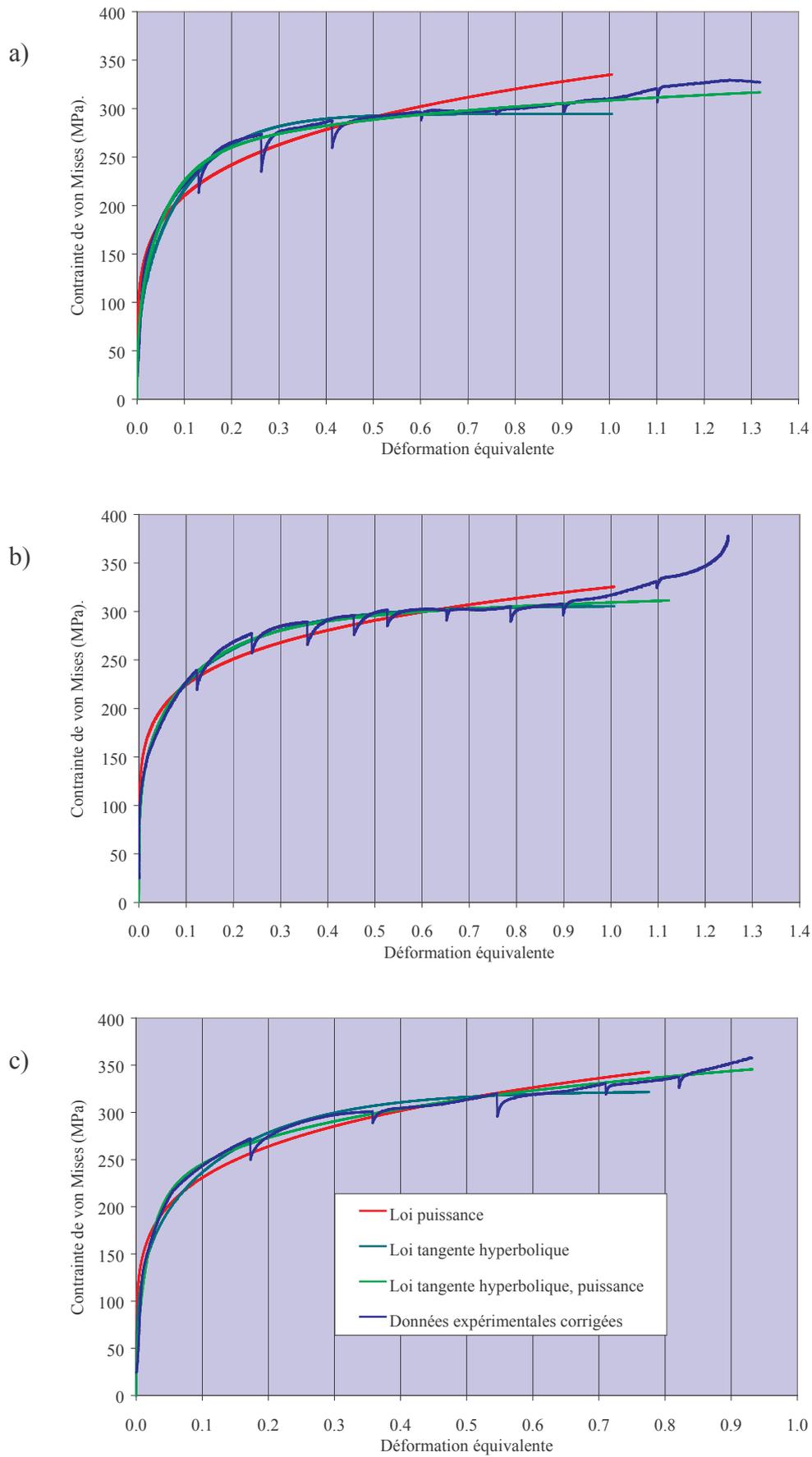


Figure III.8 - Courbes contrainte de von Mises-déformation équivalente : a) alliage 5154 (1), b) alliage A3M, c) alliage A5M.

III.2.2 Courbes contrainte de von Mises-déformation équivalente :

La figure III.8 présente les courbes contrainte-déformation des alliages 5154, A3M et A5M ainsi que des modélisations de ces comportements par des fonctions sous forme de puissance, de tangente hyperbolique et de combinaison des deux précédentes. Les paramètres de ces fonctions sont ajustés par utilisation du solveur d'Excel.

Loi puissance ou loi de Hollomon :

$$\mathcal{T}_{VM}^P = K_p \tilde{\varepsilon}^{n_p} \quad (III.1)$$

Loi tangente hyperbolique :

$$\mathcal{T}_{VM}^{TH} = K_{TH} \left(\left[\tanh(C_{TH} \tilde{\varepsilon}) \right]^{n_{TH}} \right) \quad (III.2)$$

Loi tangente hyperbolique, puissance :

$$\mathcal{T}_{VM}^{THP} = K_{THP} \left(\left[\tanh(C_{THP} \tilde{\varepsilon}) \right]^{n_{THP1}} \right) \tilde{\varepsilon}^{n_{THP2}} \quad (III.3)$$

La première, aujourd'hui très usitée pour sa simplicité, ne parvient pas à rendre compte de manière suffisamment fidèle de la rhéologie des matériaux. L'érouissage décroît tout d'abord trop rapidement puis se stabilise à une valeur trop importante. La seconde loi, en tangente hyperbolique, est moins courante. Elle a pour avantage de mieux reproduire les données expérimentales en début de déformation, mais pour gros inconvénient de voir son érouissage tendre rapidement vers zéro. La troisième est simplement une combinaison des deux précédentes qui permet un ajustement aux données particulièrement pertinent. La table III.3 répertorie l'ensemble des paramètres pour les trois alliages et les trois lois envisagées. On notera que pour les deux premières lois, il n'a été conservé que 90% des données expérimentales pour l'ajustement afin de garantir une meilleure adéquation entre expérience et modèle; sans cette précaution, l'ajustement serait encore moins satisfaisant.

Table III.3 - Paramètres rhéologiques pour les lois III.1, III.2, III.3.

	Loi puissance		Loi tangente hyperbolique			Loi tang. hyperbolique, puissance			
	K^P (MPa)	n^P	K^{TH} (MPa)	C^{TH}	n^{TH}	K^{THP} (MPa)	C^{THP}	n^{THP1}	n^{THP2}
5154 (1)	350	0.22	306	3.40	0.32	324	8.9	0.25	0.13
5154 (2)	335	0.20	295	4.66	0.37	309	8.8	0.26	0.10
A3M	325	0.16	306	2.90	0.24	309	4.3	0.20	0.06
A5M	348	0.20	315	3.05	0.28	336	13.6	0.21	0.15

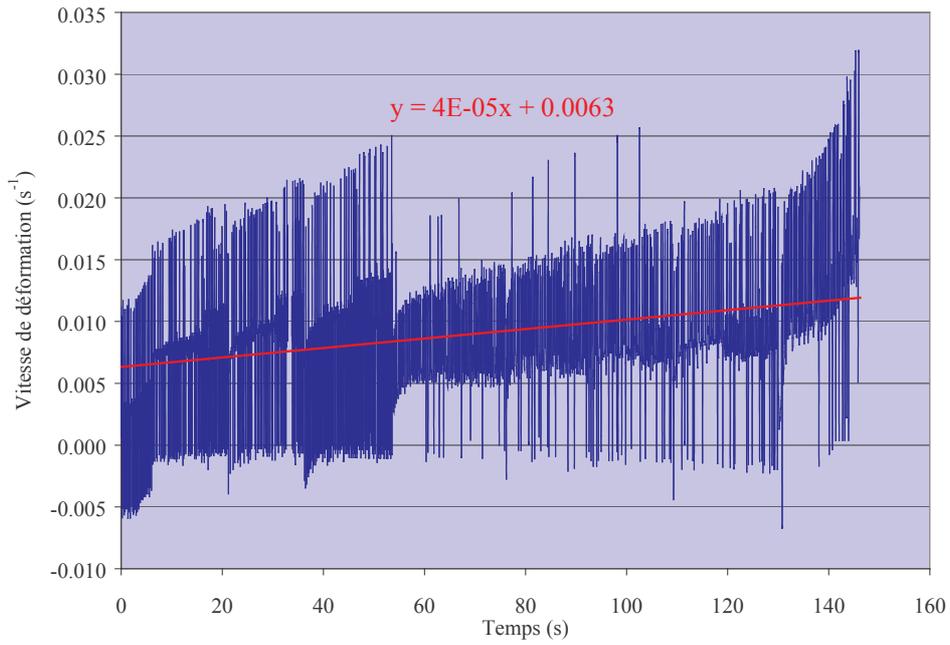


Figure III.9 - Vitesse de déformation équivalente en fonction du temps pour l'alliage 5154 (1), courbe de tendance linéaire.

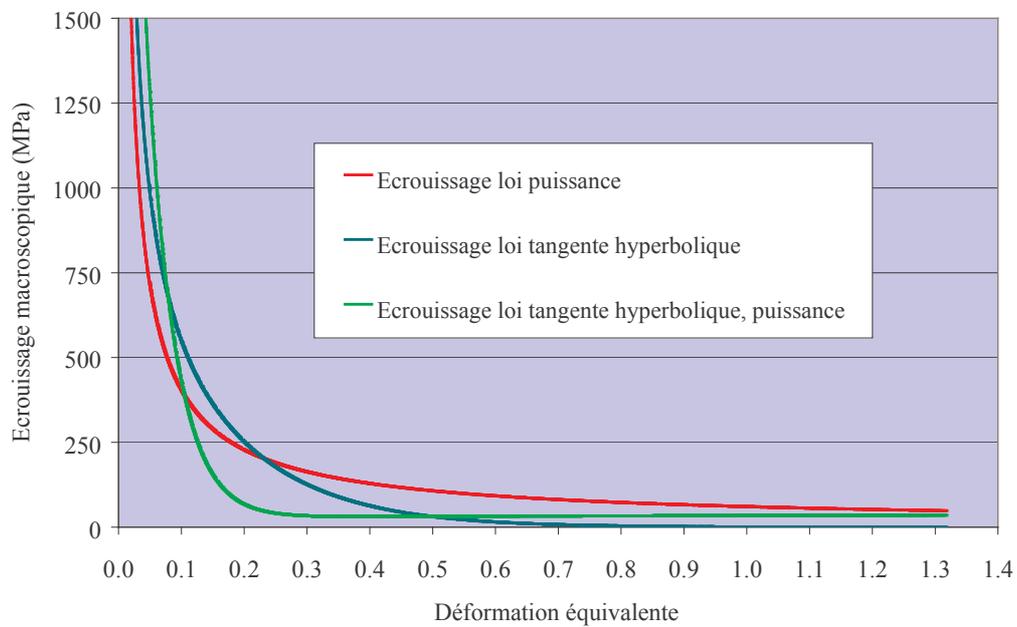


Figure III.10 - Modélisation de l'écroissage macroscopique de l'échantillon 5154 (1), en loi puissance, loi tangente hyperbolique et loi tangente hyperbolique, puissance.

Deux ensembles de paramètres sont fournis pour l'alliage 5154 montrant la bonne reproductibilité des essais. Pour les deux autres alliages, des fluctuations importantes peuvent être constatées; elles seront imputées à la structure particulière et hétérogène.

III.2.3 Ecrouissage macroscopique :

L'écrouissage macroscopique du matériau est la pente de sa courbe contrainte-déformation :

$$H = \frac{d\mathcal{T}_{VM}}{d\tilde{\varepsilon}} \quad (\text{III.4})$$

Comme indiqué sur la figure III.9, montrant l'évolution de la vitesse de déformation équivalente, l'estimation d'une dérivée, même si la tendance est correcte, à partir de données expérimentales, s'avère peu fiable. Nous avons donc opté pour une dérivation des lois modèles, figure III.10, notre préférence étant déjà mentionnée.

Des trois lois de comportement macroscopique modèles, équations III.1, III.2 et III.3, il est possible d'obtenir trois expressions de l'écrouissage macroscopique des échantillons. La remarque sur la reproductibilité des essais nous conduit à ne conserver que le cas de l'alliage 5154.

Ecrouissage à partir de la loi puissance :

$$H^P = K_p n_p \tilde{\varepsilon}^{(n_p-1)} \quad (\text{III.5})$$

Ecrouissage à partir de la loi tangente hyperbolique :

$$H^{TH} = K_{TH} C_{TH} n_{TH} \left(\frac{1 - [\tanh(C_{TH} \tilde{\varepsilon})]^2}{[\tanh(C_{TH} \tilde{\varepsilon})]^{(1-n_{TH})}} \right) \quad (\text{III.6})$$

Ecrouissage à partir de la loi tangente hyperbolique, puissance :

$$H^{THP} = K_{THP} \left[C_{THP} \tilde{\varepsilon}^{n_{THP2}} n_{THP1} \left(\frac{1 - [\tanh(C_{THP} \tilde{\varepsilon})]^2}{[\tanh(C_{THP} \tilde{\varepsilon})]^{(1-n_{THP1})}} \right) + n_{THP2} \tilde{\varepsilon}^{(n_{THP2}-1)} [\tanh(C_{THP} \tilde{\varepsilon})]^{n_{THP1}} \right] \quad (\text{III.7})$$

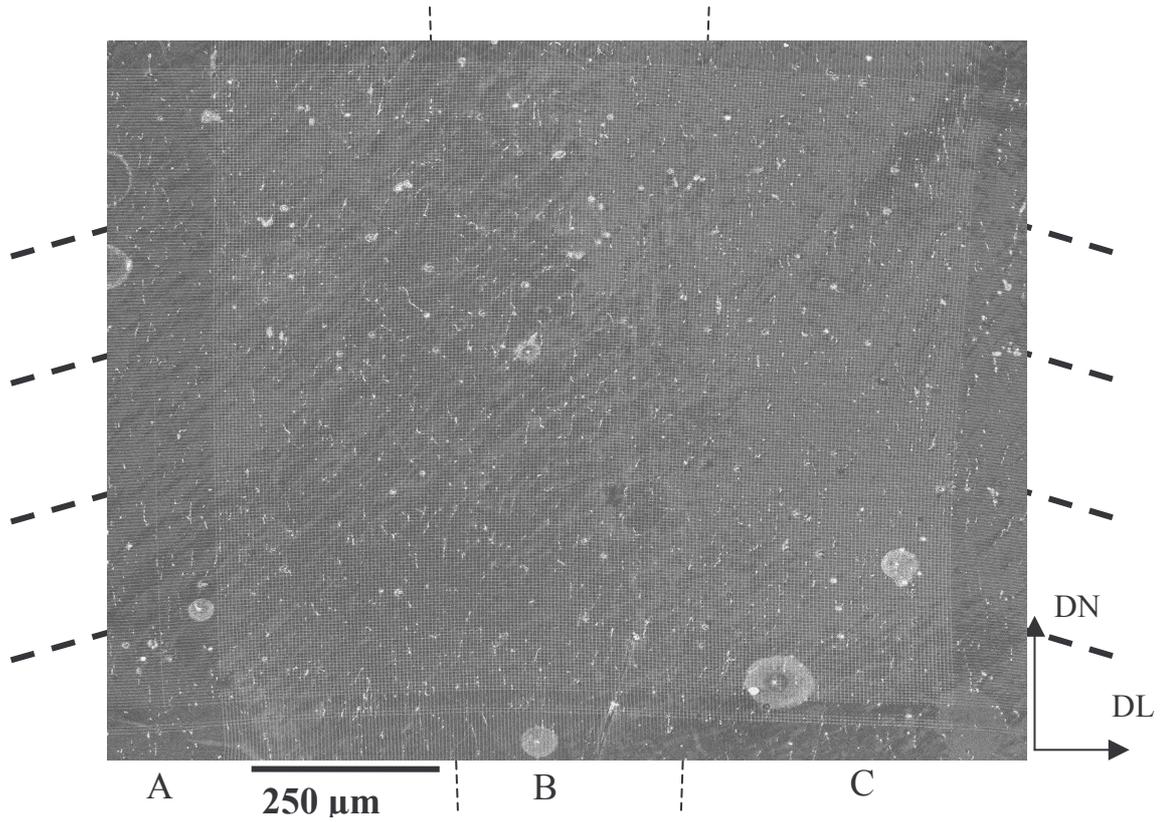


Figure III.11 – Microgrille 2 sur A5M après 10% de réduction macroscopique.

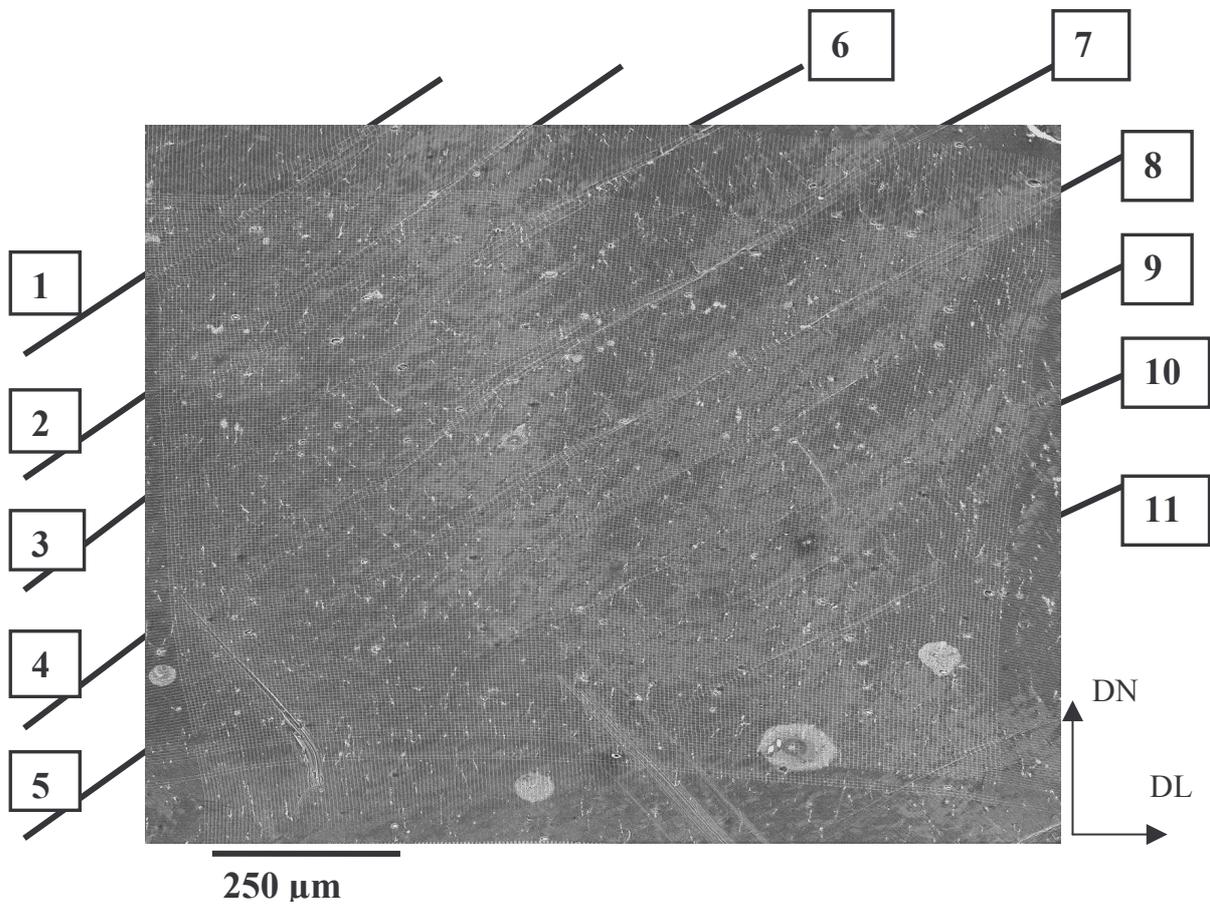


Figure III.12 – Microgrille 2 sur A5M après 19% de réduction macroscopique.

III.3 Déformation hétérogène :

Les matériaux étant caractérisés macroscopiquement, l'intérêt se porte à présent sur la localisation, tout d'abord dans un grain millimétrique, puis au sein de l'agrégat.

Comme mentionné précédemment, la compression des échantillons est effectuée par incréments. A l'état initial et après chaque passe, sont acquises d'une part des images haute résolution (4k×4k) des microgrilles apposées sur la face longitudinale et d'autre part les orientations cristallines locales par la technique EBSD.

III.3.1 Localisation dans un grain millimétrique :

L'hétérogénéité de taille de grains dans les alliages A3M et A5M, apparue tout d'abord comme pénalisante, s'est avérée en définitive des plus intéressantes. Plus que l'inhomogénéité, c'est la présence de grains de forte dimension qui a permis l'observation du phénomène présenté dans cette section (Chapelle et Darrieulat [2002]). A la différence des précédents résultats, l'analyse qui suit fait intervenir tant l'utilisation qualitative et quantitative des grilles que l'acquisition locale de l'orientation du réseau cristallin. Elle se focalise sur la microgrille 2 (figure III.1) d'un échantillon A5M recouvrant une portion de grain millimétrique.

III.3.1.1 Formation des bandes :

Dans cette zone particulière constituée d'un grain millimétrique, la localisation en bandes de cisaillement se manifeste de manière particulièrement précoce, confirmant les conclusions établies par Fargette et Whitwham [1974] sur l'effet de la taille de grain.

Les images acquises en microscopie électronique permettent le suivi de la forme générale de la zone, et l'observation de la formation des bandes entre 10 et 19% de réduction. La figure III.11 montre l'aspect de la grille, initialement régulière, après une réduction macroscopique de 10%. A ce stade, aucune localisation n'est manifeste mais, pour autant, la déformation n'est pas homogène et le domaine est visiblement en "flexion" comme indiqué par les lignes discontinues. Notons qu'une déformation uniforme, sur un plan local, aurait transformé chaque élément carré de grille en un rectangle allongé suivant DL.

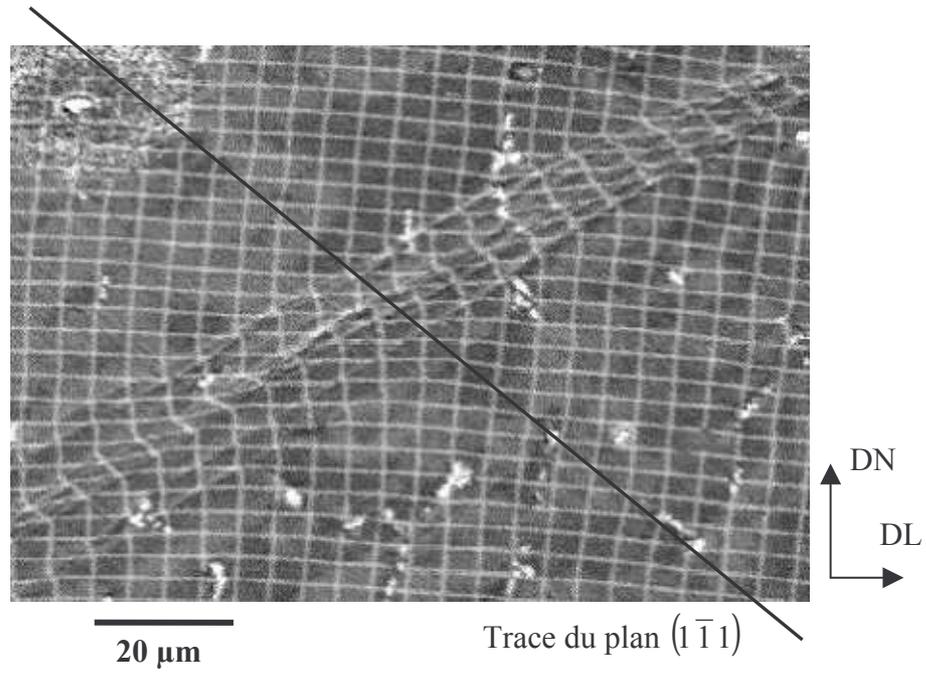


Figure III.13 – Agrandissement sur une bande de localisation.

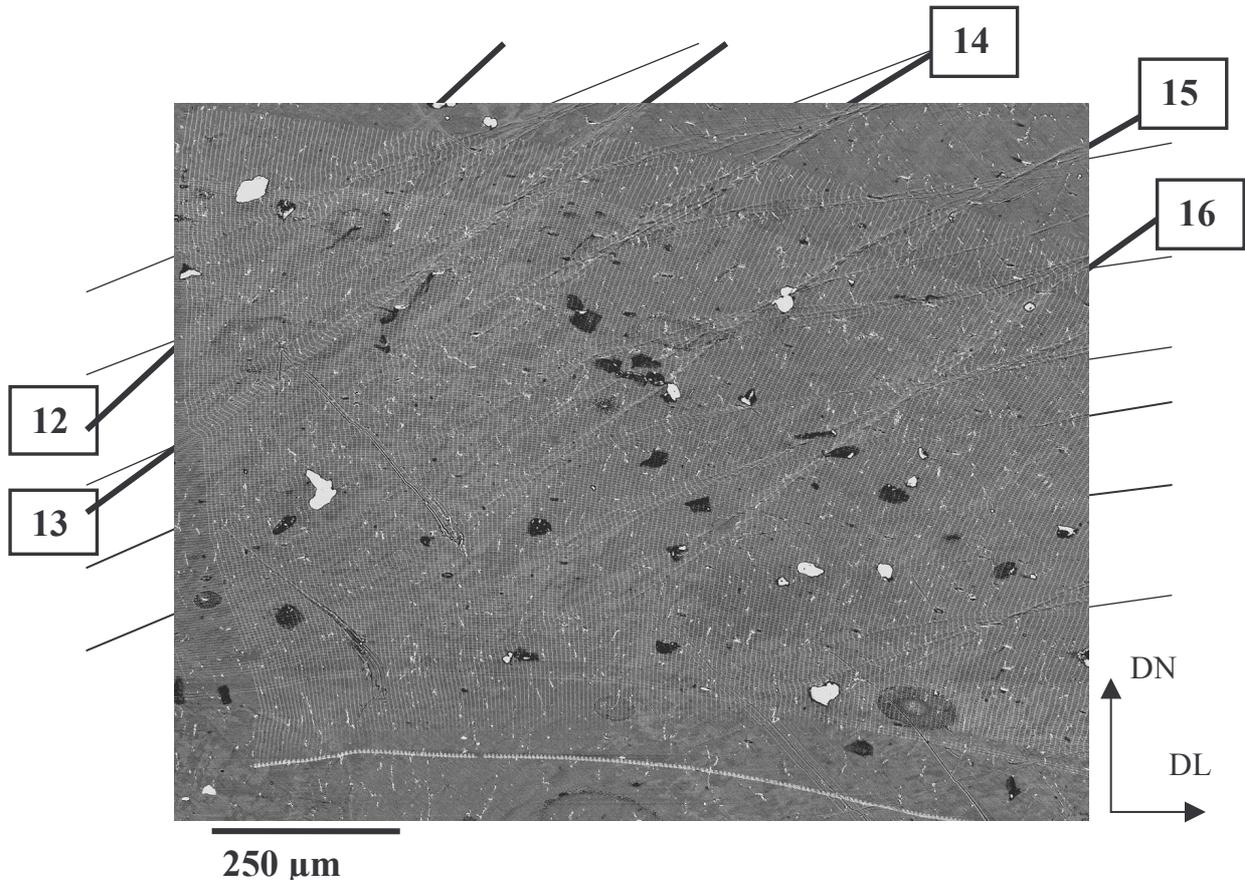


Figure III.14 – Microgrille 2 sur A5M après 28% de réduction macroscopique.

Ce comportement peut dénoter l'influence des grains voisins sur l'accommodation de la déformation. En effet, dans le cas d'un monocristal d'orientation S –orientation déterminée par EBSD dans la section III.3.1.2 - il est attendu un cisaillement homogène ϵ_{13} .

Dès le deuxième incrément conduisant à une réduction de 19%, une localisation en bandes est parfaitement identifiable, alors que dans la littérature, les auteurs s'accordent sur une réduction d'environ 40% avant que le phénomène ne se manifeste. Toutefois, il s'agit là, pour autant qu'on puisse en juger, d'une localisation intragranulaire. La figure III.12 montre la grille après ce deuxième incrément, grille grâce à laquelle on identifie une dizaine de bandes où un cisaillement intense s'est produit. L'inclinaison de ces bandes est comprise entre 20 et 35° par rapport à la direction de laminage. Par ailleurs, elles ne traversent complètement ni la zone d'étude, ni le grain, et s'achèvent sur une zone plus large d'accommodation. Plus directement significatives sont les désorientations de ces bandes intragranulaires, table III.4, lorsqu'elles traversent les trois domaines A, B et C (figure III.11). Dans ces domaines, où la déformation semble plus uniforme, l'orientation des bandes est relativement plus constante. Dans la partie repérée A, l'inclinaison moyenne des bandes est de 35°, dans B de 28° et dans C de 24°, ce qui correspond à une déviation de 7° puis de 4°, entre A et B puis entre B et C. Il n'est pas possible pour l'instant d'affirmer si ces bandes sont apparues dans cette configuration ou si elles se sont inclinées différemment suivant les domaines alors que la déformation se poursuivait.

Table III.4 - Inclinaison des bandes de cisaillement par rapport à DL en degrés.
Ces bandes sont numérotées sur les figures III.13 et III.15.

BANDE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
° / DL (19%)	33	34	40	38	33	28	28	28	27	24	24	*	*	*	*	*
Moyenne			35					28			24					
° / DL (28%)	23	20	25	26	20	9	9	9	11	7	8	40	37	30	34	37
Moyenne			23					10			8			35		

Une autre caractéristique fondamentale de cette localisation est sa grande périodicité. Les bandes sont régulièrement espacées d'environ 200 µm et ont une largeur comprise entre 10 et 20 µm. La figure III.13 montre un agrandissement d'une des bandes; tout comme Harren et al. [1986], observant un alliage Al-2.8%Cu après déformation, on pourrait être tenté de voir la bande comme une succession de fines lamelles de 0.1 µm, fortement cisillées, et

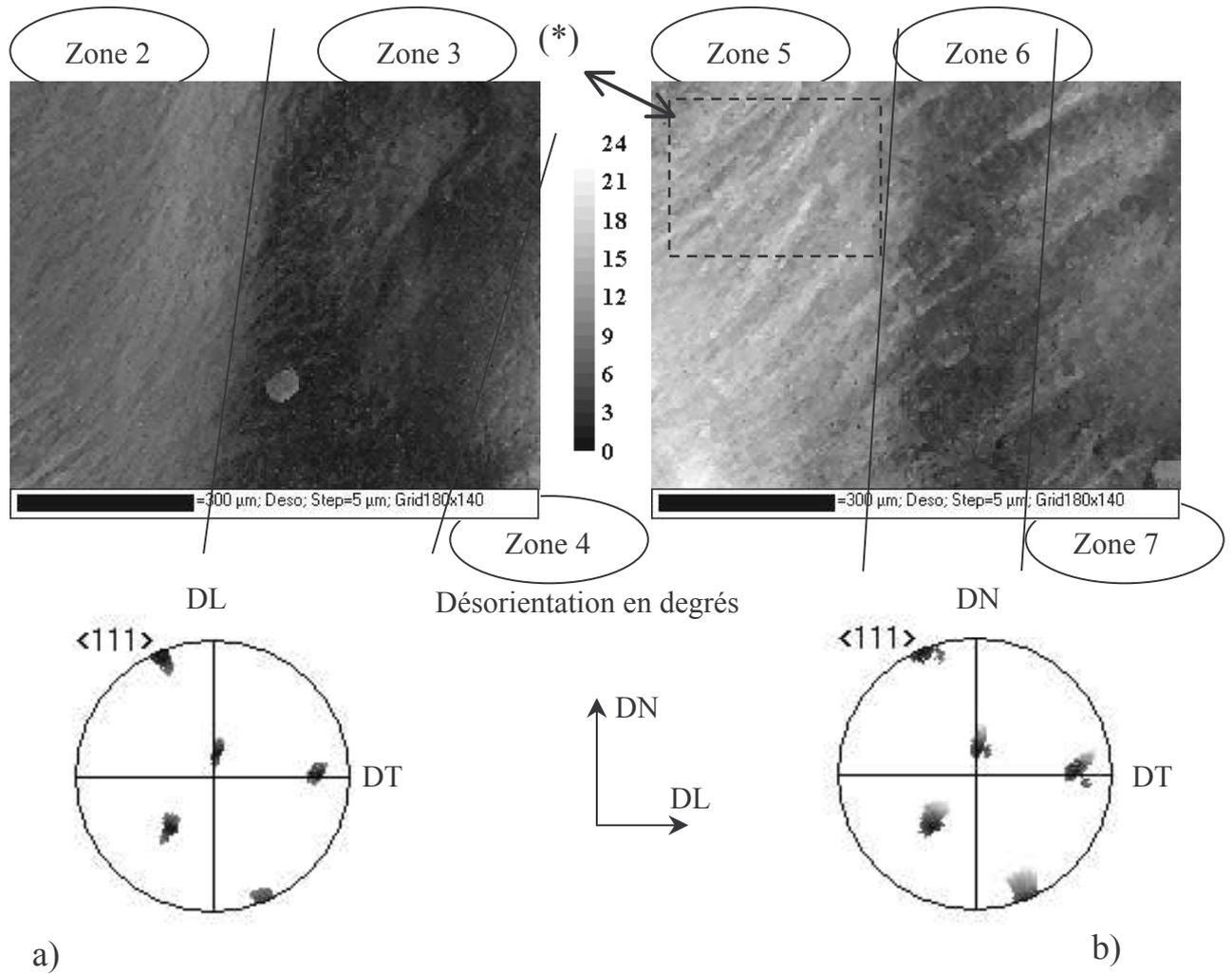


Figure III.15 - Cartes d'orientations cristallines acquises par EBSD et figures de pôles $\langle 111 \rangle$ d'ensemble : a) après 10 % de réduction, b) après 19 %. En niveaux de gris sont représentées les désorientations par rapport à l'orientation initiale. Le rectangle en trait hachuré est la zone étudiée plus loin au moyen du MEB FEG.

régulièrement espacées de 0.8 μm . Mais, actuellement, cet examen de surface ne permet pas d'identifier la structure réelle des lignes observées.

La figure III.14 montre la zone d'étude après un incrément supplémentaire de déformation, soit une réduction de 28%. Un autre ensemble de bandes induisant également un intense cisaillement se forme avec une inclinaison proche de 35° par rapport à DL. Ces bandes coupent les précédentes, toujours bien visibles et prolongées par de fines lignes, dont l'inclinaison décroît du fait de l'écoulement plastique et de la rotation de corps solide autour de DT. Le phénomène demeure périodique, mais cette fois, il ne semble pas y avoir de changement d'inclinaison suivant les zones.

III.3.1.2 Orientations cristallines :

C'est par la technique EBSD qu'est révélée la caractéristique particulière de la zone d'étude. En effet, la cartographie d'orientations cristallines réalisée sur la zone où est apposée la grille 2 montre que l'orientation y est unique, proche de S $(\bar{1}\bar{2}3)[634]$ (désorientation d'environ 8°) avec une dispersion inférieure à 5° .

Après une réduction de 10%, les mesures d'orientation permettent d'identifier une précoce subdivision du grain. La carte peut alors être divisée en sous-zones, auxquelles sont attribuées des orientations moyennes en angles d'Euler, prenant en compte l'évolution propre à chaque région. La figure III.15 donne les cartographies d'orientations cristallines ainsi que les figures de pôles $\langle 111 \rangle$ correspondantes; en niveaux de gris est représentée la désorientation par rapport à l'orientation initiale du grain. La table III.5 répertorie les angles d'Euler moyens par zone. On note que la zone 4 (Z.4), qui apparaît sur la cartographie après 10% de réduction, disparaît de la zone d'indexation pour 19% de réduction et que la zone 1 (Z.1) désigne l'état initial du domaine.

Table III.5 - Orientations moyennes en angles d'Euler. Les zones sont indiquées sur les figures III.15a, (10% de réduction), III.15b, (19% de réduction) et III.18, pour SB1 et SB2.

	Z. 1	Z. 2	Z. 3	Z. 4	Z. 5	Z. 6	Z. 7	SB1	SB2
φ_1	53	48	50	60	40	49	55	27	31
ϕ	39	33	37	43	30	35	32	27	25
φ_2	62	70	66	54	80	65	64	5	0

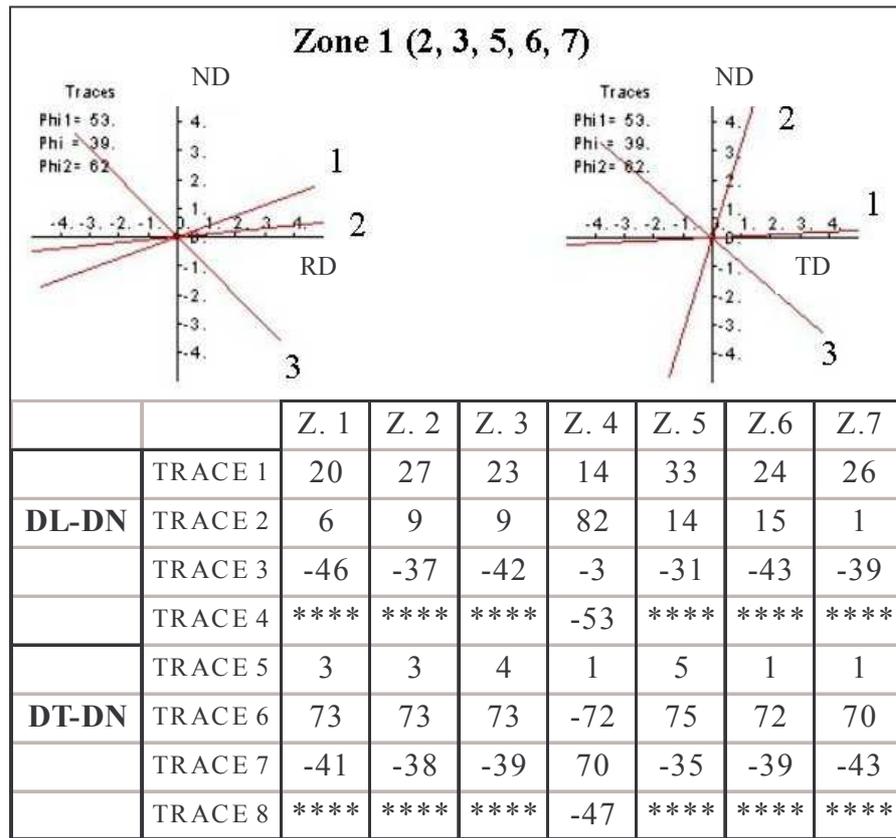


Figure III.16 - Représentation et valeurs de l'inclinaison des traces de plan de glissement sur les sections longitudinale (DL-DN) et transversale (DT-DN) en degrés, respectivement par rapport à DL et à DT. 1 : (111), 2 : ($\bar{1}11$), 3 : ($1\bar{1}1$), 4 : ($11\bar{1}$).

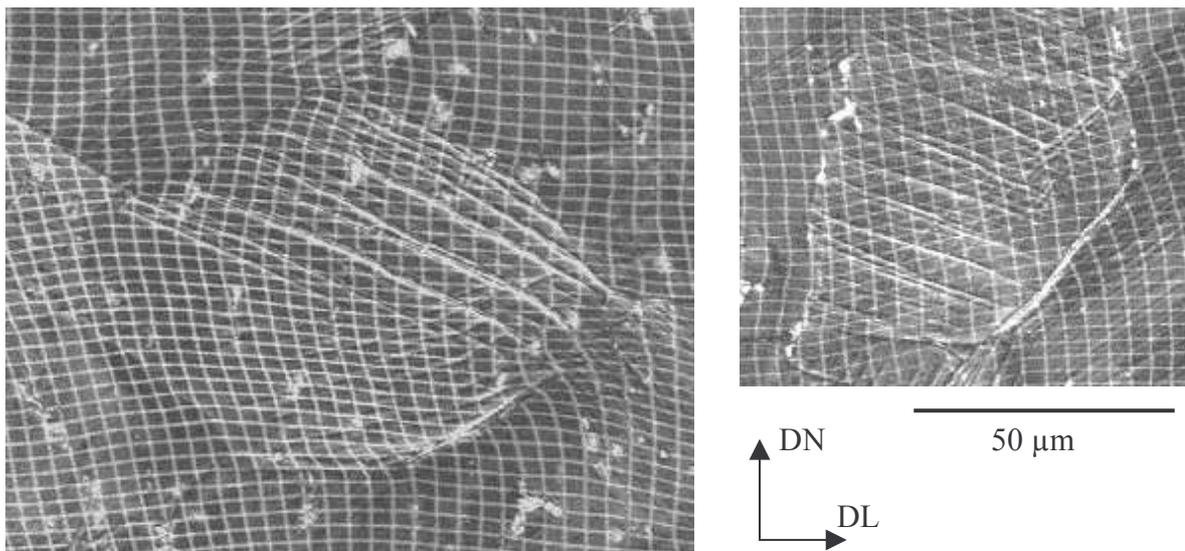


Figure III.17 - Focalisation sur zone de taille de grains voisine de 100 μm : des ‘microbandes’ de cisaillement apparaissent également laissant supposer un effet d’échelle.

Cette subdivision implique que le chemin de déformation n'est pas homogène dans le grain. L'état de déformation est voisin de la compression bien que l'on ait mis en évidence une "flexion". Afin de lister les systèmes potentiellement activés sur la zone d'étude, on fait l'hypothèse que l'ensemble du grain est soumis à une compression plane. On trouve alors que le sommet activé, en hypothèse de Taylor, sur le polyèdre de Bishop et Hill (Cf. Chapitre IV) est de type D, il s'agit du sommet 49. Seule la zone 4 semble se comporter différemment, c'est-à-dire qu'elle voit s'activer un sommet d'une autre classe pour laquelle 8 systèmes de glissement sont potentiellement actifs, ce qui explique les quatre traces de plans de glissement indiqués sur la figure III.16. L'angle solide important du type de sommets D (Fortunier et Linhart [1989]) fait que l'existence de composantes de "flexion" ne remet pas en cause le résultat. Sous ces conditions, il est possible d'identifier les systèmes potentiellement activés, il s'agit des systèmes : (1, 9, 10, 14, 20 et 24) avec les notations que l'on peut trouver en annexes IV.1 et IV.4. La figure III.16 donne les inclinaisons des traces des trois plans de glissement (111) , $(\bar{1}11)$ et $(1\bar{1}1)$ sur les plans DL-DN et DT-DN. Si l'on se réfère à nouveau à la figure III.13, on constate qu'initialement le glissement s'effectue sur le plan $(1\bar{1}1)$ et que la trace des autres plans n'est observée que lorsqu'il y a localisation. Cette identification met en lumière une forte corrélation entre la localisation et les plans des glissements octaédriques, induisant un caractère cristallographique.

Pour Korbel et Martin [1986], dans la séquence d'évènements qui conduit à la formation de macrobandes de cisaillement, on trouve d'abord les microbandes dont les directions coïncident avec les plans cristallographiques $\{111\}$. Ces auteurs changent ensuite leur dénomination lorsque les bandes perdent leur caractère cristallographique, au moment de la traversée des joints de grains : ils parlent alors de macrobandes. Dans les alliages Al-Mg, on trouve généralement une épaisseur de 0.1 μm pour les microbandes et 5 μm et au-delà pour les macrobandes.

Selon la terminologie de Korbel [2002], les bandes observées sur ce grain millimétrique ne sont pas des microbandes. Cependant, tout comme la taille des grains joue sur la précocité d'apparition du phénomène, elle joue sur sa dimension. Dès lors, on est en droit de se demander si les observations faites sur des grains d'environ 100 μm de diamètre, figure III.17, et celles effectuées sur le grain millimétrique ne constituent pas la manifestation d'un seul mécanisme d'accommodation de la déformation à des échelles différentes.

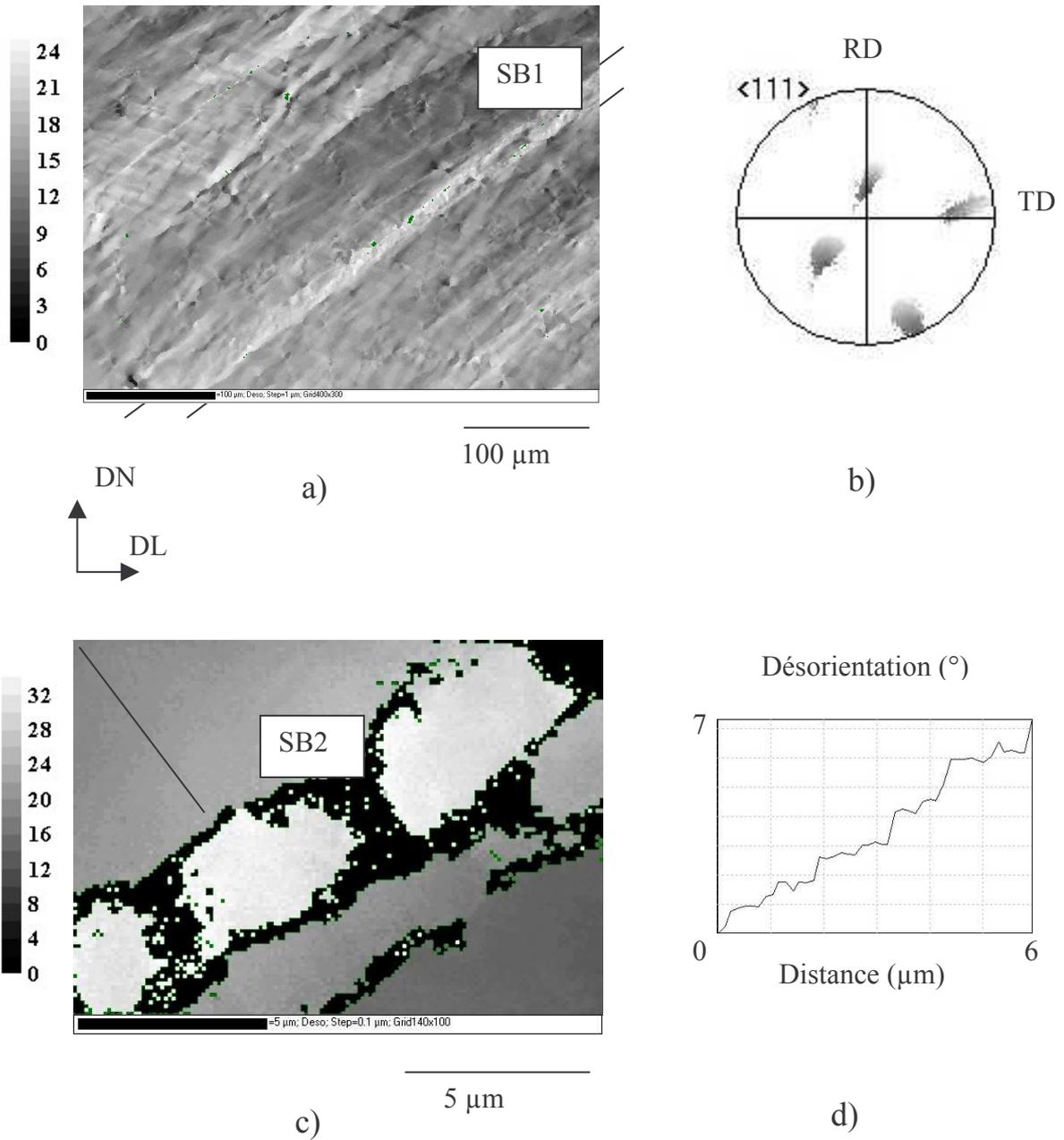


Figure III.18 - Focalisation sur la zone (*) (figure III.16) et sur une bande :
 a) carte de désorientation en niveaux de gris, b) figure de pôle de la zone (*),
 c) grossissement sur la bande, les régions noires ne sont pas indexées
 (forte densité de dislocations), d) profil de désorientation le long de la ligne représentée en c).

Ce qui les différencie est sans doute la quantité d'énergie à dissiper et le volume impliqué dans cette dissipation. La table III.6 donne une estimation des caractéristiques dimensionnelles du phénomène de localisation en fonction des tailles de grain.

Table III.6 – Influence de la taille des grains sur les caractéristiques dimensionnelles de la localisation.

Diamètre des grains (μm)	100	1000
Largeur des bandes (μm)	~ 1	10
Espacement entre les bandes (μm)	~ 10	200

En dépit de cette question d'échelle, il n'y a aucun doute sur la coïncidence entre le premier ensemble de bandes et la trace du plan de glissement (111). Ceci induit une accommodation de la déformation par deux systèmes de glissement coplanaires $(111)[01\bar{1}]$ et $(111)[10\bar{1}]$ à l'intérieur de la bande. La résultante –si les deux systèmes glissent avec la même vitesse- est un cisaillement $(111)[11\bar{2}]$ également constaté par Paul et al. [2001] sur un monocristal d'aluminium d'orientation Cuivre, en contrainte plane.

Ce caractère cristallographique justifie en partie les changements d'orientation des bandes d'une zone à l'autre. En effet, les orientations des traces des plans de glissement directement liées aux orientations locales du réseau après 10% de réduction varient d'une zone à l'autre. Notons que le plan (111) est incliné approximativement à 30° par rapport à DL et est faiblement désorienté par rapport à DT. Dans les zones 5, 6 et 7, la trace du plan (111) est inclinée respectivement de 33° , 24° et 26° pour une mesure d'orientation de la localisation sur les images MEB de respectivement 35° , 28° et 24° . La concordance toute relative des deux dernières valeurs est attribuée à la procédure expérimentale et à l'estimation de l'orientation moyenne du réseau.

Le second ensemble de bandes semble également correspondre au plan (111) mais, cette fois, du fait des perturbations importantes occasionnées par toutes ces localisations, la corrélation est plus délicate.

Enfin, des mesures plus fines exploitant la résolution accrue du FEG sont réalisées sur la zone repérée sur la figure III.15 par le symbole (*), après une nouvelle préparation de surface, dont le premier rôle est la suppression du relief. Que ce soit sur la figure III.18a ou III.18c, les bandes et leurs caractéristiques sont parfaitement identifiables. Pour ce genre d'analyse même le FEG a ses limites, et les zones noires sont des zones non indexées : le diagramme de Kikuchi est généralement flou et présente au mieux une superposition de plusieurs diagrammes que le traitement automatique ne peut résoudre, révélant une microstructure très fine et/ou une forte densité de dislocations. L'aspect cellulaire présenté par la figure III.18c n'est sans doute qu'un artefact. Ainsi, on retiendra surtout l'orientation particulière du réseau à l'intérieur des bandes SB1 et SB2 (table III.5). Le profil de désorientation, figure III.18d, montre une forte courbure du réseau au voisinage de la bande.

La table III.7, dans laquelle sont portées les désorientations des zones identifiées précédemment par rapport à des composantes idéales, montre une stabilité globale somme toute attendue du fait de la déformation relativement faible, excepté pour l'orientation intrabande qui montre une désorientation croissante avec les composantes Cuivre et S, orientations stables en compression. Même si la fraction volumique des bandes demeure faible, elle pourrait néanmoins avoir une influence significative sur l'évolution de la texture cristallographique.

Table III.7 - Désorientations des diverses zones par rapport à des orientations idéales.

Désorientation	Z. 1	Z. 2	Z. 3	Z. 4	Z. 5	Z. 6	Z. 7	SB1	SB2
CUBE	46	43	45	49	42	42	43	42	40
GOSS	37	37	36	42	36	35	40	36	37
LAITON	19	18	18	25	16	20	21	19	20
CUIVRE	26	25	26	25	28	27	22	33	31
TAYLOR	27	24	27	28	25	27	21	28	27
S	8	8	7	11	12	9	6	20	18

III.3.1.3 Cartes de déformation :

Les images haute résolution ont été mises à contribution afin d'établir des cartes de déformation selon l'analyse développée dans le Chapitre II. Les diverses composantes du tenseur des déformations de Green-Lagrange ou d'Euler-Almansi sont tracées en utilisant les fonctionnalités du logiciel Surfer.

La figure III.19a montre la rotation de corps solide en degrés (RCS), autour de DT, après une réduction de 10%. L'attention est attirée sur le changement de signe de cette rotation –remarque identique pour le cisaillement \mathcal{E}_{13} -entre la partie gauche et la partie droite de la zone, confirmant la "flexion" globale. Les autres composantes ne montrent pas de dispersion significative.

Après 19% de réduction, figure III.19b, la rotation de corps solide suit une tendance très marquée et opposée entre les bandes et la matrice. Ce constat est ensuite mis à profit pour estimer les composantes moyennes de déformation entre la matrice et les bandes. Dans cette analyse, les bandes sont les régions qui subissent une rotation de corps solide supérieure à 30°. La figure III.19c montre une forte croissance de la composante \mathcal{E}_{11} dans les zones de localisation. Il est primordial de signaler que, dès que la localisation se manifeste, les mesures de déformation interne aux bandes sont à considérer avec précaution. D'une part, bien souvent la détermination des points analogues entre deux configurations dans des zones très perturbées se fait à l'appréciation de l'opérateur, d'autre part, c'est en général dans ces mêmes zones que la déformation n'est pas plane ($\det(\mathcal{F}) \neq 1$), ce qui illustre une des limites de la méthode.

Toutefois, les valeurs moyennes, table III.8, ainsi obtenues, entre matrice et bandes, amènent deux remarques intéressantes. D'abord, la déformation se poursuit hors des bandes, dans la matrice, puis, le chemin de déformation dans les bandes semble plus complexe qu'un cisaillement pur. Les composantes d'élongation \mathcal{E}_{11} et de compression \mathcal{E}_{33} sont effectivement très importantes dans ces zones.

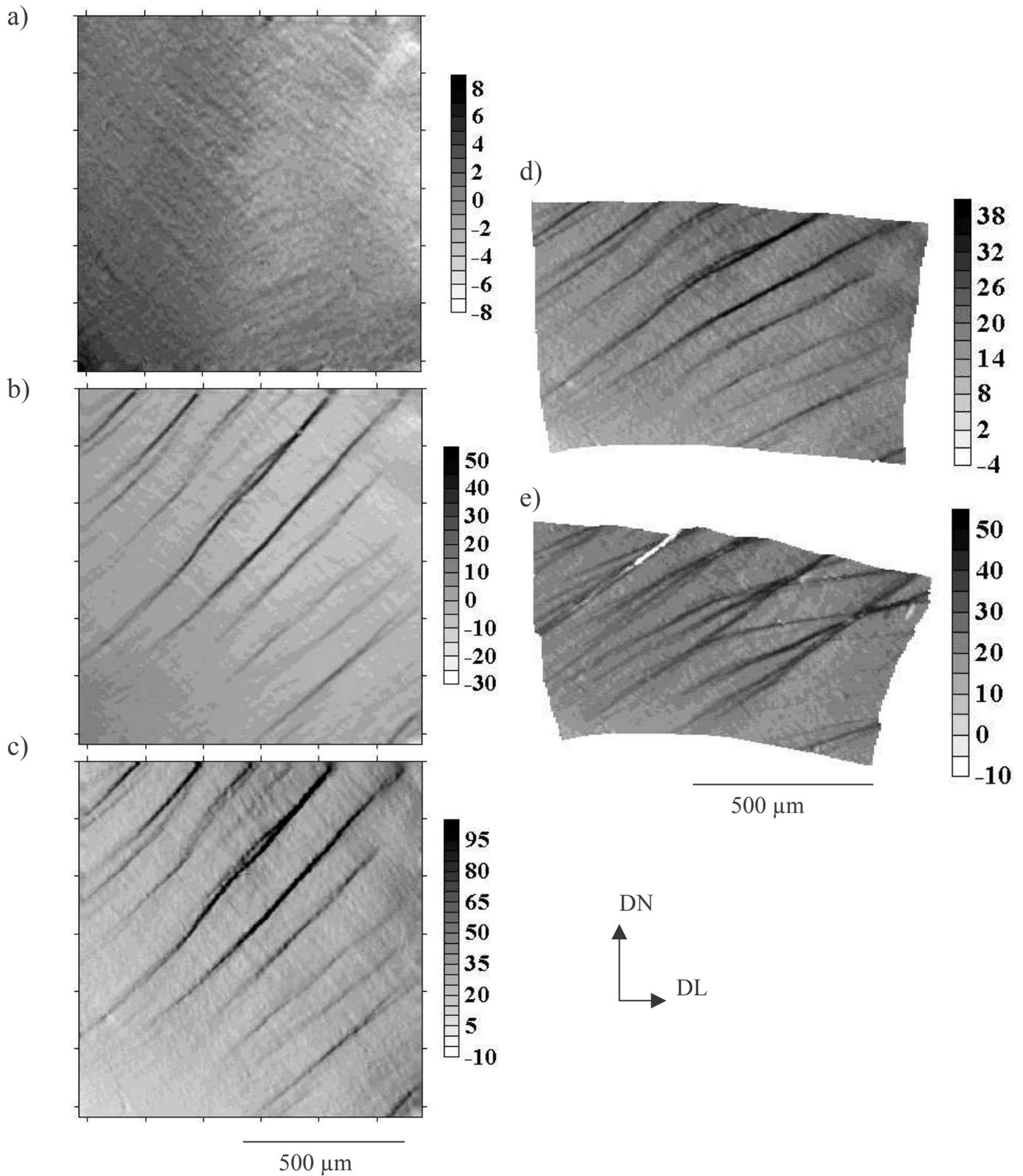


Figure III.19 - Cartes de déformation : a) rotation de corps solide (degrés) à 10 % de réduction macroscopique, b) rotation de corps solide à 19 %, c) composante \mathcal{E}_{11} (%) à 19 %, d) composante \mathcal{A}_{11} (%) à 19 %, e) composante \mathcal{A}_{11} (%) à 27 %. Dans la dernière carte l'ajustement d'échelle a occasionné un artefact sur la seconde bande de cisaillement.

Table III.8 - Composantes moyennes du tenseur de Green-Lagrange globales, dans la matrice et dans les bandes.

	19%			28%		
	GLOBAL	MATRICE	BANDES	GLOBAL	MATRICE	BANDES
\mathcal{E}_{11} (%)	32	32	112	73	67	209
\mathcal{E}_{33} (%)	-18	-18	-26	-25	-25	-30
\mathcal{E}_{13} (%)	-3	-3	-34	-6	-5	-44
RCS (°)	1	0	36	-2	-4	38

Les figures III.19d et III.19e donnent respectivement une représentation des composantes \mathcal{A}_{11} après 19% et 28% de réduction dans la configuration déformée, mettant l'accent sur les intenses cisaillements subis par la région, et sur le fait que la rotation de corps solide de l'ensemble aurait été plus marquée sans le phénomène de localisation. Ces cartographies soulèvent alors une autre remarque : comment ne pas envisager le phénomène comme une rupture le long des plans de forte densité atomique afin de prévenir la rotation autour de DT, rotation induite par l'activation des premiers systèmes de glissement (plan $(1\bar{1}1)$). En traction, la rupture est bien observée, mais en compression, la cohésion étant assurée, on parle de bandes de cisaillement ! Korbel et al. [1986] évoquent également cette notion de fissuration intragranulaire lors du laminage.

III.3.1.4 Remarques additionnelles :

Les précédents résultats constituent une réécriture des résultats présentés dans la publication dont il a déjà été fait mention. Les investigations se sont ensuite poursuivies apportant quelques éclaircissements et surprises grâce à l'emploi du MEB FEG.

Ainsi, la figure III.20 permet de mieux visualiser la réorientation particulière se produisant dans la bande lors du cisaillement. Cette réorientation semble amener le réseau vers la composante Cube tournée de 45°, $\{100\}\langle 011\rangle$, dans le cas où l'orientation initiale du grain est voisine de la composante S.

Enfin, la vitesse de déformation choisie étant faible, on n'envisage généralement pas d'échauffement conséquent au sein des bandes, en tout cas pas suffisant pour qu'il se produise

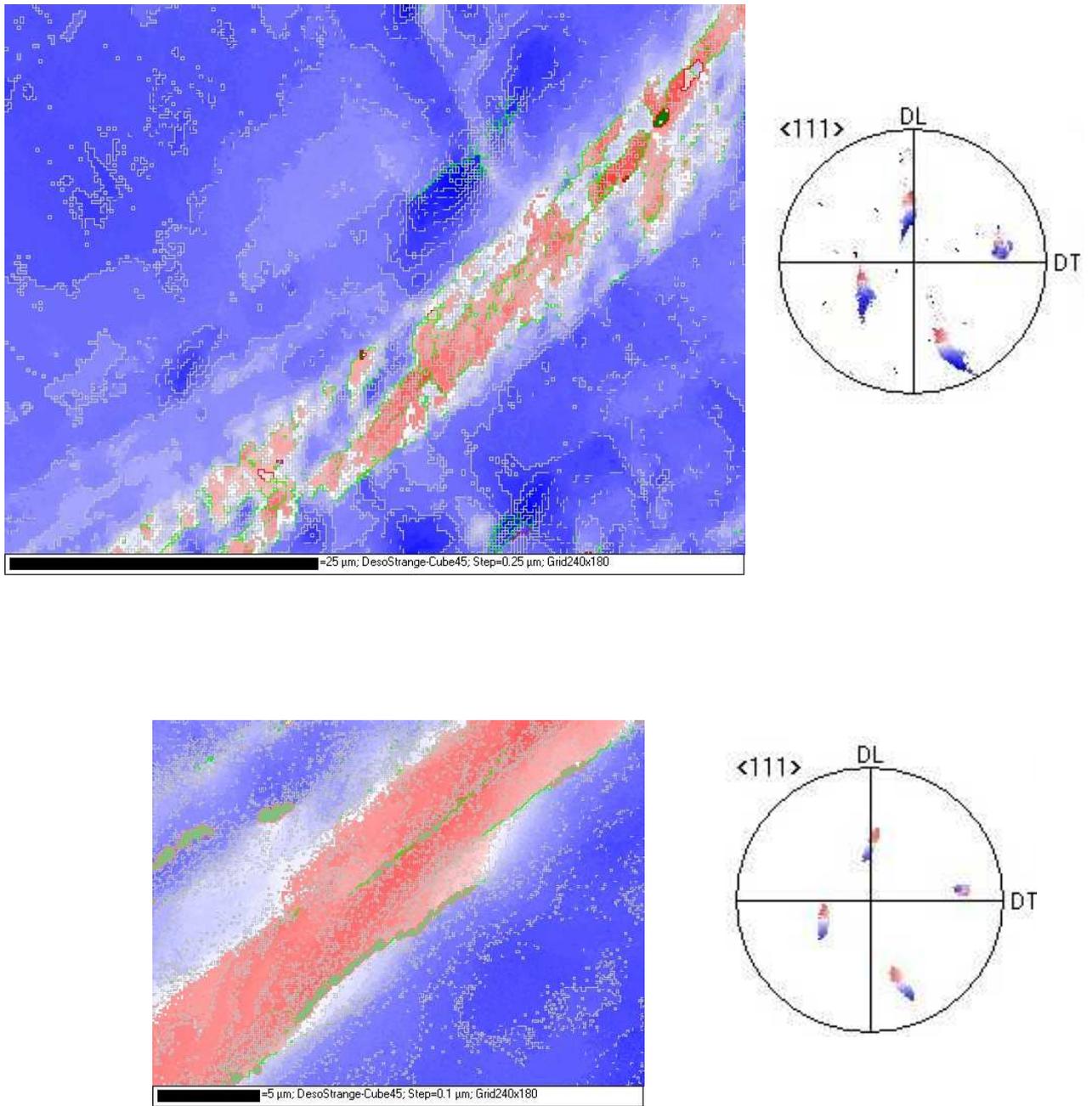


Figure III.20 - Mise en évidence de la rotation particulière du réseau dans la bande de cisaillement, vers Cube tourné de 45° , $\{100\}\{011\}$.

une genèse de nouveaux joints de grains fortement désorientés. Pourtant, certaines cartographies EBSD ont révélé la présence de cristallites de quelques μm^3 , dont l'orientation, différente de celle de la bande, a fait l'objet d'un contrôle minutieux après acquisition automatique. Leur présence nous semble irréfutable, et s'il ne s'agit pas d'une genèse de nouveaux joints engendrée par un échauffement local intrabande, il ne peut s'agir que de l'émergence de grains voisins après le polissage nécessaire à la suppression du relief. La figure III.21 illustre ce constat et fournit l'orientation de quelques 'cristallites' en angles d'Euler et indices de Miller approchés, table III.9, sans que soient mises en évidence des orientations spécifiques.

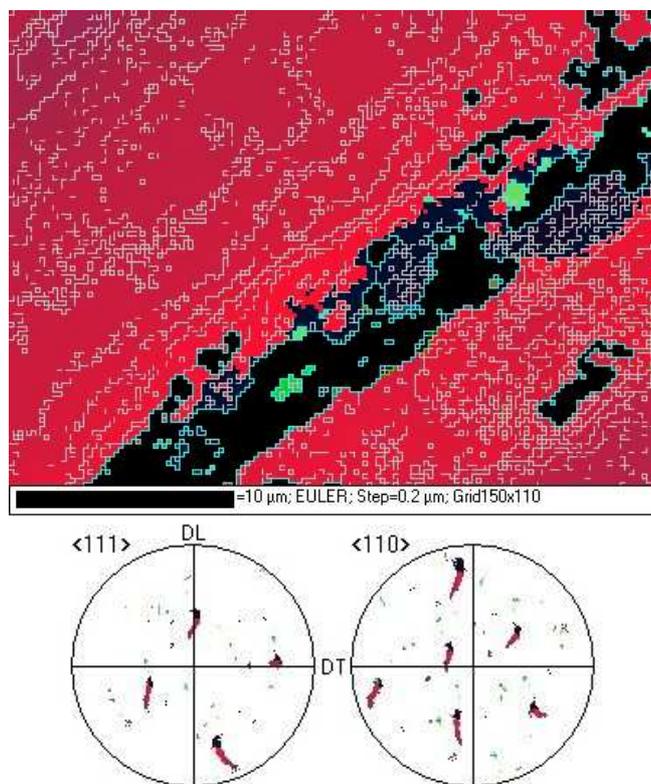


Figure III.21 - 'Cristallites' au sein d'une bande de cisaillement.

Table III.9 - Orientation des 'cristallites' en angles d'Euler et indices de Miller approchés.

Cristallite	φ_1	φ	φ_2	Indices de Miller approchés
1	171	17	29	$(124)[\bar{2}10]$
2	150	17	60	$(\bar{4}31)[215]$
3	186	23	87	$(010)[102]$
4	296	20	7	$(013)[23\bar{1}]$
5	312	36	38	$(112)[20\bar{1}]$
6	156	16	55	$(114)[\bar{9}51]$

III.3.2 Localisation dans l'agrégat :

III.3.2.1 Déformations modérées :

Nous désignons par 'déformations modérées' les compressions jusqu'à une déformation équivalente de 0.3 à 0.4 pour lesquelles aussi bien les cartographies EBSD que de déformations sont accessibles. Au-delà, les perturbations de surface (jusqu'à la disparition de la grille) et l'érouissage font que les techniques utilisées précédemment sont inopérantes.

La représentativité d'un domaine sur l'ensemble du comportement d'un matériau peut être évaluée par l'étude des composantes moyennes de déformation sur une zone. Pour les trois exemples envisagés ci-après, une microgrille en position 3 –Cf. III.1- sur A5M, une microgrille en position 3 sur 5154, notée 5154-1, et une microgrille en position 2 sur 5154, noté 5154-2, la taille du domaine d'étude rapportée à la taille de grains laissait présager une bonne représentativité des surfaces considérées. Toutefois, la déformation locale n'est comparable à la déformation macroscopique que jusqu'à 10% de réduction, lorsque les rotations moyennes de corps solide et les cisaillements moyens sont quasiment inexistantes. Ensuite, de grandes disparités peuvent se manifester suivant les domaines et les échantillons. Il n'y a que pour A5M que la zone d'étude est représentative jusqu'à 19% de réduction. Pour 5154-1, après 10% de compression, la déformation moyenne est inférieure à la déformation macroscopique alors que pour 5154-2, les composantes moyennes subissent une forte augmentation et la rotation de corps solide du domaine est déjà de -3° pour 19% de réduction. Pour ces deux alliages, cette tendance s'accélère lorsque l'essai se poursuit. Après 28% de réduction, la zone sur A5M tend à suivre la tendance évoquée pour 5154-2, après, semble-t-il, un temps de latence.

Table III.10 - Composantes moyennes sur zone d'étude (1 mm^2) pour trois incréments de déformation.

Déf. macro	10%				19%				28%			
	\mathcal{E}_{11} %	\mathcal{E}_{33} %	\mathcal{E}_{13} %	RCS ($^\circ$)	\mathcal{E}_{11} %	\mathcal{E}_{33} %	\mathcal{E}_{13} %	RCS ($^\circ$)	\mathcal{E}_{11} %	\mathcal{E}_{33} %	\mathcal{E}_{13} %	RCS ($^\circ$)
5154-1	10.2	-8.0	0.1	-0.56	16.0	-11.0	0.1	0.39	21.8	-13.8	-0.1	-0.27
5154-2	12.6	-9.3	-0.1	-0.27	31.3	-17.7	0.0	-2.97	57.2	-24.1	3.1	-9.78
A5M	11.2	-9.2	-0.8	-0.30	22.4	-15.5	-0.7	-0.35	41.9	-18.2	-0.7	-2.05

Pour ces déformations modérées, on n’observe pas de macrobandes au sens de Korbel. En effet, des bandes au contraste blanc sont souvent visibles mais elles demeurent localisées dans des grains. Les figures III.22, III.23 et III.24 illustrent l’évolution de forme de la grille après les trois incréments de réduction pour, respectivement, les microgrilles de A5M, 5154-1 et 5154-2. Pour chaque série, on vérifie que la grille conserve au cours de son évolution une forme quasi rectangulaire (au moins jusqu’au deuxième incrément), et on identifie, par ailleurs, trois grains présentant des lignes de localisation à fort contraste. L’orientation initiale des trois grains par série est extraite des cartographies EBSD, et tout comme pour le grain millimétrique, on détermine le sommet du polyèdre de Bishop et Hill, les systèmes activables et leurs traces sur les plans DL-DN, DT-DN. La table III.11 répertorie l’ensemble de ces données –exceptés les systèmes de glissement, données en annexe IV.4- ainsi que l’inclinaison mesurée des ‘lignes’ intragranulaires par rapport à DL.

Table III.11 - Orientation des grains (Euler), sommet activé sur le polyèdre de Bishop et Hill, inclinaison des traces des plans de glissement des systèmes potentiellement activés et inclinaison mesurée des ‘lignes’ intragranulaires. Le code de couleur met en relation les inclinaisons qui semblent coïncider.

	φ_1	φ	φ_2	Sommet	Traces DL-DN				Traces DT-DN				Mesures (°)
A5M (1)	70	47	61	33	11	80	-51	-42	10	-31	76	-49	20
A5M (2)	308	32	82	33	7	69	77	-33	-33	81	-17	31	-26
A5M (3)	277	25	85	33	-17	71	70	22	-35	68	-61	38	-20
5154-1 (1)	247	33	76	33	-25	84	54	19	-18	20	-75	43	-26
5154-1 (2)	75	21	14	37	22	-68	28	-63	-33	65	42	-53	28
5154-1 (3)	86	20	79	33	21	-80	-67	5	27	-69	70	-43	25
5154-2 (1)	282	16	38	49	-38	23	8	*	-3	-53	58	*	-36
5154-2 (2)	228	28	89	53	-36	37	16	*	-18	-76	37	*	-38
5154-2 (3)	252	25	59	53	-31	20	27	*	-3	-64	50	*	-33

Ces résultats amènent un certain nombre de réflexions :

- On peut quasi-systématiquement associer aux lignes observées en surface des grains une trace de plan de glissement et par conséquent un plan cristallographique. Deux raisons essentielles justifient certains désaccords plus marquées entre mesures et prédictions d’orientation : les acquisitions MEB et EBSD ne sont pas pratiquées sur les mêmes microscopes et les prédictions d’orientation sont obtenues à partir de l’orientation initiale des grains et non de leur orientation au moment de l’apparition du phénomène.

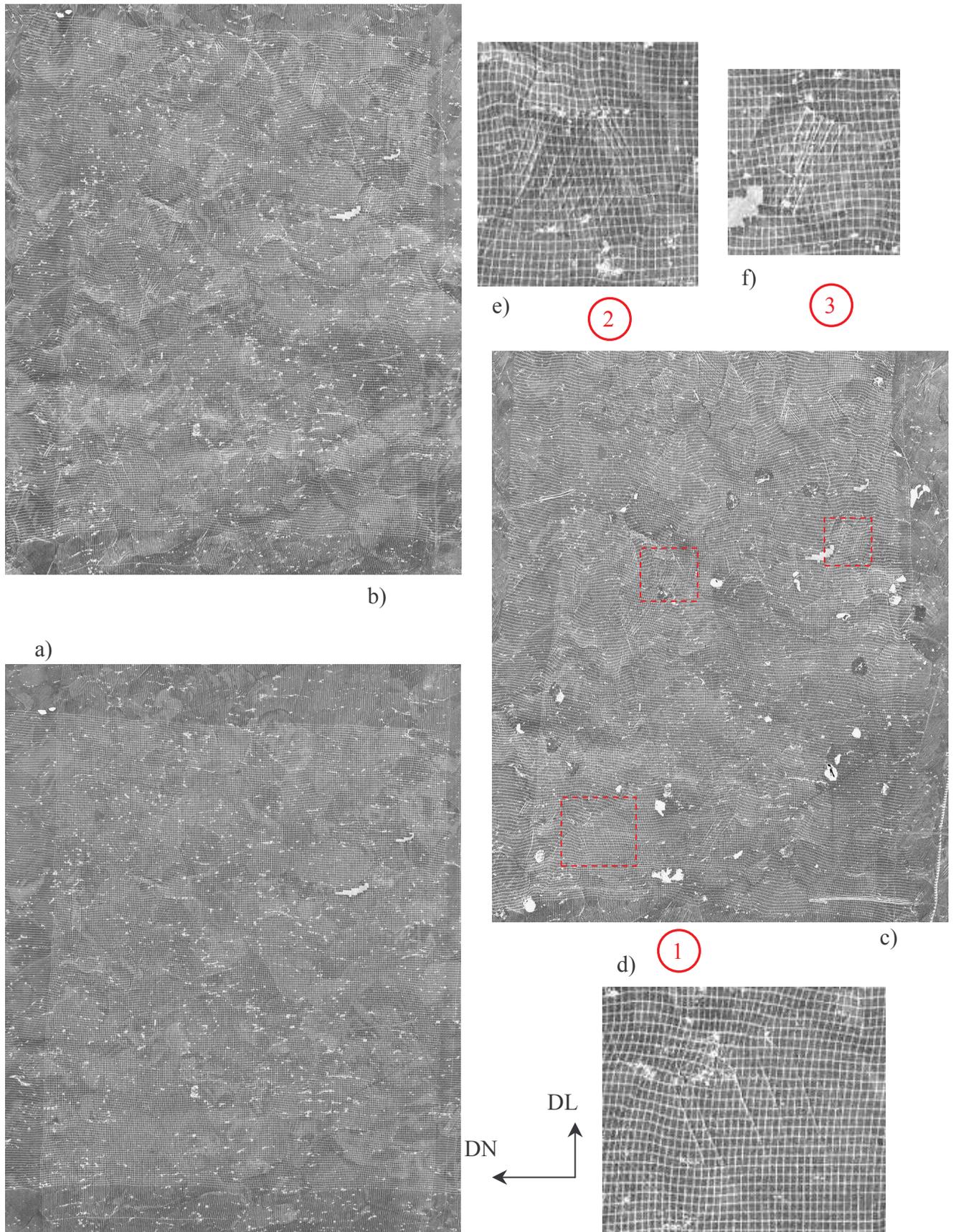


Figure III.22 - Evolution de la forme des grilles A5M (MEB) :
 a) après 10% de réduction macroscopique, b) 19%, c) 28%,
 d) agrandissement sur grain 1, e) grain 2 et f) grain 3.

250 μm
60 μm

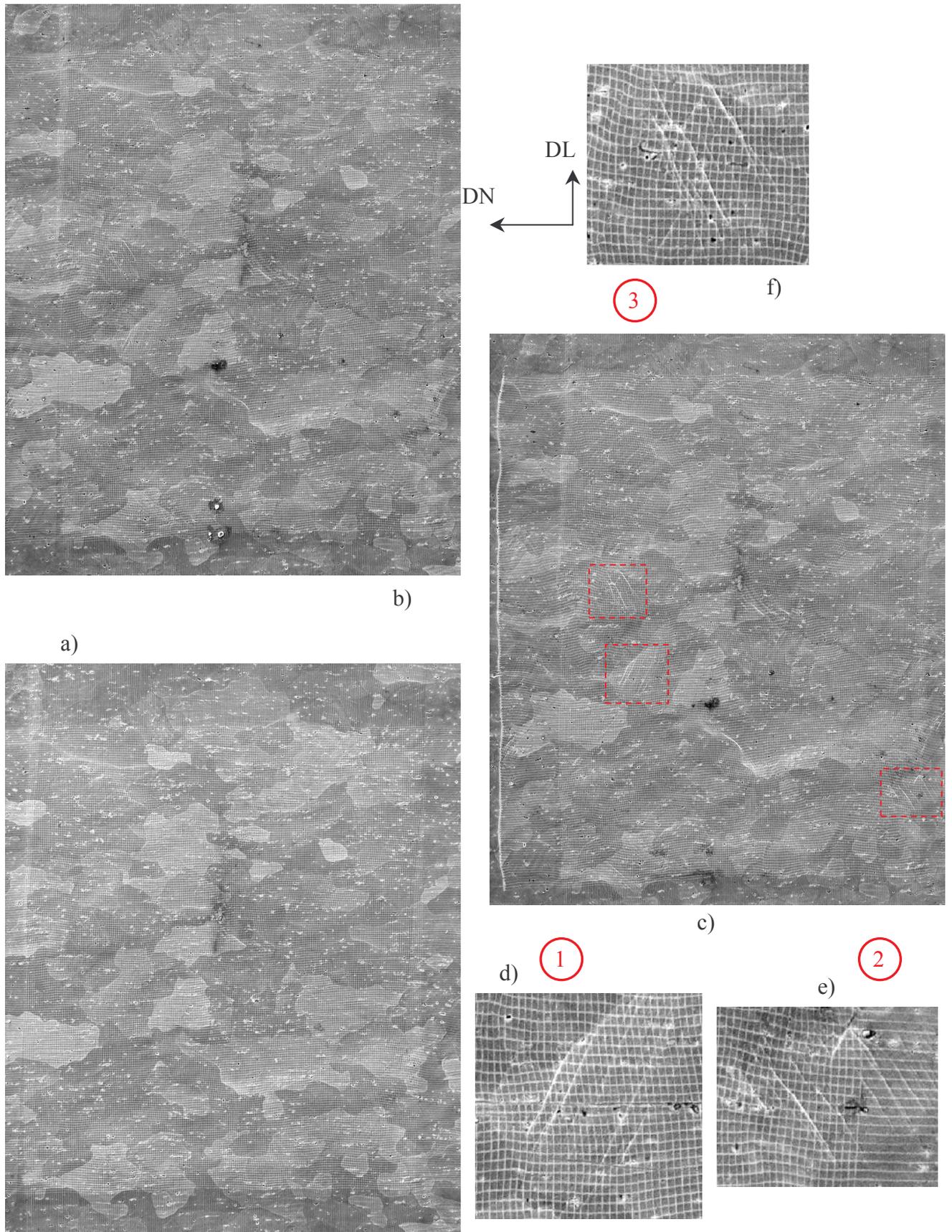


Figure III.23 - Evolution de la forme des grilles 5154-1 (MEB) :
 a) après 10% de réduction macroscopique, b) 19%, c) 28%,
 d) agrandissement sur grain 1, e) grain 2 et f) grain 3.

250 μm
60 μm

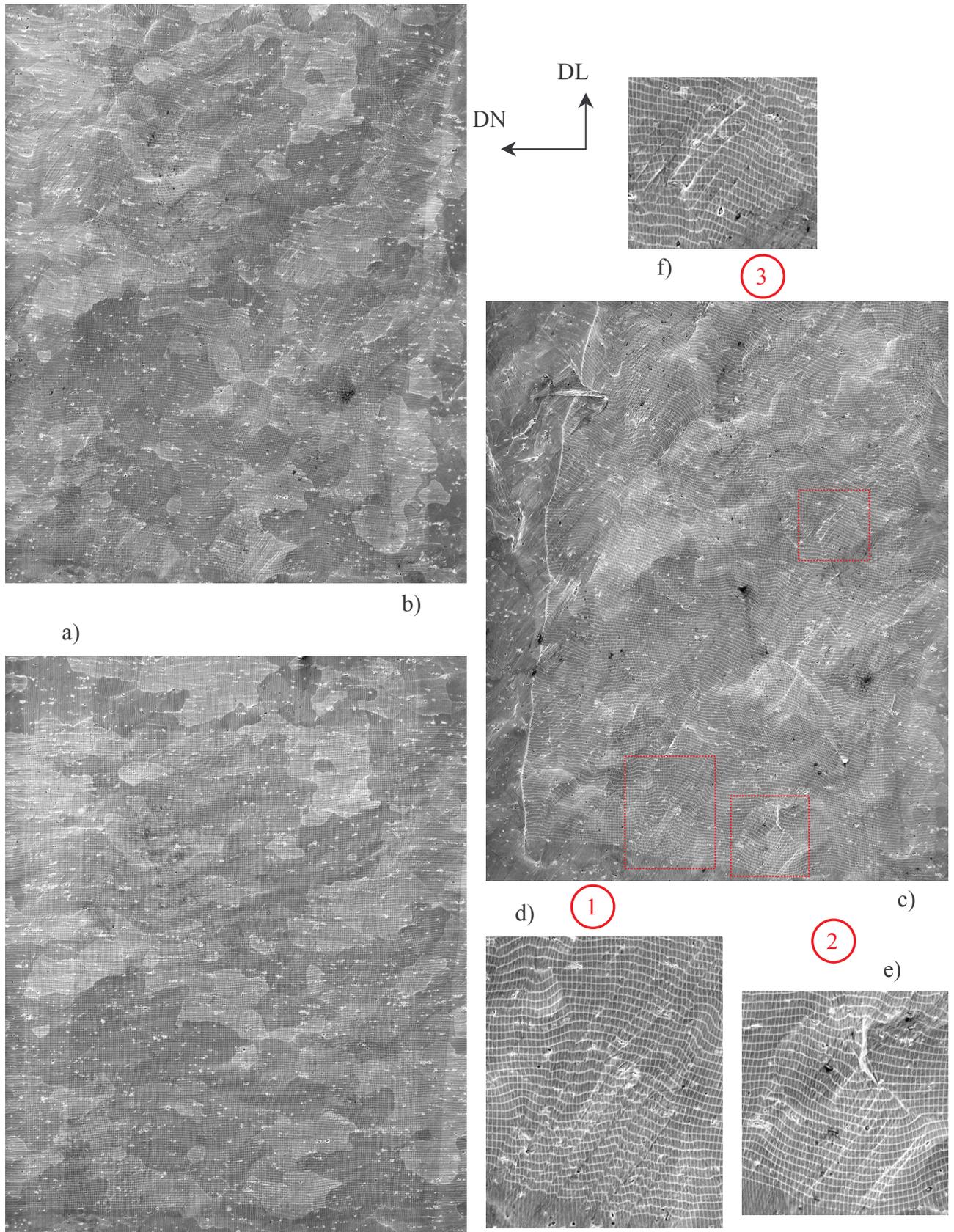


Figure III.24 - Evolution de la forme des grilles 5154-2 (MEB) :
 a) après 10% de réduction macroscopique, b) 19%, c) 28%,
 d) agrandissement sur grain 1, e) grain 2 et f) grain 3.

250 μm
75 μm

- On note également que tous les grains, choisis car présentant des ‘lignes’ de déformation à fort contraste, soumis à une compression plane, sous hypothèse de Taylor, voient s’activer un sommet dont le numéro est compris entre 29 et 56; nous reviendrons sur ce point après avoir introduit plus en détail les notions de polyèdre de Bishop et Hill et avoir développé le critère de bifurcation.
- L’observation de ces lignes et la prédiction d’orientation des plans de glissement ne permet pas de conclure de façon définitive quant à leur nature. Nous sommes bien tentés dans le cadre de cette étude, et après analyse de la localisation dans un grain millimétrique, de voir dans ces lignes des microbandes de cisaillement dont les orientations préfigurent déjà l’orientation des localisations macroscopiques futures, plutôt que l’émergence simple de plans de glissement. Pour cette réflexion, les grains (1) et (3) de 5154-2 sont particulièrement intéressants car le cisaillement des barreaux de la grille y est clairement visible et la manifestation de la localisation est en tout point, excepté l’échelle, comparable à celle mise en évidence dans le grain millimétrique. Pour ces deux grains, la désorientation du plan identifié comme le plan de localisation est faible vis-à-vis de DT, $\sim 3^\circ$. Ainsi, pour ces deux grains la localisation engendre un fort cisaillement, sous la condition de glissement simultané des deux systèmes coplanaires, dans le plan DL-DN alors que pour les autres, elle tendrait à former des marches en surface justifiant un contraste plus marqué.
- Enfin, pour le grain (1) de 5154-2, l’agrandissement a été étendu au grain voisin afin de montrer la déviation qui peut se produire au joint de grains lors de sa traversée.

Pour ces trois microgrilles, la technique d’acquisition de points par corrélation d’images et la réalisation de cartographies de déformation sont mises en œuvre. Les annexes III.1, III.2 et III.3 donnent respectivement pour A5M, 5154-1 et 5154-2 les composantes de déformation \mathcal{E}_{11} , \mathcal{E}_{33} , \mathcal{E}_{13} et RCS (rotation de corps solide) pour 10%, 19% et 28% de réduction macroscopique. Les joints de grains, révélés par mesure EBSD, sont positionnés sur

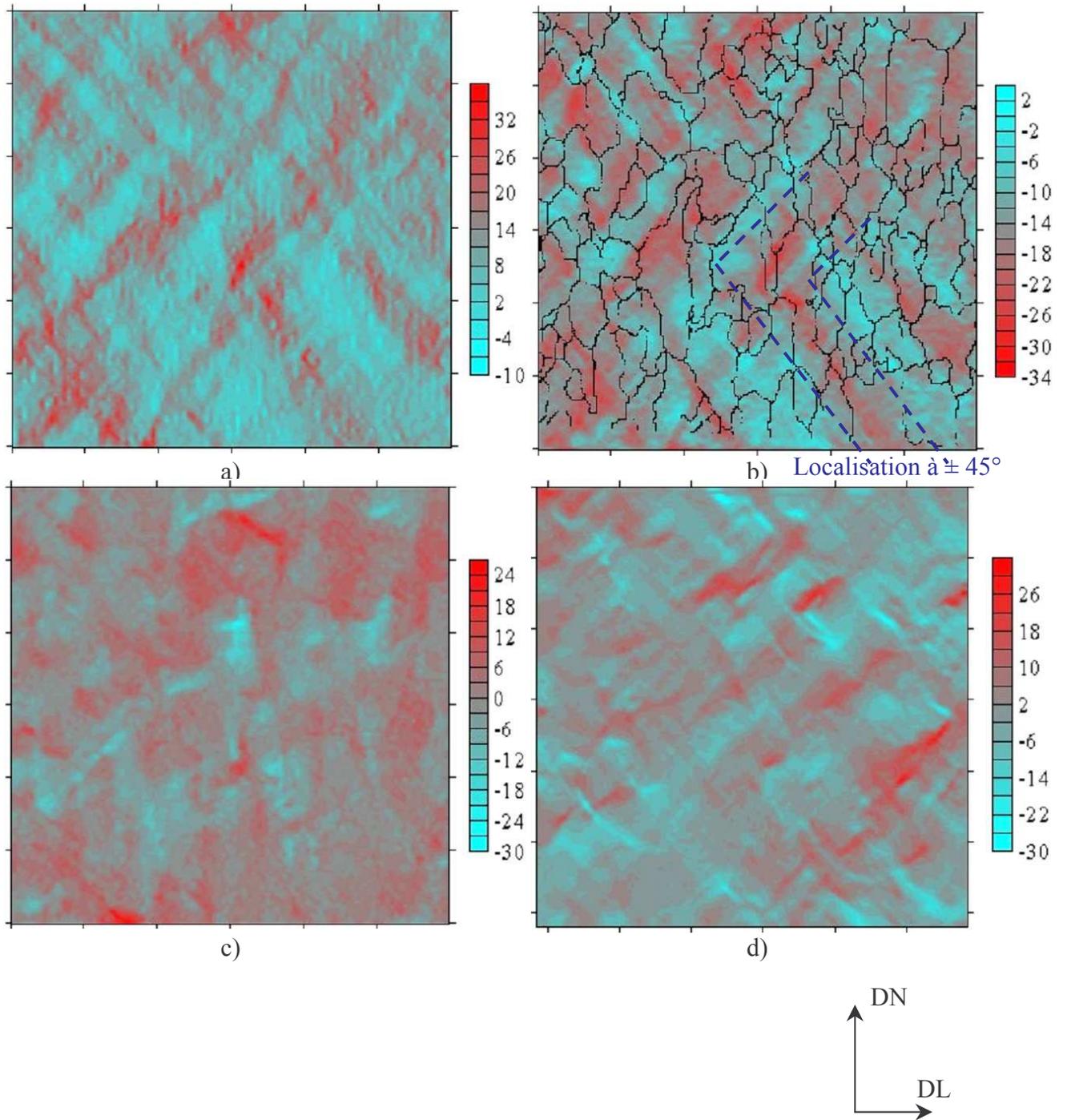


Figure III.25 - Cartographies de déformation :
 a) composante ϵ_{11} , 5154-1, 10% de réduction, b) ϵ_{33} , 5154-1, 28% de réduction,
 c) ϵ_{13} , 5154-2, 19% de réduction, d) RCS, A5M, 19% de réduction.

ces cartographies en se basant sur le contraste cristallin existant sur les images en microscopie électronique.

On notera que l'ajustement de la carte des joints de grains sur l'image MEB n'est pas toujours aisé; deux défauts importants, en plus du problème d'échelle et de rotation d'ensemble, sont à prendre en compte, le premier étant le rapport de forme (x / y), le second la distorsion α du pixel (figure III.26), qui peut varier sur les deux microscopes utilisés.

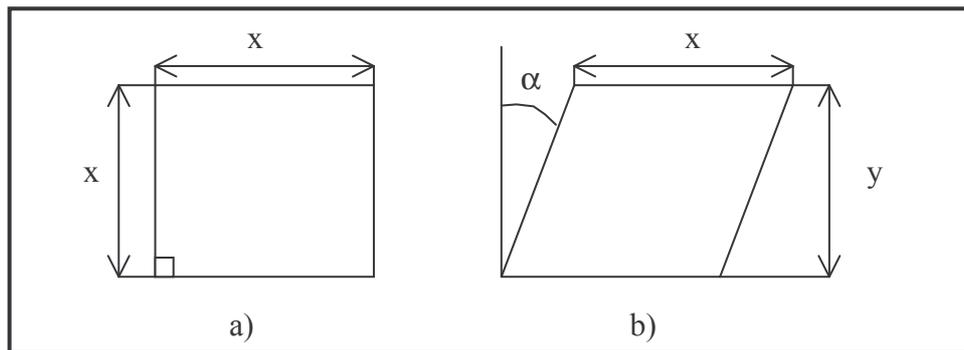


Figure III.26 - Rapport de forme et distorsion du pixel :
a) pixel idéal, b) pixel réel.

Un contrôle minutieux sur le MEB JEOL 840 par acquisition successive après rotation physique de la platine n'a pas montré de défaut particulier. Par contre pour l'ajustement de la carte de joints de grains, il nous a fallu, pour A5M, introduire une correction simple de rapport de forme de l'ordre de 1.06, et pour les grilles 5154-1 et 5154-2, il nous a également fallu prendre en compte une distorsion d'environ 2.5° - diverses interventions ayant eu lieu sur le MEB JEOL 6400, notamment une mise à jour du logiciel Channel 4, entre les deux séries d'acquisitions. Enfin, la distorsion constatée pourrait également être justifiée par une dérive temporelle de la platine transformant la zone d'analyse en parallélépipède irrégulier.

La figure III.25 reprend pour illustrer les prochains commentaires quelques cartographies des annexes avec ou sans cartes des joints de grains.

Commentaires :

- dès le début de la transformation, bien qu'on soit encore loin de la formation de bandes de cisaillement, la déformation présente un caractère hétérogène avec apparition d'un mode de localisation en bandes orientées à

$\pm 45^\circ$, dans la configuration de référence (figure III.27a). La figure III.27b montre que cette tendance ne fait ensuite que s'amplifier, et que les zones présentant déjà une concentration importante de la localisation tendent à accommoder le nouvel incrément de déformation, malgré le durcissement qu'elles ont déjà subi.

- l'ensemble des cartes de déformation révèle que non seulement les valeurs locales de la déformation peuvent atteindre plus de 20 fois la valeur macroscopique, mais qu'en plus leurs signes peuvent être inversés. Ainsi, la figure III.25a montre que l'ensemble de l'agrégat ne s'allonge pas suivant DL, mais que certaines zones sont comprimées suivant le même axe.
- la composante \mathcal{E}_{13} , figure III.25c, ne semble pas suivre aussi nettement le mode précédemment énoncé de déformation suivant l'orientation $\pm 45^\circ$.
- la localisation semble prendre appui sur les joints de grains, figure III.25b. Dans la partie inférieure de cette figure, on voit de fortes valeurs de la composante de compression le long de joints de plusieurs grains, et un changement d'inclinaison.
- l'ensemble de ces commentaires conduit à distinguer une subdivision en sous domaines, inclinés à $\pm 45^\circ$ dans la configuration de référence, et où la rotation de corps solide a des signes opposés, figure III.25d.

III.3.2.2 Fortes réductions :

Suite à l'observation de bandes de cisaillement dans un grain millimétrique et de bandes dont la nature est plus discutable dans des grains d'une centaine de microns de diamètre, nous nous sommes intéressés à la propagation du phénomène de localisation en bandes orientées et plus exactement au franchissement des joints de grains. Il nous a déjà été donné d'évoquer ce franchissement pour des grains de petit diamètre, figure III.24d, mais dans ce cas la nature de la localisation n'est pas établie de façon irréfutable.

Il a alors été décidé de poursuivre les essais de compression bi-encastree afin d'accroître la probabilité d'analyser, au MEB FEG, une zone présentant des bandes de cisaillement, avec éventuellement franchissement de joints de grains.

Très vite une difficulté majeure s'est manifestée car les bandes de cisaillement constituent les zones de concentration de la déformation, de sorte que l'écrouissage et la densité de dislocations y sont tels que quasiment aucune indexation des orientations cristallographiques n'est possible en leur sein. Un revenu sur les échantillons aurait permis d'augmenter le taux d'indexation, mais au risque d'une manifestation importante et difficilement quantifiable de la recristallisation. Le choix s'est porté sur un état non recristallisé.

Les figures III.27 et III.28 montrent les meilleurs résultats, prenant en compte le taux d'indexation, obtenues respectivement pour un alliage 5154 et un alliage A3M, après une déformation équivalente d'environ 1.2.

Commentaires :

- le défaut d'indexation permet de faire ressortir clairement la présence des bandes de cisaillement. Leur inclinaison de 35° par rapport à DL est sans conteste caractéristique du phénomène. Cette absence d'indexation ne signifie pas qu'au sein des bandes, on s'approche d'un 'état amorphe' mais plutôt informe sur les dimensions de la sous-structure; en effet, la résolution du FEG est d'environ $0.2 \mu\text{m}$, lors d'une acquisition EBSD : la sous-structure a donc une dimension caractéristique inférieure à $0.2 \mu\text{m}$.
- la figure III.27 présente quelques grains allongés dans la direction de laminage. La figure III.29 fait seulement apparaître les joints de désorientation supérieure à 15° . Notons que pour cette déformation des joints de forte désorientation sont présents au sein des anciens grains. Pour une transformation à l'ambiante, il paraît délicat de parler de recristallisation dynamique, pourtant la présence déjà spécifiée dans l'étude du grain millimétrique de l'ensemble de ces cristallites qui ne sont pas des artefacts de mesures laissent présager une genèse de nouveaux joints non négligeable au sein des grains.

Du haut vers le bas de la zone d'étude, l'orientation des bandes 'prédominantes' s'alterne successivement entre $\pm 35^\circ$ par rapport à DL, rappelant les conclusions de Hatherly et Malin [1984] sur l'existence d'une seule orientation dans les grains d'alliages à forte énergie de défaut d'empilement. Toutefois, nous ne serons pas aussi catégorique sur ce point; une orientation de bande semble effectivement plus

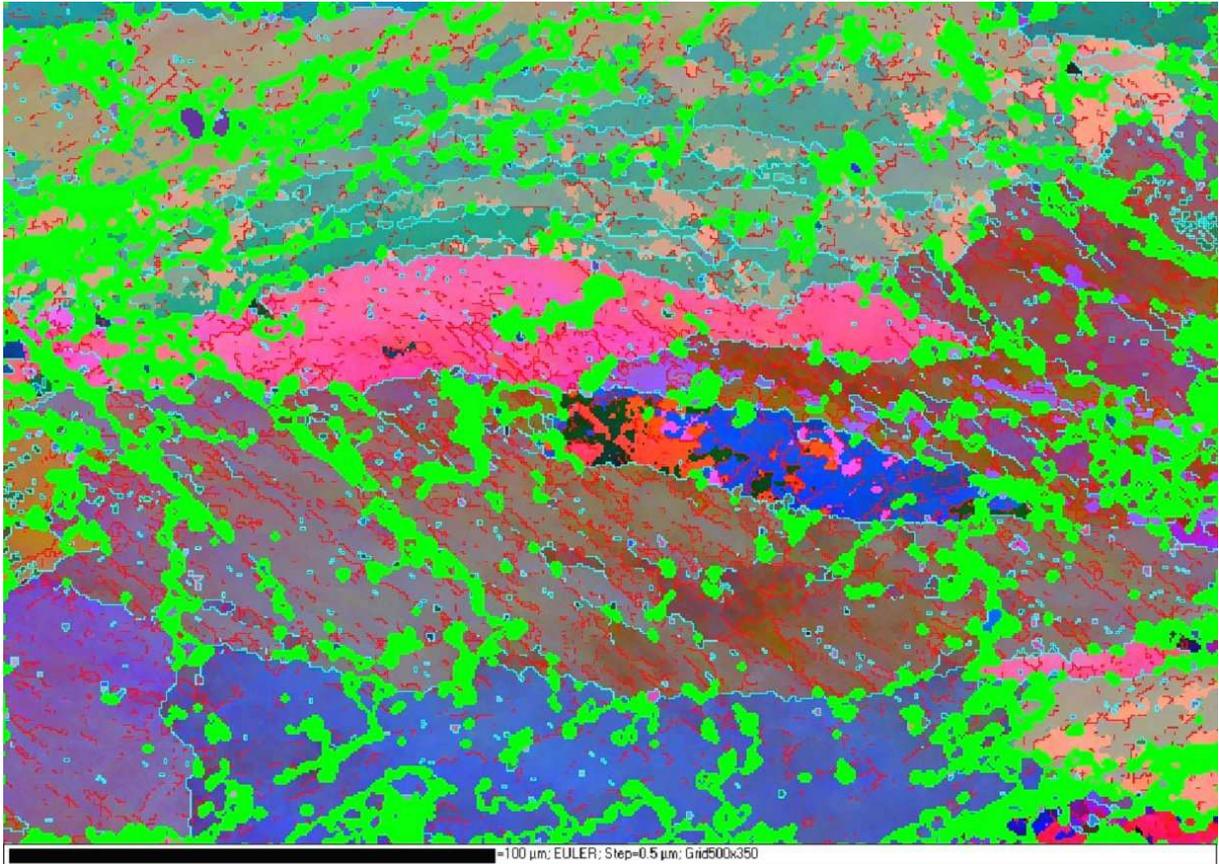


Figure III.27 - Cartographie EBSD (angles d'Euler)
sur échantillon 5154 après une déformation équivalente de 1.2
vert : zone non indexée; bleu : joints de grains, i.e. désorientation supérieure à 15°;
rouge : désorientation comprise entre 5 et 15°.

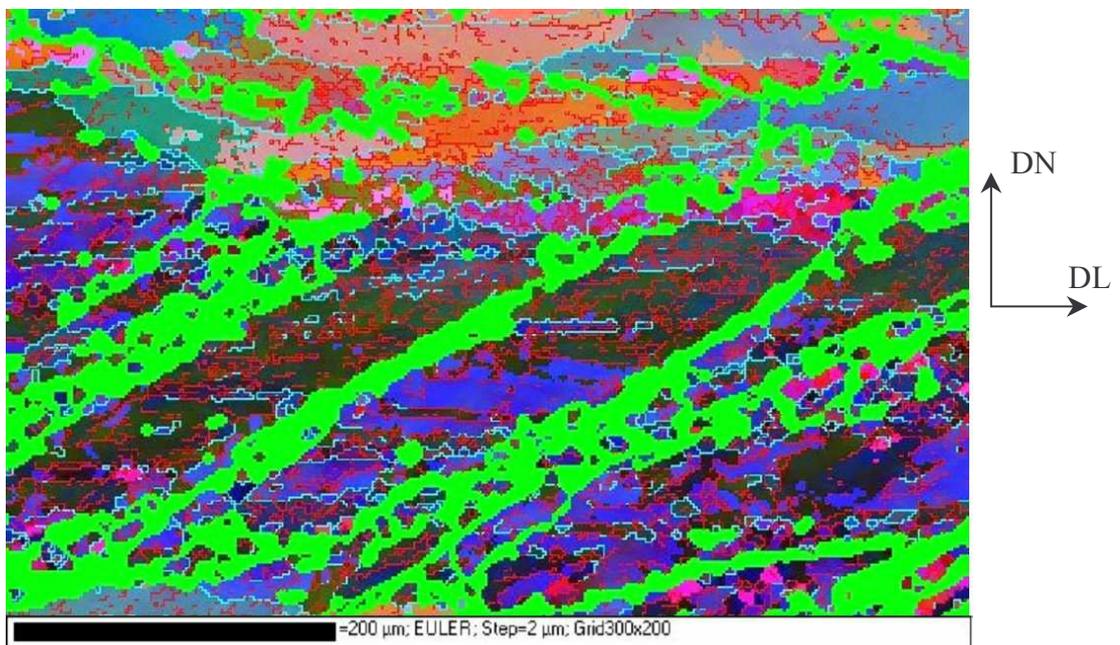


Figure III.28 - Cartographie EBSD (angles d'Euler)
sur échantillon A3M après une déformation équivalente de 1.2
vert : zone non indexée; bleu : joints de grains, i.e. désorientation supérieure à 15°;
rouge : désorientation comprise entre 5 et 15°.

marquée dans chaque grain mais, à y regarder de plus près, on constate que les bandes du grain 3 ont un prolongement dans le grain 2 qui semble s'étendre également au grain 4. Ainsi, dans le grain 2 se superposent deux orientations de bandes dont l'une prédomine.

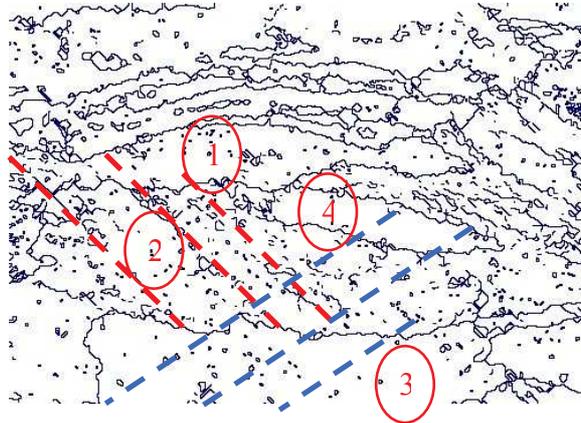


Figure III.29 - Joints de grains de désorientation supérieure à 15° et schématisation de quelques bandes de cisaillement.

Les données expérimentales pour ces déformations manquent quelque peu; il en ressort tout de même que l'état recristallisé permettrait sans doute de mieux visualiser la présence simultanée de deux orientations de bande dans certain grain et le franchissement des joints de grains.

III.4 Bilan de l'approche expérimentale :

Avant de débiter une discussion complète, qui nécessite à nos yeux la prise en compte des résultats de la modélisation de la localisation, par exemple en tant que bifurcation du problème aux limites en vitesse, il nous est tout de même donné d'émettre quelques réflexions préliminaires à l'issue de cette approche expérimentale.

L'analyse de la déformation dans le grain millimétrique permet d'affirmer qu'une localisation (microbandes ou bandes de glissement grossier) se produit suivant une direction cristallographique par combinaison, semble-t-il, de deux systèmes de glissement coplanaires. Cette combinaison particulière semble nécessiter la présence de défauts sous forme de densités de dislocations puisqu'elle n'apparaît qu'après un certain écrouissage dû au glissement sur un autre plan. Par ailleurs, ce phénomène d'une grande périodicité ressemble fort à une rupture du grain suivant les plans de haute densité atomique, conduisant à un fractionnement.

Ces résultats nous invitent à émettre quelques réserves concernant l'influence de la taille des grains, puisque le phénomène apparaît quasi simultanément dans le grain millimétrique et les grains de 100 μm de diamètre.

Pour ce qui est des orientations cristallines et de leur rôle, il semble bien que certaines d'entre elles soient plus sensibles au phénomène intragranulaire du fait de la géométrie particulière des systèmes de glissement. Cela se traduit notamment par l'activation de certains sommets du polyèdre de Bishop et Hill (Cf. Chapitre IV).

Enfin, tout comme le montre l'étude bibliographique ou encore les cartes de déformation de ce chapitre, la formation de microbandes ou de bandes de glissement grossier ne semble pas être une condition nécessaire à la localisation en bandes macroscopiques. Les microbandes pourraient en revanche imposer une orientation particulière à la localisation macroscopique.

Désireux de disposer de l'outil théorique, nous poursuivrons cette discussion au Chapitre V.

Références :

Basson F. [1999]

Déformation de l'orientation Cube dans des alliages aluminium-magnésium.
Thèse Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 1999

Chapelle D., Darrieulat M.G. [2002]

The occurrence of shear banding in a millimeter scale $\{123\}\langle 634 \rangle$ grain of an Al-4.5%Mg alloy during plane strain compression.
Mat. Sci. Eng., à paraître (2002)

Chovet C., Desrayaud Ch., Montheillet F.[2002]

A mechanical analysis of the plane strain channel-die compression test : friction effects in hot metal testing.
Int. J. Mech. Sci., 44, 2002, 343-357

Develay R. [1992]

Propriétés de l'aluminium et des alliages d'aluminium corroyés. Principaux alliages.
Techniques de l'ingénieur, M 440 (1992), traité Matériaux métalliques, volume MB

Fargette B., Whitwham D. [1974]

Déformation plastique du laiton CuZn30 au cours de déformations élevées par laminage.
Mém. Etud. Sci. Rev. Métall., 1974, 197-206

Fortunier R., Linhart J. [1989]

Solid angles in N dimensional space : application of spherical volume theory to crystal yield surfaces.
Int. J. of Plasticity, 5, 1989, 477-499

Hatherly M., Malin A.S. [1984]

Shear bands in deformed metals.
Scripta Met., 18, 198, 449-454

Harren S.V., Dève H.E., Asaro R.J. [1988]

Shear band formation in plane strain compression.
Acta Metall., 36, 1988, 2435-2480

Korbel A., Embury J.D., Hatherly M., Martin P.L. [1986]

Microstructural aspects of strain localisation in Al-Mg alloys.
Acta Metall., 34, 1986, 1999-2009

Korbel A., Martin P.L. [1986]

Microscopic versus macroscopic aspect of shear bands deformation.
Acta Metall., 34, 1986, 1905-1909

Korbel A. [2002]

Short course on : Microstructural aspects and constitutive modelling of plastic deformation of metals.
Dept. of Structure and Mechanics of Solids, Academy of Mining and Metallurgy, Krakow (2002)

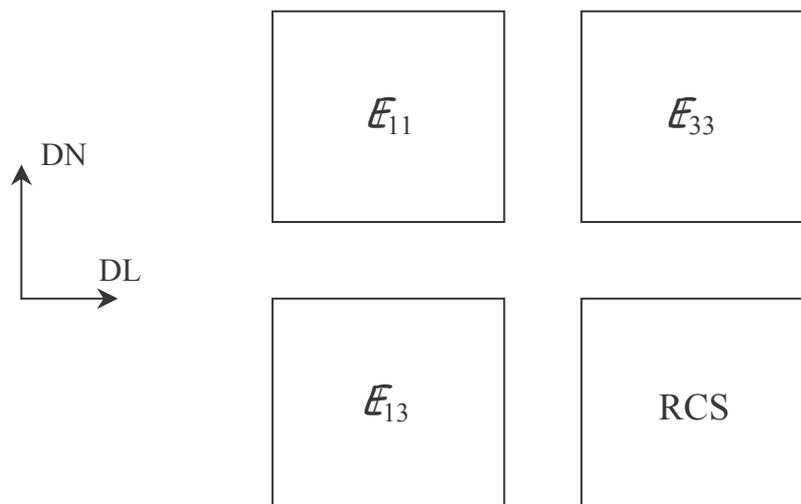
Paul H., Darrieulat M., Piatkowski A. [2001]

Local orientation changes and shear banding in $\{112\}\langle 111 \rangle$ -oriented aluminium single crystals.
Z. Metallkde, 92, 2001, 1213-1221

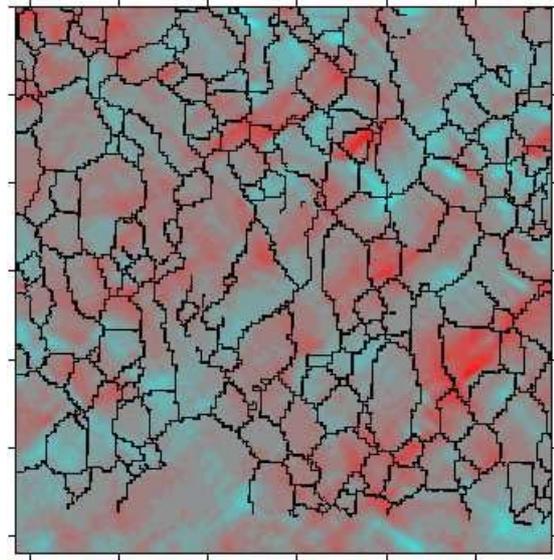
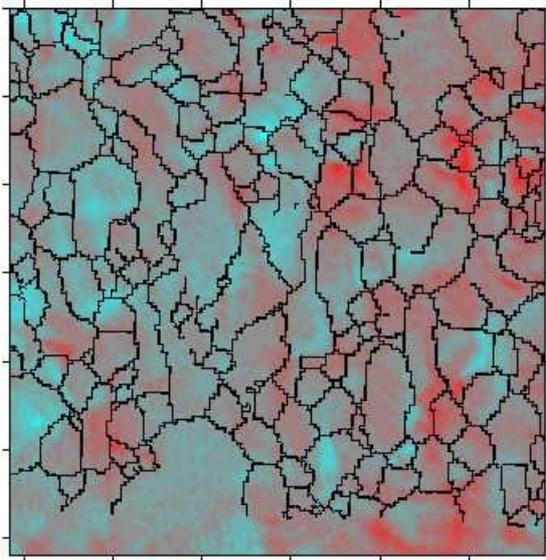
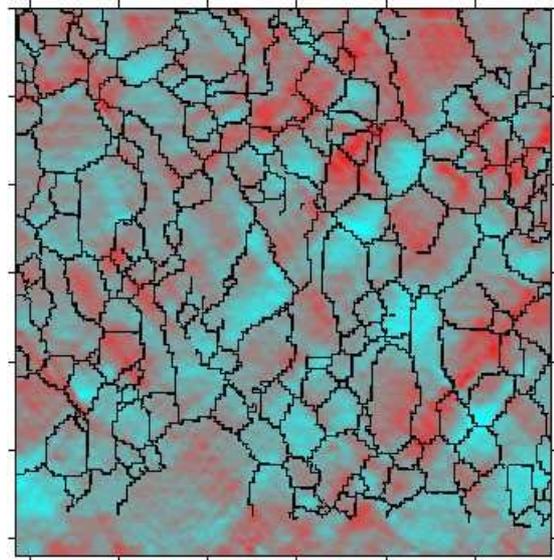
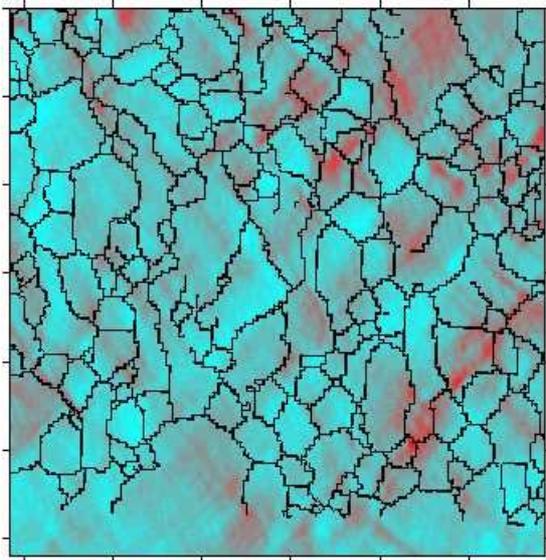
ANNEXE III.1

Cartographies de déformation

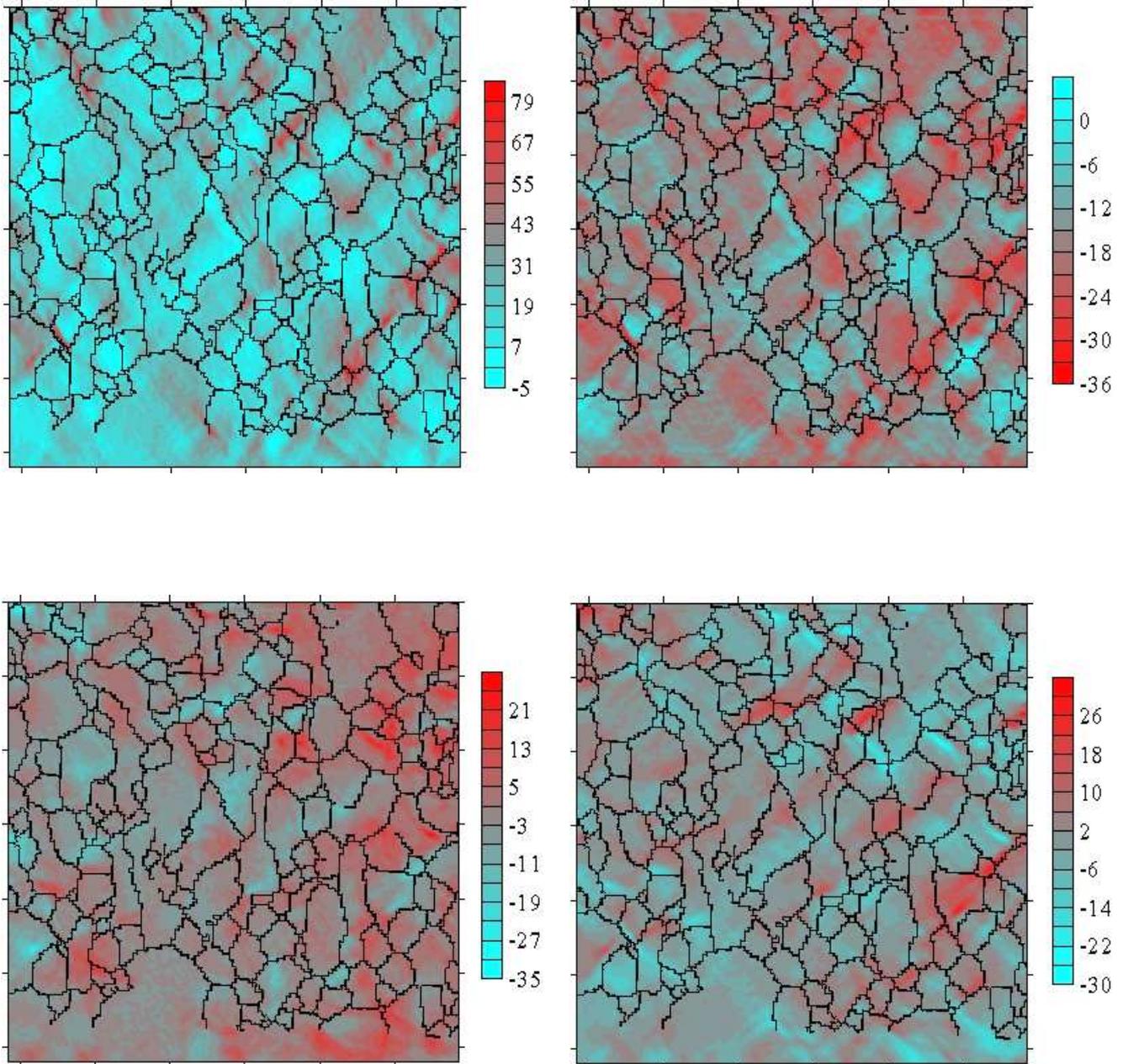
A5M



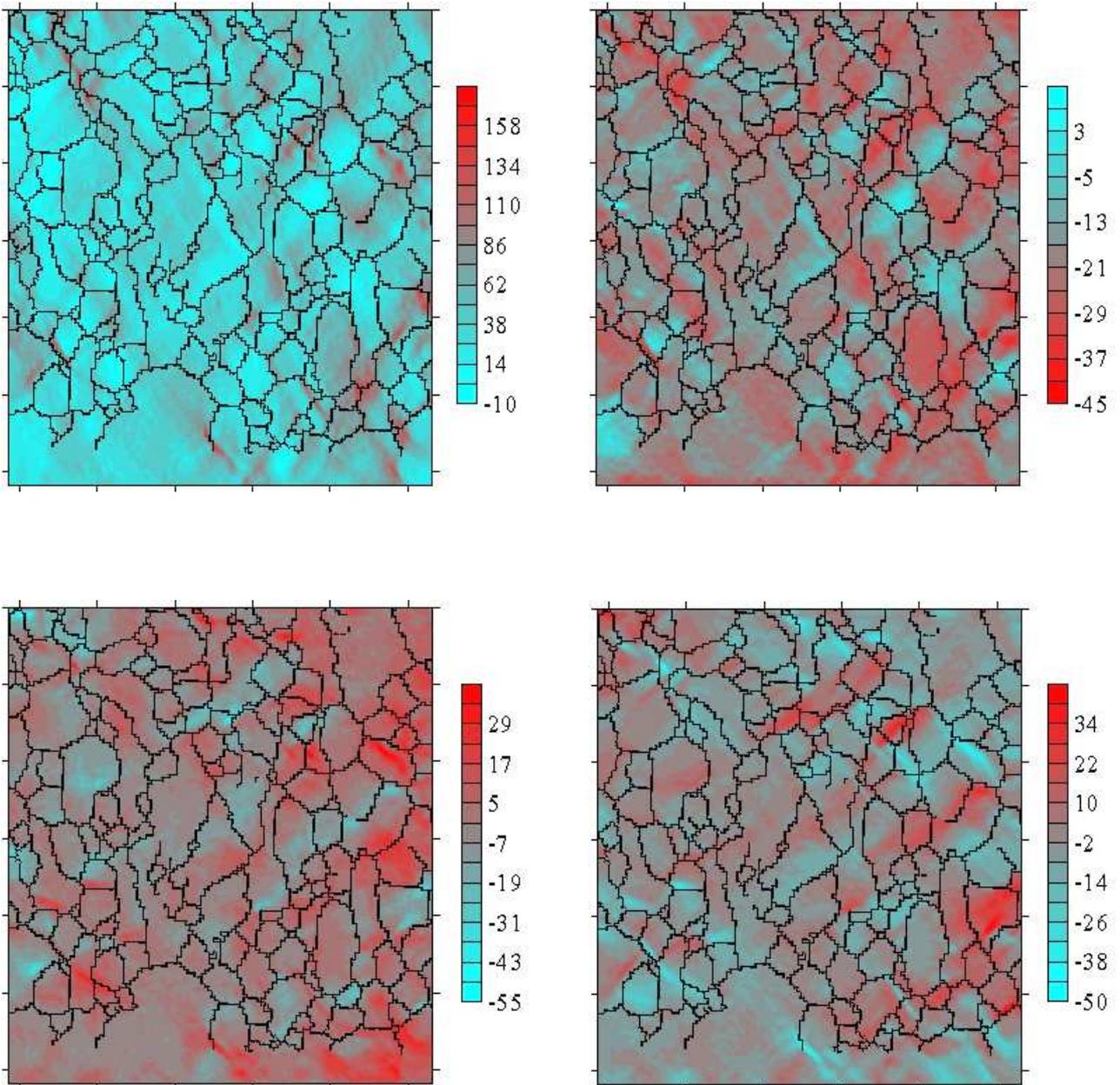
On rappelle que les composantes de Green-Lagrange sont représentées dans la configuration initiale; il n'y a donc ni évolution de la zone d'étude, ni évolution des joints de grains.



Réduction macroscopique de 10%



Réduction macroscopique de 19%

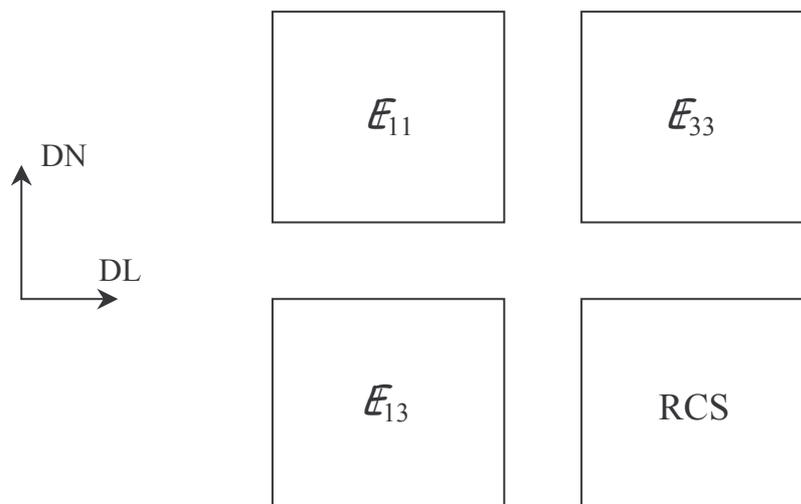


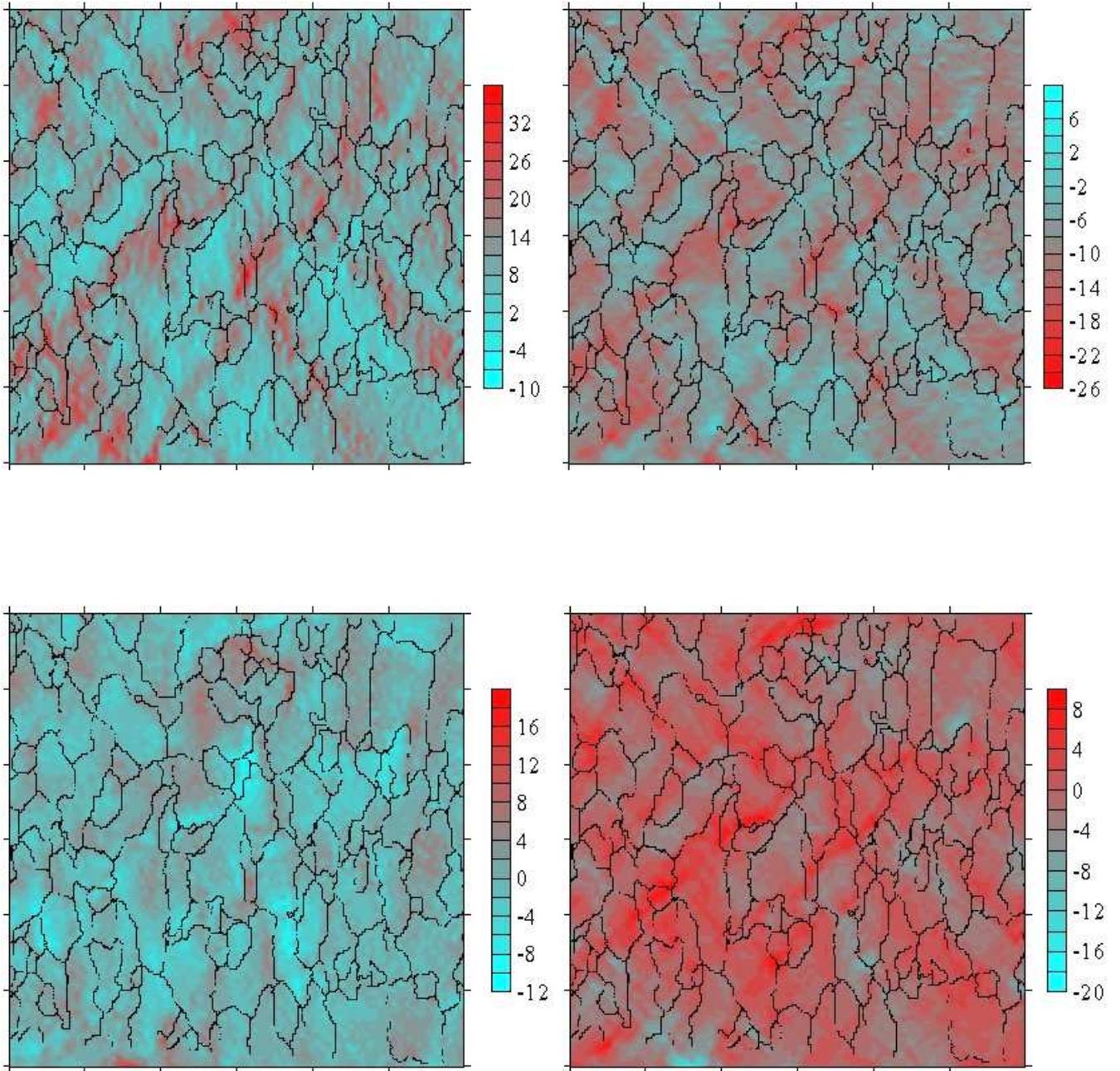
Réduction macroscopique de 28%

ANNEXE III.2

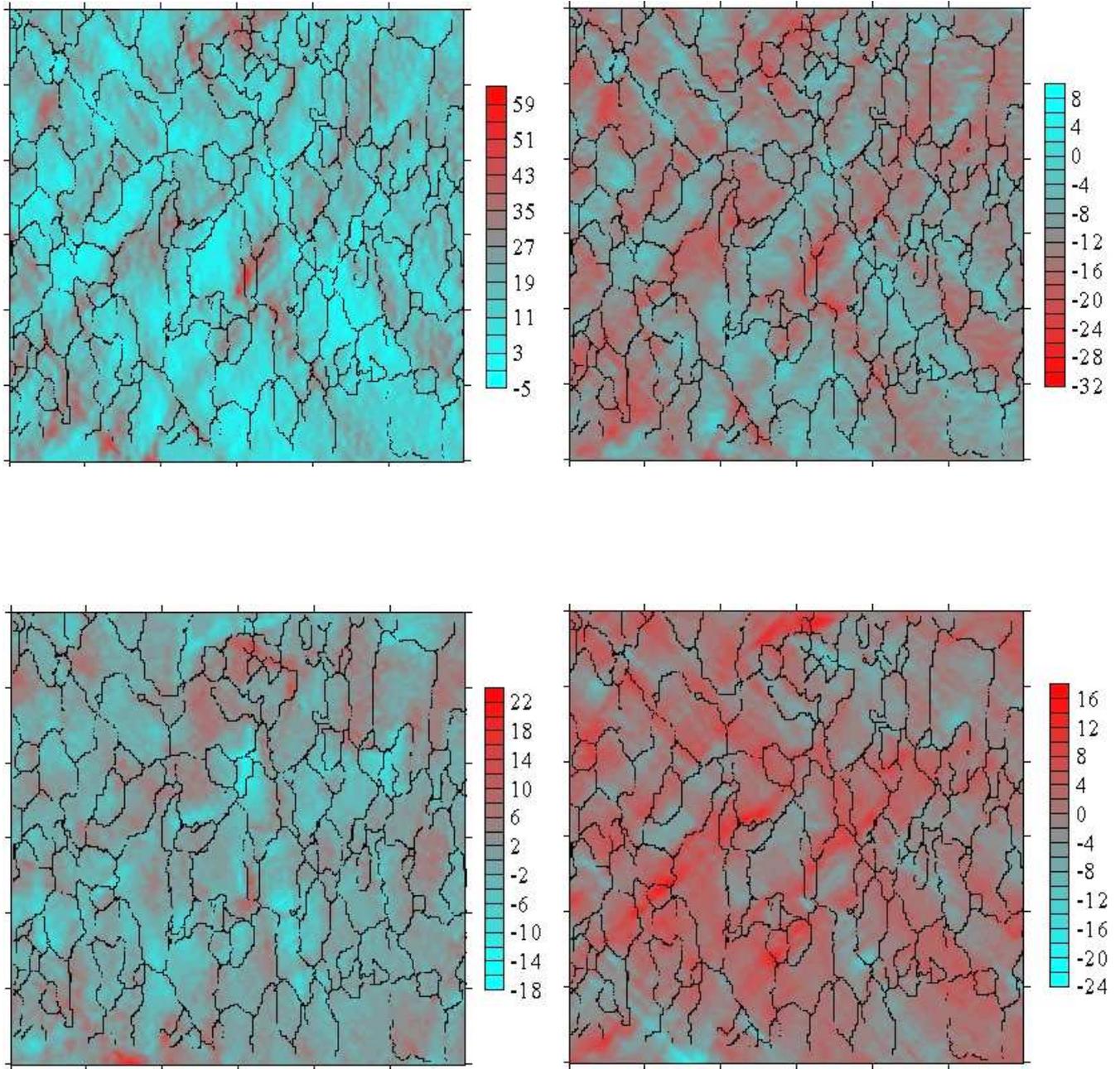
Cartographies de déformation

5154-1

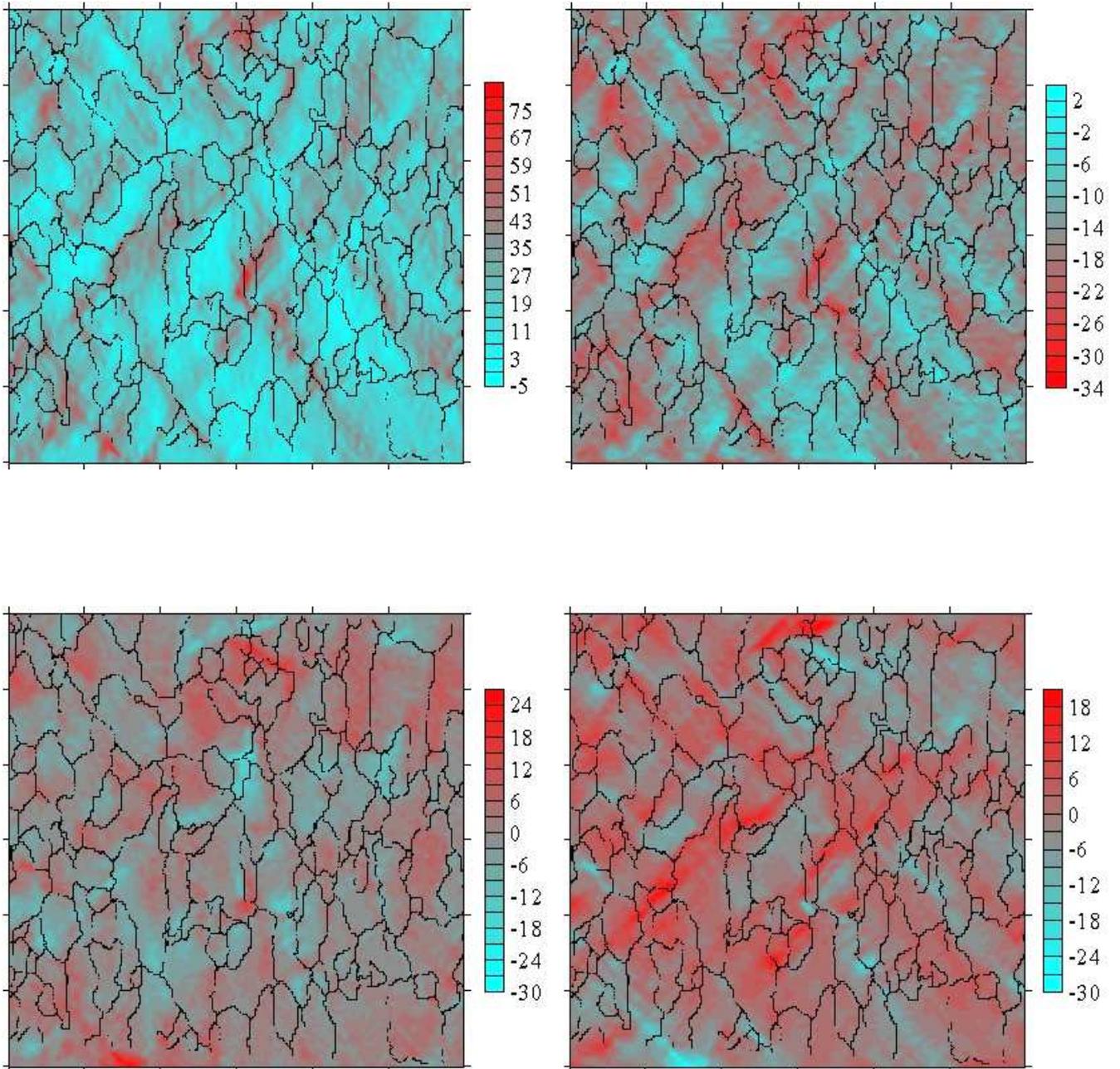




Réduction macroscopique de 10%



Réduction macroscopique de 19%

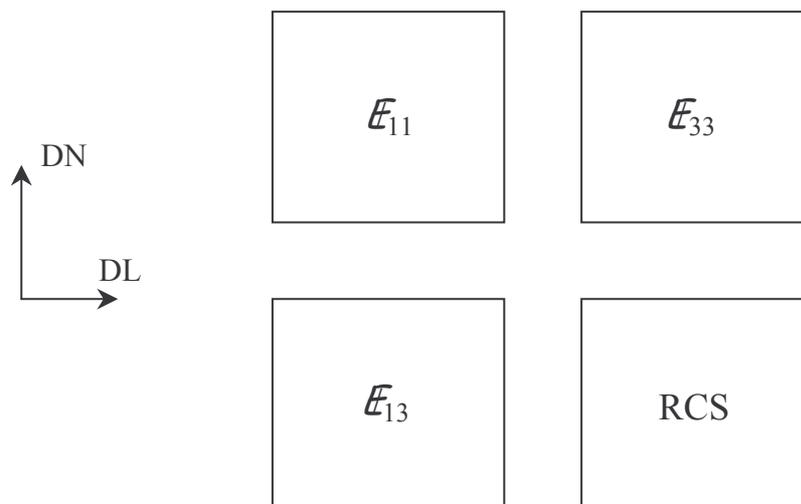


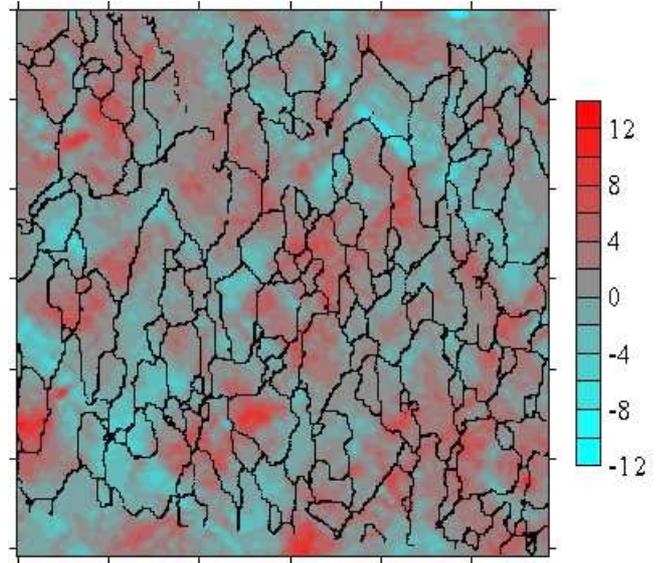
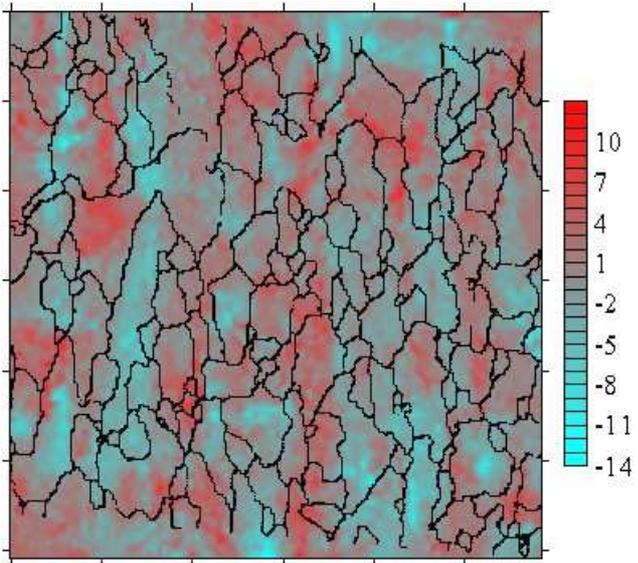
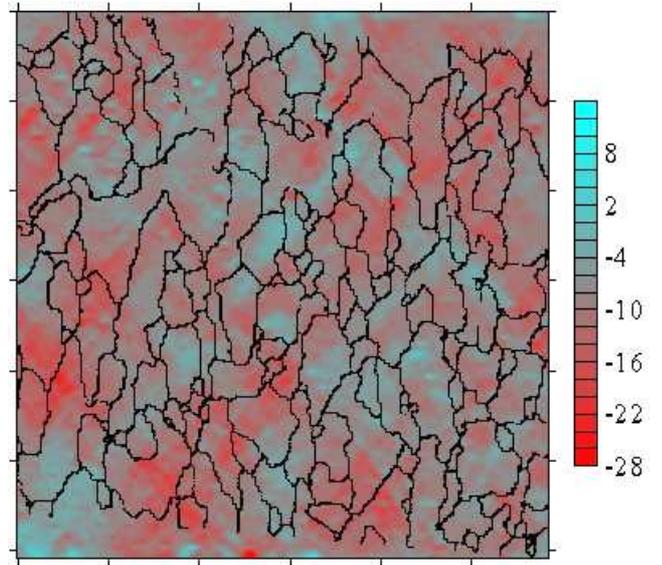
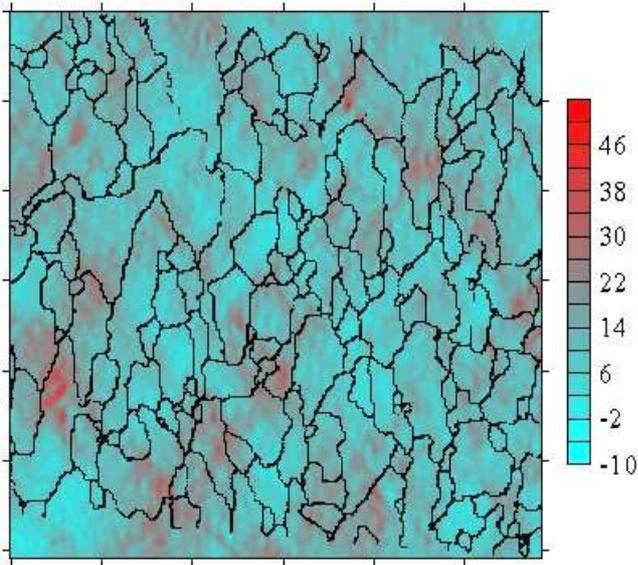
Réduction macroscopique de 28%

ANNEXE III.3

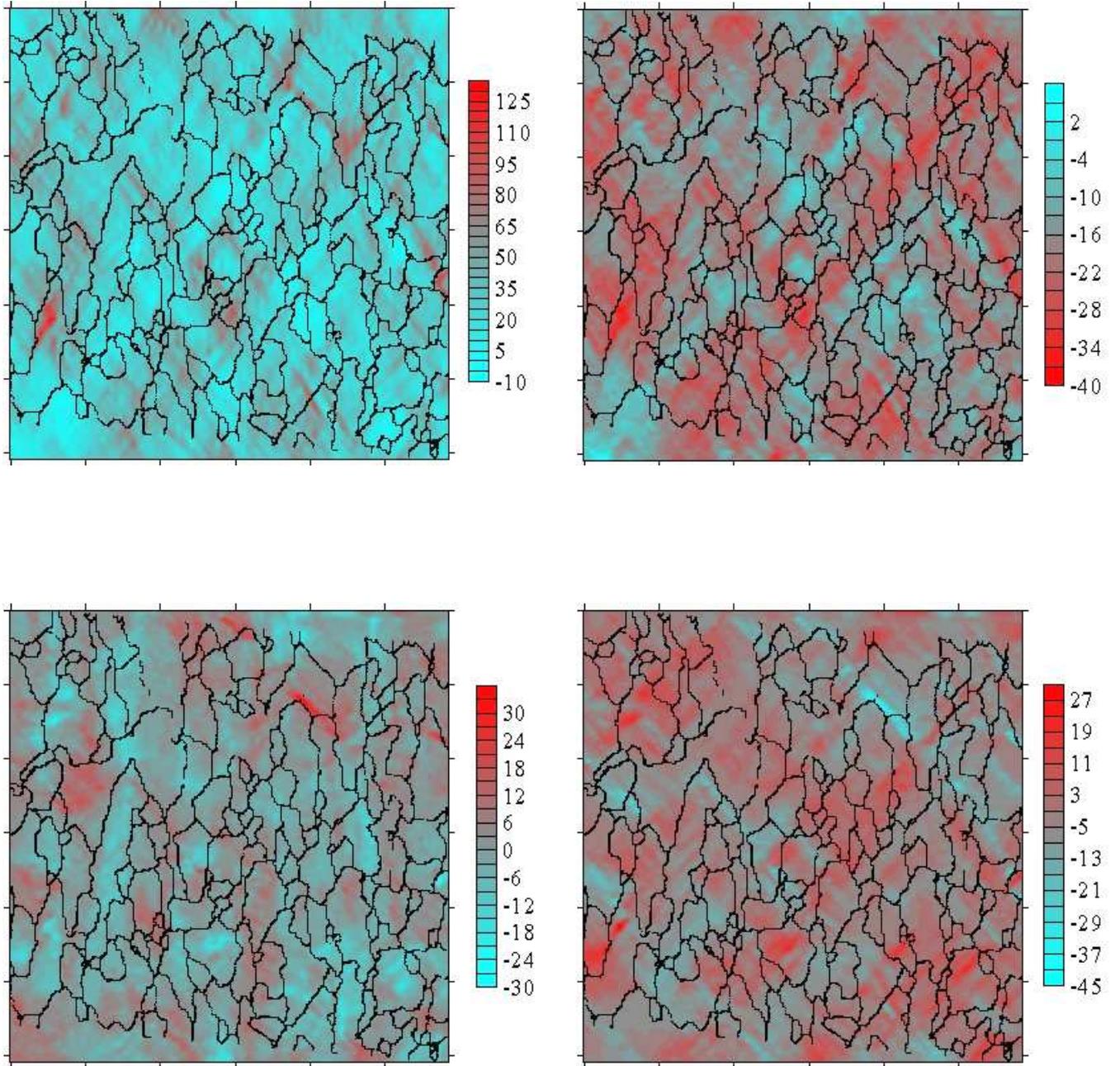
Cartographies de déformation

5154-2

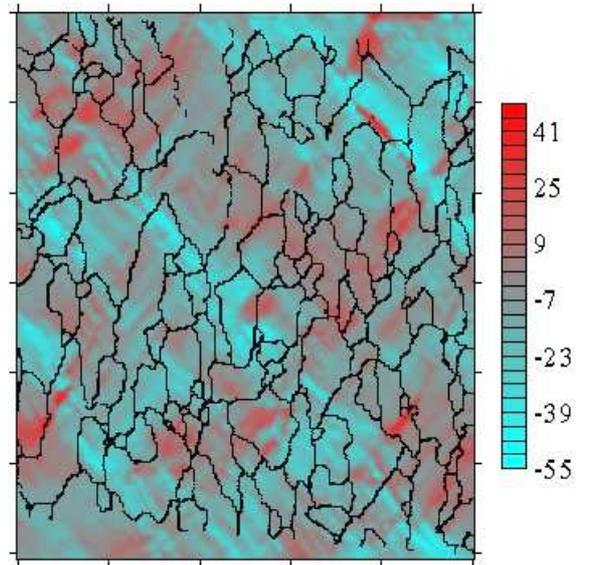
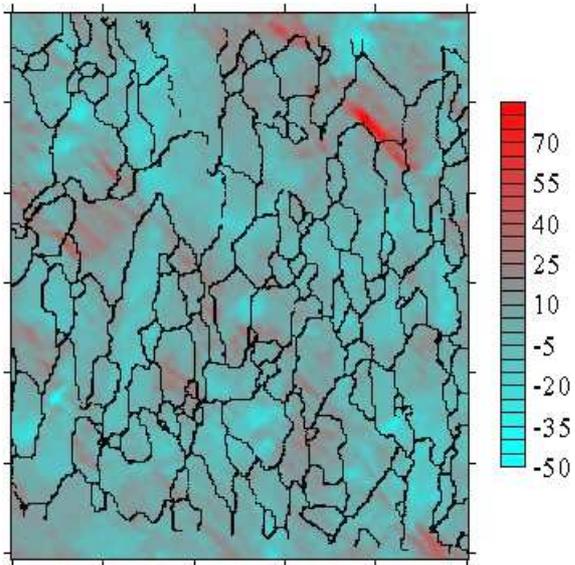
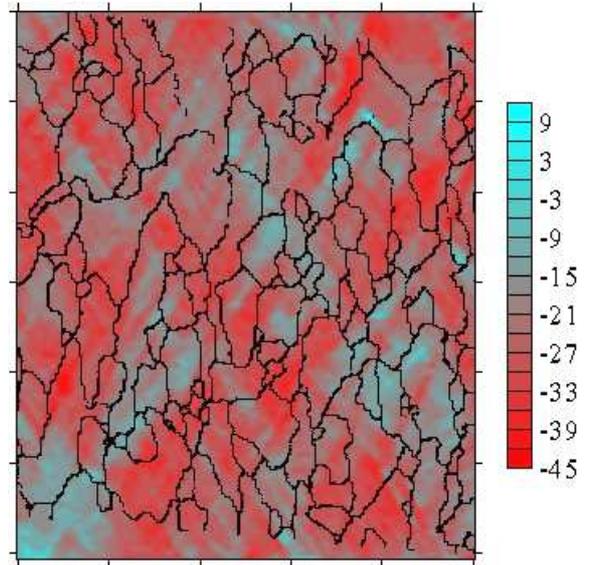
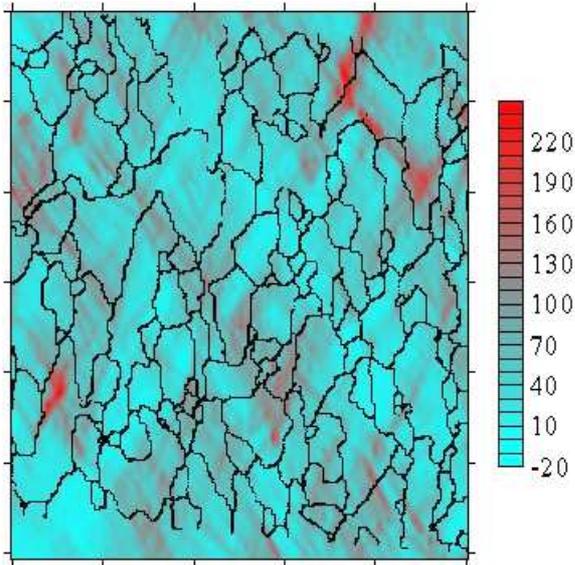




Réduction macroscopique de 10%



Réduction macroscopique de 19%



Réduction macroscopique de 28%

CHAPITRE IV

MECANIQUE DE LA BIFURCATION

Le chapitre modélisation de cette étude a pour objectif d'établir un critère de bifurcation intragranulaire.

Pour ce faire, on cherchera, après énoncé de quelques rappels et généralités, à écrire une loi de comportement basée sur la loi de Schmid, la loi de normalité et une loi d'écroutissage.

Le critère est établi par étude de la compatibilité entre les équations d'équilibre, la loi de comportement et le champ spécifique des vitesses de déformation conduisant à la localisation sous forme d'une bande.

Une application à un matériau soumis à une compression plane est ensuite développée de manière à déduire un comportement statistique du grain au sein de l'agrégat.

IV.1 Introduction :

Ce chapitre exploite le critère de bifurcation au sens de Hill [1958] et Rice [1976] (Chapitre I). La loi de comportement incrémentale est établie en combinant la cinématique du monocristal en grandes déformations (dont le formalisme est présenté au Chapitre I), la loi d'écoulement et la loi d'écrouissage; le formalisme des grandes déformations permet en particulier d'écrire rigoureusement l'équilibre sous forme incrémentale.

L'établissement d'un tel critère est motivé tant par les observations expérimentales des chercheurs que par les attentes des industriels. Comme il a déjà été mentionné, la localisation de déformation pouvant naître de la bifurcation constitue un défaut –souhaité ou indésirable– qu'il est nécessaire de mieux appréhender. L'utilisation de la mécanique des milieux continus devrait étayer notre compréhension des mécanismes de la bifurcation.

Le matériau considéré est cristallin de structure c.f.c., orthotrope, incompressible, insensible à la pression hydrostatique, au temps et à la vitesse de déformation. Son comportement est rigide-plastique écrouissable, toute distorsion du réseau est dès lors négligée, hypothèse raisonnable dans le cadre des grandes déformations. Le procédé de mise en forme est tel que la vitesse de déformation macroscopique est constante. Pour connaître les sollicitations au sein du grain, on se place dans l'hypothèse de Taylor [1938] qui affirme que pour chaque grain la déformation plastique est homogène et égale à la déformation plastique macroscopique (déformation totalement imposée, aussi appelé modèle 'Full constraints'). Cette hypothèse permet d'assurer la cohésion entre les grains, la déformation étant continue aux joints de grains, mais le champ des contraintes subi en revanche une discontinuité. Taylor propose alors une accommodation du gradient de contrainte par distorsion élastique du réseau. Kocks [1970], s'appuyant sur l'idée que la compatibilité de la déformation, dans le cadre de grandes transformations, prévaut sur l'équilibre des contraintes, conclut que le modèle de Taylor est une approximation réaliste du comportement de l'agrégat.

Dans ce cas, le modèle conduit à imposer un champ cinématiquement admissible, et la puissance de déformation constitue une borne supérieure. Ce théorème de la borne supérieure permettra par la suite de connaître l'état de contrainte du cristal.

Enfin, l'ensemble de l'analyse sera conduite en considérant la configuration courante comme état de référence.

Le Chapitre V sera l'occasion de commenter le choix de ces hypothèses, leur influence et la possibilité d'envisager d'autres applications.

IV.2 Loi d'écoulement plastique :

IV.2.1 Loi de Schmid :

Mécanismes et équations de projection :

Seul est ici considéré le mécanisme d'écoulement plastique par glissement cristallographique sur les plans denses d'arrangement régulier d'atomes. Taylor et Elam [1923, 1925, 1926] ont caractérisé un système de glissement g par la normale n^g à son plan et par la direction b^g de glissement. Pour les matériaux à structure c.f.c., et dans le cas d'une déformation à l'ambiante, seuls sont pris en compte les systèmes dit octaédriques de plans denses $\{111\}$ et de directions denses $\langle 110 \rangle$, soit 12 systèmes de glissement (ou 24 si l'on considère des vitesses de glissement supérieures ou égales à zéro). L'annexe IV.1 détaille la liste complète des systèmes de glissement, leurs vecteurs unitaires associés, ainsi que les correspondances entre les différentes notations (Schmid et Boas [1935], Bishop [1953], Kocks et al. [1983] et Fortunier [1987]). Nous avons opté pour la désignation de Fortunier.

L'équation de projection de la contrainte sur un système fournit la cission résolue sur ce système. Pour cette opération, sont utilisés les facteurs de Schmid qui sont des opérateurs de projection géométrique.

$$\text{Facteurs de Schmid symétriques :} \quad M^g = \frac{1}{2} \left(b^g \otimes n^g + n^g \otimes b^g \right) \quad (\text{IV.1})$$

$$\text{Facteurs de Schmid antisymétriques :} \quad R^g = \frac{1}{2} \left(b^g \otimes n^g - n^g \otimes b^g \right)$$

$$\text{Cission résolue sur le système } g : \quad \tau^g = \left| n^g \mathcal{T} b^g \right| = \left| \mathcal{T} : M^g \right| \quad (\text{IV.2})$$

\mathcal{T} : tenseur des contraintes de Cauchy –pas de sommation sur g .

L'annexe IV.2 répertorie l'ensemble des facteurs de Schmid symétriques et antisymétriques pour les 12 premiers systèmes.

Formulation de la loi de Schmid :

La loi de Schmid prévoit qu'un système de glissement peut s'activer lorsque sa cission résolue atteint une valeur critique appelée cission résolue critique τ_c^g . La décomposition des 12 systèmes physiques de glissement en 24 permet de formuler la loi de la cission critique

comme un problème de complémentarité linéaire (Fortunier [1987]) :

$$\left| \begin{array}{l} \tau_c^g - \tau^g \geq 0 \\ \dot{\gamma}^g \geq 0 \\ (\tau_c^g - \tau^g) \dot{\gamma}^g = 0 \end{array} \right. \quad (IV.3)$$

La première série d'inégalités traduit le fait que la cission résolue ne peut excéder la cission résolue critique. La seconde impose un glissement dans le sens de la cission résolue appliquée. La dernière, dite de complémentarité, traduit qu'il n'y aura glissement sur un système que si la cission résolue atteint la cission résolue critique, rendant le système disponible.

Notons que la cission résolue, aussi bien pour les matériaux à structure c.f.c. que c.c., est soit nulle soit égale à la cission résolue critique (Clausen et al. [2000]).

IV.2.2 Surface d'écoulement :

Pour décrire le comportement du solide cristallin au cours de la déformation plastique, il faut déterminer à tout instant la vitesse de glissement $\dot{\gamma}^g$ de chaque système g . L'équation (IV.2) lie la cission résolue à l'état de contrainte appliquée. La première série d'équations du système (IV.3) peut être écrite :

$$\left| \mathcal{T}_{ij} M_{ij}^g \right| \leq \tau_c^g \quad (IV.4)$$

définissant un polytope dont la surface extérieure constitue la surface d'écoulement du cristal. En 1951, Bishop et Hill ont calculé les sommets de ce polytope pour des systèmes octaédriques et une cission résolue critique identique sur tous les systèmes, définissant une surface d'écoulement régulière couramment appelée polyèdre critique de Bishop et Hill [1951a, 1951b]. L'annexe IV.3 rappelle les 56 sommets (28 sommets et leurs opposés compte tenu du sens de glissement sur les systèmes) composant cette surface de plasticité et la sollicitation associée dans l'espace des déviateurs des contraintes normalisé par τ_c^g , dans la base de Lequeu. Ils se répartissent en cinq classes cristallographiques notées A, B, C, D et E. Pour cette liste, les sommets 28 et 56 ont volontairement été permutés, si on se réfère aux listes de Kocks [1970] ou de Fortunier [1987]; cette permutation se justifiera lors de la présentation des résultats concernant la bifurcation. Kocks et al. [1983] ont réalisé une étude complète des variétés linéaires du polyèdre. Fortunier et Linhart [1989] ont également déterminé l'angle solide associé aux diverses classes de sommets.

Notons encore que chaque vertex est associé à 6 ou 8 systèmes de glissement potentiel (annexe IV.4) et que, avec l'hypothèse du modèle 'Full constraints', l'état de contrainte du cristal est, sauf cas de haute symétrie, un sommet du polyèdre de Bishop et Hill, celui qui maximise la puissance de déformation.

IV.2.3 Critiques et commentaires :

Dès 1928, von Mises [1928] soutient qu'au moins cinq systèmes de glissement indépendants sont nécessaires à l'accommodation d'une déformation totalement imposée. Taylor [1938], par analogie avec un système mécanique non conservatif, aboutit à la même proposition et montre l'ambiguïté que soulève cette méthode dans le choix des systèmes de glissement parmi les 6 ou 8 disponibles à un vertex. Puis, par une approche mathématique rigoureuse, Bishop et Hill [1951a, 1951b] soulèvent la même ambiguïté, démontrant par là même la validité du raisonnement de Taylor.

Afin de s'affranchir de cette ambiguïté, diverses solutions ont été proposées, comme la sélection d'une solution tirée au hasard (Kallend et Davies [1972]) ou d'une moyenne des solutions possibles (Van Houtte et Aernoudt [1975]), satisfaisante pour une étude statistique mais pas pour l'étude d'un monocristal. Renouard et Wintenberger [1981] et Havner [1981] suggèrent un critère énergétique basé sur la minimisation de l'écroutissage, et postulent que la solution réelle est celle qui conduit à la configuration la plus favorable, celle du travail plastique minimum. Fuh et Havner [1989] proposent une discrimination par minimisation de la vitesse de rotation du cristal.

Il est parfois possible d'établir un algorithme de résolution (Fortunier [1987]), mais de manière systématique, l'indétermination peut-être levée en testant l'ensemble des combinaisons de systèmes (de 1 à 5 systèmes), en vérifiant que la combinaison est solution par une étude au premier ordre, puis en contrôlant que la loi de Schmid est également respectée au second ordre, c'est-à-dire que les systèmes critiques à l'instant t le sont toujours à l'instant $t + dt$. Plusieurs solutions sont en général acceptables à ce stade; si l'énergie qu'il faut fournir au cristal pour provoquer sa déformation à $t + dt$ s'écrit :

$$W(t+dt) = W(t) + \dot{W}(t) dt + \frac{1}{2} \ddot{W}(t) dt^2 \quad (\text{IV.5})$$

le critère énergétique préconise le choix de la solution minimisant \ddot{W} (Renouard et Wintenberger [1981]).

IV.3 Cinématique du monocristal en grandes déformations :

IV.3.1 Configuration isocline :

Dans l'étude du monocristal ou du grain au sein de l'agrégat, l'une des données essentielles à la compréhension des mécanismes de déformation est l'orientation du réseau cristallin. Pour chaque incrément de déformation, il est indispensable de connaître la nouvelle orientation du réseau afin de poursuivre l'étude de son comportement. Comme indiqué dans le Chapitre I (au sujet de la décomposition polaire de \mathcal{F}), pour décrire la cinématique de la plasticité en grandes déformations, le mécanicien a souvent recours à la décomposition du gradient de la transformation (Teodosiu et Sidoroff [1976], Mandel [1982], Chenaoui [1992], Hoc [1999]). La configuration intermédiaire introduite ici est dite 'configuration isocline', atteinte par application du gradient plastique \mathcal{P} , transformation sans rotation du réseau, sous l'effet du glissement cristallographique; la configuration courante est obtenue par rotation \mathcal{R} du réseau.

$$\mathcal{F} = \mathcal{R} \mathcal{P} \quad (\text{IV.6})$$

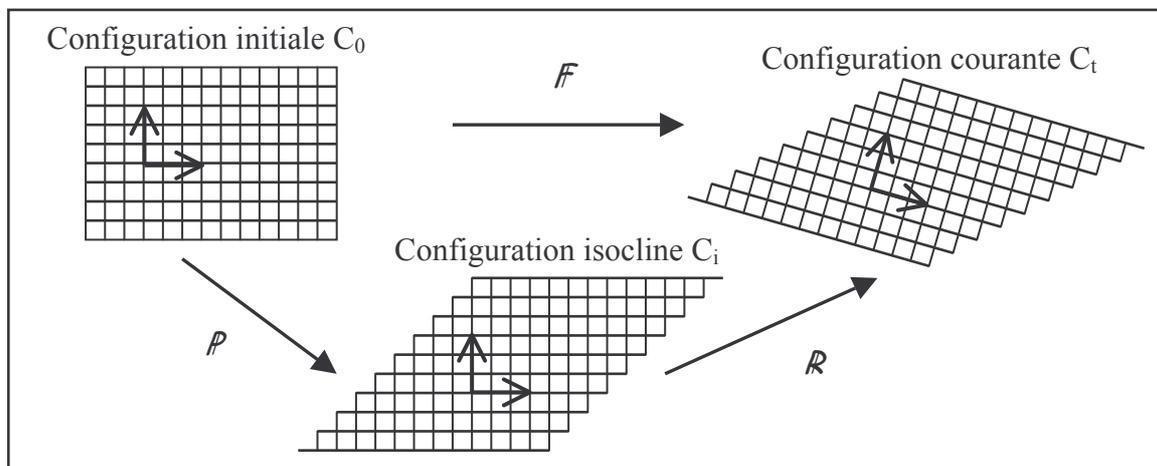


Figure IV.1 - Configuration isocline.

Remarque : dans le cas présent, la décomposition polaire n'est pas utilisée car, bien que liées, la rotation du réseau et la rotation de corps solide diffèrent et ce qui intéresse avant tout le métallurgiste est l'orientation du cristal.

IV.3.2 Cinématique :

La décomposition de la transformation, en prenant pour configuration intermédiaire la configuration isocline, est à présent considérée dans le cas d'un matériau rigide plastique. Le lecteur se référera à l'annexe IV.5 pour la définition des angles d'Euler $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ et l'écriture de la matrice de passage \mathcal{R} du référentiel échantillon (DL(1), DT(2), DN(3)) au référentiel du réseau ($\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$).

Dans ces conditions, les grandeurs cinématiques s'explicitent comme suit :

Repère échantillon :

Tenseur gradient des vitesses de transformation :

$$\mathcal{L} = \dot{\mathcal{F}} \mathcal{F}^{-1} = \mathcal{R} \dot{\mathcal{P}} \mathcal{P}^{-1} \mathcal{R}^T + \dot{\mathcal{R}} \mathcal{R}^T \quad (\text{IV.7})$$

Tenseur des vitesses de déformation :

$$\mathcal{D} = \frac{1}{2} (\mathcal{L} + \mathcal{L}^T) \quad (\text{IV.8})$$

Tenseur des vitesses de rotation :

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} (\mathcal{L} - \mathcal{L}^T) \quad (\text{IV.9})$$

Repère du réseau (surlignage supérieur) :

Tenseur gradient des vitesses de transformation :

$$\bar{\mathcal{L}} = \mathcal{R}^T (\mathcal{R} \dot{\mathcal{P}} \mathcal{P}^{-1} \mathcal{R}^T) \mathcal{R} + \mathcal{R}^T \dot{\mathcal{R}} \quad (\text{IV.10})$$

Tenseur des vitesses de déformation :

$$\bar{\mathcal{D}} = \frac{1}{2} (\bar{\mathcal{L}} + \bar{\mathcal{L}}^T) = (\dot{\mathcal{P}} \mathcal{P}^{-1})^S = \sum_{\mathbf{g}} (\dot{\gamma}^{\mathbf{g}} \bar{\mathbf{M}}_{\mathbf{g}}) \quad (\text{IV.11})$$

Tenseur des vitesses de rotation :

$$\bar{\mathcal{W}} = \frac{1}{2} (\bar{\mathcal{L}} - \bar{\mathcal{L}}^T) = \mathcal{R}^T \dot{\mathcal{R}} + (\dot{\mathcal{P}} \mathcal{P}^{-1})^A = \mathcal{R}^T \dot{\mathcal{R}} + \sum_{\mathbf{g}} (\dot{\gamma}^{\mathbf{g}} \bar{\mathbf{R}}_{\mathbf{g}}) \quad (\text{IV.12})$$

$\bar{\mathcal{W}}$ se décompose en deux termes, l'un dû au spin plastique $(\dot{\mathcal{P}} \mathcal{P}^{-1})^A$, l'autre dû à la rotation du réseau $(\mathcal{R}^T \dot{\mathcal{R}})$.

\mathcal{R} , en tant que matrice de rotation et/ou de passage, peut s'écrire, à partir des angles d'Euler $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$, sous la forme :

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos(\varphi_2)\cos(\varphi_1) - \sin(\varphi_2)\sin(\varphi_1)\cos(\phi) & -(\sin(\varphi_2)\cos(\varphi_1) + \cos(\varphi_2)\sin(\varphi_1)\cos(\phi)) & \sin(\phi)\sin(\varphi_1) \\ \sin(\varphi_1)\cos(\varphi_2) + \cos(\varphi_1)\sin(\varphi_2)\cos(\phi) & \cos(\varphi_2)\cos(\varphi_1)\cos(\phi) - \sin(\varphi_2)\sin(\varphi_1) & -(\cos(\varphi_1)\sin(\phi)) \\ \sin(\phi)\sin(\varphi_2) & \cos(\varphi_2)\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{pmatrix} \quad (\text{IV.13})$$

d'où

$$\mathbf{R}^T \dot{\mathbf{R}} = \begin{pmatrix} 0 & -\dot{\varphi}_2 - \cos(\phi)\dot{\varphi}_1 & \cos(\varphi_2)\sin(\phi)\dot{\varphi}_1 - \sin(\varphi_2)\dot{\phi} \\ \dot{\varphi}_2 + \cos(\phi)\dot{\varphi}_1 & 0 & -\sin(\varphi_2)\sin(\phi)\dot{\varphi}_1 - \cos(\varphi_2)\dot{\phi} \\ -\cos(\varphi_2)\sin(\phi)\dot{\varphi}_1 + \sin(\varphi_2)\dot{\phi} & \sin(\varphi_2)\sin(\phi)\dot{\varphi}_1 + \cos(\varphi_2)\dot{\phi} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{IV.14})$$

IV.3.3 Rotation du réseau cristallin :

Les vecteurs rotations (r_1, r_2, r_3) , $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ et $(\omega_1^p, \omega_2^p, \omega_3^p)$, sont définis à partir des éléments précédents de la façon suivante :

$$\begin{cases} r_1 = (\mathbf{R}^T \dot{\mathbf{R}})_{23} \\ r_2 = -(\mathbf{R}^T \dot{\mathbf{R}})_{13} \\ r_3 = (\mathbf{R}^T \dot{\mathbf{R}})_{12} \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_1 = \overline{W}_{23} \\ \omega_2 = -\overline{W}_{13} \\ \omega_3 = \overline{W}_{12} \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_1^p = \sum_g (\dot{\gamma}^g \overline{R}_g)_{23} \\ \omega_2^p = -\sum_g (\dot{\gamma}^g \overline{R}_g)_{13} \\ \omega_3^p = \sum_g (\dot{\gamma}^g \overline{R}_g)_{12} \end{cases} \quad (\text{IV.15})$$

L'équation (IV.12) peut alors être réécrite sous la forme du système :

$$\begin{array}{l} r_i = \omega_i - \omega_i^p, \quad i = 1..3 \\ \text{Soit :} \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} \sin(\varphi_2)\sin(\phi)\dot{\varphi}_1 + \cos(\varphi_2)\dot{\phi} = \overline{W}_{23} - \sum_g (\dot{\gamma}^g \overline{R}_g^{23}) \\ \cos(\varphi_2)\sin(\phi)\dot{\varphi}_1 - \sin(\varphi_2)\dot{\phi} = \overline{W}_{13} - \sum_g (\dot{\gamma}^g \overline{R}_g^{13}) \\ \dot{\varphi}_2 + \cos(\phi)\dot{\varphi}_1 = \overline{W}_{12} - \sum_g (\dot{\gamma}^g \overline{R}_g^{12}) \end{array} \right\} \quad (\text{IV.16})$$

La résolution de ce système donne accès à la vitesse de rotation du réseau cristallin.

Cette résolution nécessite la connaissance des systèmes activés et de leur vitesse de glissement. Cette connaissance est acquise en se basant sur le paragraphe 'critiques et commentaires' de la section précédente (Cf. IV.2.3).

IV.4 Ecrouissage :

IV.4.1 Considérations générales :

L'écrouissage se traduit par des évolutions de propriétés et de microstructures dues à l'influence de la déformation plastique sur la structure interne. Il n'est pas question ici de considérer l'écrouissage macroscopique et de schématiser des courbes contrainte-déformation (Chapitre III), mais bien de modéliser le comportement microscopique.

Franciosi [1984] établit la chronologie suivante dans la compréhension du comportement des monocristaux métalliques :

- 1930-50 : positionnement du problème de l'écoulement plastique du monocristal se déformant par glissement (analyse phénoménologique) et par mouvement de dislocations (analyse physique).

Dans le premier cas, on introduit la loi d'écrouissage sous forme incrémentale et on parle de matrice des modules instantanés de l'écrouissage. Si n est le nombre de systèmes de glissement, l'incrément de cisssion résolue critique a pour expression :

$$\dot{\tau}_c^g = \sum_{l=1}^n (h^{gl} \dot{\gamma}^l), \quad (\text{IV.17})$$

Dans le second, basé sur l'étude expérimentale, la cisssion résolue critique est fonction du nombre d'obstacles rencontrés par le glissement, autrement dit de la densité de dislocations, et peut s'écrire :

$$\tau_c^g = \alpha \mu b \sqrt{\rho} \quad (\text{IV.18})$$

ρ : densité de dislocations en cm^{-2}

μ : module de cisaillement en MPa

b : vecteur de Burger sur le système g en cm

α : coefficient d'interaction entre les dislocations

- 1950-70 : la première approche est étendue au cadre de la plasticité pure, tant sur le plan phénoménologique que sur le plan physique.
- Depuis 1960 : sont développées les approches phénoménologiques globales en élastoplasticité.

Franciosi commente ensuite l'introduction des seuils plastiques critiques τ_c^g en notant que leur "loi d'évolution (...) au cours de la déformation, constitue la loi d'écrouissage du monocristal, qui est donc l'une des préoccupations essentielles (...) dans la recherche d'une modélisation".

IV.4.2 Ecrouissage isotrope :

Dans la présente étude, l'écrouissage est considéré comme isotrope; ce qui revient à imposer que tous les termes de la matrice des modules instantanés d'écrouissage soient égaux, hypothèse courante pour l'aluminium, au moins en début de déformation.

Ainsi, tout écrouissage latent, souvent mis en évidence (Mingzhang et al. [1993]), est négligé. Tout comme on impose une cission résolue critique initiale égale sur l'ensemble des systèmes de glissement, on impose que non seulement tous les systèmes actifs s'écrouissent de manière identique, mais que simultanément les systèmes inactifs s'écrouissent également et dans la même proportion.

$$\text{Soit, d'après (IV.17), quel que soit } g : \quad \dot{\tau}_c^g = \dot{\tau}_c = h \sum_{l=1}^n (\dot{\gamma}^l) \quad (\text{IV.19})$$

h : module d'écrouissage microscopique isotrope

En préambule aux discussions ultérieures, notons dès à présent l'effet indésirable produit sur la surface de plasticité par un écrouissage anisotrope. Dans le cas où toutes les cissions résolues critiques sont identiques, la surface d'écoulement est initialement régulière (polyèdre de Bishop et Hill). Après déformation plastique, les cissions résolues critiques, du fait de l'écrouissage différentiel entre famille de systèmes (coplanaires, codirectionnels), varient suivant les systèmes. La nouvelle surface de plasticité n'est pas homothétique à la surface initiale, les coordonnées normalisées par τ_c^g dans l'espace des contraintes sont modifiées et dépendent du chemin de déformation. Ainsi, le polyèdre subit une dégénérescence qu'il faudrait étudier à chaque incrément de temps pour être à même de poursuivre l'analyse.

IV.4.3 Ecrouissage microscopique et macroscopique :

Ce paragraphe se réfère au traité Matériaux Métalliques, des Techniques de l'Ingénieur (Chenal et Driver [1999]).

L'écrouissage macroscopique H est déduit des courbes 'contrainte de von Mises-déformation équivalente' (Chapitre III), il s'agit de la pente :

$$H = \frac{d\mathcal{T}_{VM}}{d\tilde{\varepsilon}} \quad (\text{IV.20})$$

$\tilde{\varepsilon}$ est la déformation équivalente défini par (équation II.8) : $\tilde{\varepsilon} = \int_0^t \tilde{D} dt$

\tilde{D} est la vitesse de déformation équivalente (équation II.7) : $\tilde{D} = \left(\frac{2}{3} \sum_{i,j}^3 (D_{ij} D_{ij}) \right)^{1/2}$

La puissance de déformation plastique s'écrit : $\dot{W} = \sum_g (\dot{\gamma}^g \tau_c) = \mathcal{T}_0 \tilde{D}$ (IV.21)

\mathcal{T}_0 : contrainte d'écoulement de Cauchy

La définition du facteur de Taylor $T(i)$ à partir de la somme des vitesses de glissement dans un grain i permet de relier les grandeurs microscopiques et macroscopiques, à condition de supposer que toutes les cissions critiques soient égales.

$$T(i) = \frac{\dot{W}(i)}{\tau_c(i) \tilde{D}(i)} = \frac{\sum_g \dot{\gamma}^g(i)}{\tilde{D}(i)} = \frac{\mathcal{T}_0(i)}{\tau_c(i)} \quad (\text{IV.22})$$

Sur un ensemble de grains, dans un agrégat polycristallin, la valeur moyenne du facteur de Taylor T_m est comprise entre 2 et 4, et par commodité, elle sera fixé à $\sqrt{10}$.

L'intégration de l'équation IV.19 permet d'écrire la cission critique à l'instant t :

$$\tau_c(t) = \tau_c^0 + \int_0^t \left[\sum_g h(u) \dot{\gamma}^g(u) \right] du \quad (\text{IV.23})$$

La contrainte d'écoulement du polycristal \mathcal{T}_0^p s'écrit comme la valeur moyenne de la contrainte d'écoulement, sur l'ensemble des grains, pondérée par le volume –la valeur moyenne est indiqué par l'indice m, q est le nombre de grains :

$$\mathcal{T}_0^p = \frac{\sum_{i=1}^q \mathcal{T}_0(i)}{q} = T_m \tau_c^0 + \left(T(i) \int_0^t \left[h(t) \sum_g \dot{\gamma}^g(u) \right] du \right)_m \quad (\text{IV.24})$$

Alors, en négligeant la variation du facteur de Taylor moyen et en supposant une valeur faible de la cission résolue critique initiale, l'érouissage macroscopique est approché par :

$$H = \frac{d\mathcal{T}_{VM}}{d\tilde{\epsilon}} \cong \frac{d\tau_c}{\sum_g \dot{\gamma}^g dt} T_m^2 \cong h T_m^2 \quad (\text{IV.25})$$

Dans la suite, on utilisera donc l'approximation suivante entre érouissage macroscopique et microscopique :

$$h = H/10 \quad (\text{IV.26})$$

IV.5 Equations d'équilibre incrémentales :

IV.5.1 Equilibre des contraintes, dérivée particulière :

Cette section fait une nouvelle fois référence au formalisme des grandes déformations (Chapitre I). En termes de contraintes, l'écriture de l'équilibre est obtenue à partir de la loi fondamentale de la statique, équation I.24.

La dérivée totale de la contrainte de Cauchy dépendant des trois variables de l'espace x_j et du temps t s'écrit :

$$\frac{d\mathcal{T}_{ij}}{dt} = \dot{\mathcal{T}}_{ij} = \frac{\partial \mathcal{T}_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{T}_{ij}}{\partial x_j} V_j \quad \text{avec} \quad V_j = \frac{dx_j}{dt} \quad (\text{IV.27})$$

La dérivée spatiale de la dérivée temporelle de la contrainte de Cauchy devient :

$$\frac{\partial \dot{\mathcal{T}}_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \mathcal{T}_{ij}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \mathcal{T}_{ij}}{\partial x_j} \right) V_k + \frac{\partial \mathcal{T}_{ij}}{\partial x_k} \frac{\partial V_k}{\partial x_j} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{T}_{ij}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \mathcal{T}_{ij}}{\partial x_k} \frac{\partial V_k}{\partial x_j} \quad (\text{IV.28})$$

Les équations I.25 et IV.28 fournissent ensuite la forme de l'équilibre incrémental qu'il faut encore développer puisque $\dot{\mathcal{T}}$ n'est pas une dérivée objective :

$$\frac{\partial \dot{\mathcal{T}}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \mathcal{T}_{ij}}{\partial x_k} \frac{\partial V_k}{\partial x_j} - \frac{d(\rho f_i)}{dt} = 0 \quad (\text{IV.29})$$

IV.5.2 Dérivées objectives:

La dérivée d'un tenseur objectif n'est pas un tenseur objectif –dépendance au référentiel d'observation. Des dérivées objectives peuvent être définies afin de pallier cette difficulté.

Dans cette section, on s'intéresse aux dérivées objectives définies par une rotation.

Pour ce faire, deux dérivées corotationnelles sont introduites, l'une considérant le référentiel tournant avec la matière –dite de Jaumann-, autrement dit tournant à la vitesse de

corps solide \mathcal{W} , l'autre considérant le référentiel du cristal tournant à la vitesse du réseau \mathcal{W}^* .

$$\text{Dérivée de Jaumann :} \quad \bar{\mathcal{T}}^J = \dot{\bar{\mathcal{T}}} - \bar{\mathcal{W}}\bar{\mathcal{T}} + \bar{\mathcal{T}}\bar{\mathcal{W}} \quad (\text{IV.30})$$

$$\text{Corotationnelle au réseau:} \quad \bar{\mathcal{T}}^* = \dot{\bar{\mathcal{T}}} - \bar{\mathcal{W}}^*\bar{\mathcal{T}} + \bar{\mathcal{T}}\bar{\mathcal{W}}^* \quad (\text{IV.31})$$

$$\bar{\mathcal{W}}^* = \mathcal{R}^T \dot{\mathcal{R}}$$

Remarque : l'équation IV.12 permet d'écrire l'égalité des dérivées spatiales de $\bar{\mathcal{W}}$ et de $\bar{\mathcal{W}}^*$ puisque, l'élasticité étant négligée et la continuité des vitesses de glissement étant supposée, la dérivée spatiale de la rotation engendrée par le glissement est nulle.

$$\text{Soit :} \quad \text{grad}(\bar{\mathcal{W}}) = \text{grad}(\bar{\mathcal{W}}^*) \quad (\text{IV.32})$$

IV.5.3 Equilibre incrémental :

La forme finale des équations d'équilibre incrémentales est obtenue en introduisant la 'dérivée objective réseau' dans l'équation d'équilibre, équation IV.29, et en supposant, d'une part que la contrainte de Cauchy est homogène dans le grain, d'autre part que les forces volumiques et l'accélération sont nulles.

Enfin, l'équilibre est écrit en termes de déviateurs des contraintes, en utilisant la relation :

$$\text{div}(\bar{\mathcal{T}}^*) = \text{div}(\bar{\mathcal{S}}^*) - \text{grad}(\dot{p}) \quad (\text{IV.33})$$

(où \dot{p} est la dérivée temporelle de la pression hydrostatique)

sous la forme :

$$\frac{\partial \bar{\mathcal{T}}_{ij}^*}{\partial \bar{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathcal{W}}_{ik}^*}{\partial \bar{x}_j} \bar{\mathcal{T}}_{kj} - \bar{\mathcal{T}}_{ik} \frac{\partial \bar{\mathcal{W}}_{kj}^*}{\partial \bar{x}_j} = \frac{\partial \bar{\mathcal{S}}_{ij}^*}{\partial \bar{x}_j} + \bar{\mathcal{S}}_{jk} \frac{\partial \bar{\mathcal{W}}_{ik}}{\partial \bar{x}_j} + \bar{\mathcal{S}}_{ik} \frac{\partial \bar{\mathcal{W}}_{jk}}{\partial \bar{x}_j} - \frac{\partial \dot{p}}{\partial \bar{x}_j} = 0, \quad i=1..3 \quad (\text{IV.34})$$

IV.6 Loi constitutive incrémentale :

IV.6.1 Loi constitutive :

La loi constitutive incrémentale est construite en combinant les trois équations suivantes :

L'équation de projection des taux de contrainte dérive de l'équation IV.2 :

le système g étant actif, on a : $\bar{\mathbf{M}}^g : \bar{\mathbf{T}} = \bar{\mathbf{M}}^g : \bar{\mathbf{S}} = \tau_c$

l'incrément de cission résolue critique s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \dot{\tau}_c &= \bar{\mathbf{M}}^g : \dot{\bar{\mathbf{S}}} = \bar{\mathbf{M}}^g : \frac{d}{dt} (\mathbf{R}^T \mathbf{S} \mathbf{R}) = \bar{\mathbf{M}}^g : \left(\dot{\mathbf{R}}^T (\mathbf{R} \bar{\mathbf{S}} \mathbf{R}^T) \mathbf{R} + \mathbf{R}^T \dot{\mathbf{S}} \mathbf{R} + \mathbf{R}^T (\mathbf{R} \bar{\mathbf{S}} \mathbf{R}^T) \dot{\mathbf{R}} \right) \\ &= \bar{\mathbf{M}}^g : \left(\dot{\bar{\mathbf{S}}} - \mathbf{W}^* \bar{\mathbf{S}} + \bar{\mathbf{S}} \mathbf{W}^* \right) = \bar{\mathbf{M}}^g : \bar{\mathbf{S}}^* \end{aligned} \quad (\text{IV.35})$$

Les lois de normalité et d'écroûissage isotrope viennent respectivement des équations IV.11 et IV.19.

On considère un état de contrainte défini par le tenseur de Cauchy, les équations précédentes donnent la dépendance suivante :

$$\bar{\mathbf{T}} : \bar{\mathbf{D}} = \bar{\mathbf{T}} : \sum_g (\bar{\mathbf{M}}^g \dot{\gamma}_g) = \sum_g \left[(\bar{\mathbf{T}} : \bar{\mathbf{M}}^g) \dot{\gamma}_g \right] = \tau_c \sum_g (\dot{\gamma}_g) = \frac{\tau_c}{h} \dot{\tau}_c \quad (\text{IV.36})$$

Alors, quel que soit g :

$$\bar{\mathbf{M}}^g : \bar{\mathbf{S}}^* = \frac{h}{\tau_c} (\bar{\mathbf{T}} : \bar{\mathbf{D}}) \quad (\text{IV.37})$$

Dans le cas de l'hypothèse de Taylor, le point de fonctionnement du cristal en termes de contraintes est un vertex du polyèdre de Bishop et Hill et l'équation IV.37 admet pour solution, si $\bar{\mathbf{S}}^v$ définit le déviateur des contraintes au sommet dit 'activé' :

$$\bar{\mathbf{S}}^* = \underline{\underline{\bar{L}}} : \bar{\mathbf{D}} \quad \text{avec} \quad \underline{\underline{\bar{L}}} = \frac{h}{\tau_c^2} (\bar{\mathbf{S}}^v \otimes \bar{\mathbf{S}}^v) \quad (\text{IV.38})$$

La vérification est immédiate :

$$\forall \mathbf{g}, \quad \bar{\mathbf{M}}^g : \bar{\mathcal{S}}^* = \frac{h}{\tau_c^2} \left(\bar{\mathbf{M}}^g : (\bar{\mathcal{S}}^v \otimes \bar{\mathcal{S}}^v) : \bar{\mathcal{D}} \right) = \frac{h}{\tau_c^2} \bar{\mathbf{M}}_{ij}^g \bar{\mathcal{S}}_{ij}^v \bar{\mathcal{S}}_{kl}^v \bar{\mathcal{D}}_{kl} = \frac{h}{\tau_c} \left(\bar{\mathcal{S}}^v : \bar{\mathcal{D}} \right) \quad (\text{IV.39})$$

La loi constitutive incrémentale, équation IV.38, est à présent connue en chaque sommet du polyèdre.

IV.6.2 Commentaire :

L'écriture de la loi de comportement incrémentale ne nécessite pas de résolution du problème que pose la déformation plastique en termes de vitesses de glissement. L'ambiguïté naissant de l'existence de 6 ou 8 systèmes de glissement potentiels n'intervient nullement sur la formulation de la loi constitutive, et, à un vertex, on est sûr de disposer d'au moins cinq systèmes, garantissant ainsi la 'faisabilité' de la déformation. Au sommet v , la somme des vitesses de glissement est fonction des composantes du tenseur des vitesses de déformation et il en résulte que ni l'accroissement de contrainte, ni le rapport écrouissage microscopique sur cission résolue critique ne dépendent du choix des vitesses de glissement; ces grandeurs ne sont fonctions que de la déformation imposée.

IV.7 Critère de bifurcation :

IV.7.1 Champ spécifique de vitesses, bande de cisaillement :

Une fois établie la loi constitutive du matériau, ainsi que les équations d'équilibre, de manière incrémentale afin d'obtenir une modélisation fine de l'évolution du comportement du corps, il nous reste à caractériser la forme spécifique, en terme de champ de vitesses, de la bifurcation que l'on cherche à caractériser.

Dans le cas présent, il s'agit de définir la forme du champ de vitesse dans la bande de cisaillement. Ses caractéristiques sont une direction d'écoulement $\vec{\eta}$ et une normale $\vec{\nu}$ au plan de cisaillement.

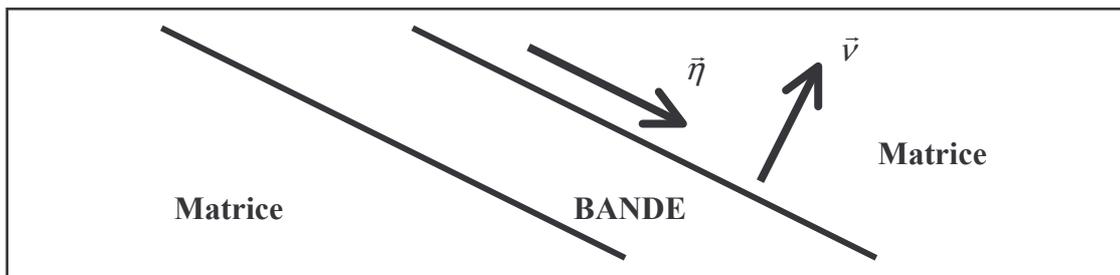


Figure IV.2 - Caractérisation de la bande de cisaillement.

Le tenseur des vitesses de déformation dans la bande est défini à une constante multiplicative près par :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} (v_i \eta_j + v_j \eta_i) \quad (\text{IV.40})$$

Le champ des vitesses en description eulérienne est pris de la forme générale suivante, comme introduit par Hill [1950], Rice [1976], Pierce [1983] :

$$\vec{V} = (V_i = \eta_i f(x_k v_k)), \quad i=1..3 \quad (\text{IV.41})$$

où f est une fonction arbitraire. La continuité des vitesses est garantie si f s'annule sur les plans qui limitent la bande de cisaillement.

IV.7.2 Le critère :

Les vitesses de déformation et de rotation sont définies comme suit :

$$\bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial \bar{x}_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial \bar{x}_i} \right) \quad \bar{W}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial \bar{x}_j} - \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial \bar{x}_i} \right) \quad (\text{IV.42})$$

Le critère de bifurcation en bandes de cisaillement est la condition nécessaire à la compatibilité entre la loi de comportement incrémentale du matériau (équation IV.37), les équations d'équilibre (équation IV.34) et le champ spécifique des vitesses de déformation (équation IV.41).

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\mathcal{S}}^* = \bar{\underline{\underline{L}}} : \bar{\underline{\underline{D}}}, \quad \bar{\underline{\underline{L}}} = \frac{h}{\tau_c^2} (\bar{\mathcal{S}}^v \otimes \bar{\mathcal{S}}^v) \\ \frac{\partial \bar{\mathcal{S}}_{ij}^*}{\partial \bar{x}_j} + \bar{\mathcal{S}}_{jk} \frac{\partial \bar{W}_{ik}}{\partial \bar{x}_j} + \bar{\mathcal{S}}_{ik} \frac{\partial \bar{W}_{jk}}{\partial \bar{x}_j} - \frac{\partial \dot{p}}{\partial x_j} = 0, \quad i=1..3 \\ \bar{\underline{\underline{V}}} = (\bar{V}_i = \bar{\eta}_i f(\bar{x}_k \bar{v}_k)) \quad , \quad \bar{\underline{\underline{D}}}_{ij} = \frac{1}{2} (\bar{\eta}_i \bar{v}_j + \bar{\eta}_j \bar{v}_i) f' \quad , \quad \bar{\underline{\underline{W}}}_{ij} = \frac{1}{2} (\bar{\eta}_i \bar{v}_j - \bar{\eta}_j \bar{v}_i) f' \end{array} \right. \quad (\text{IV.43})$$

Pour la suite, on introduit le tenseur $\bar{\mathcal{S}}^v$, normalisé par τ_c , tel que $\bar{\underline{\underline{S}}}^v = \tau_c \bar{\mathcal{S}}^v$ (annexe IV.3).

En utilisant la loi de comportement et la forme particulière du champ de vitesse, les équations d'équilibre deviennent :

$$\frac{1}{2} \left\{ h \bar{\mathcal{S}}_{ij}^v \bar{\mathcal{S}}_{kl}^v \bar{v}_j (\bar{v}_k \bar{\eta}_l + \bar{v}_l \bar{\eta}_k) + \tau_c \bar{\mathcal{S}}_{jk}^v \bar{v}_j (\bar{v}_k \bar{\eta}_i - \bar{v}_i \bar{\eta}_k) + \tau_c \bar{\mathcal{S}}_{ik}^v \bar{v}_j (\bar{v}_k \bar{\eta}_j - \bar{v}_j \bar{\eta}_k) \right\} f'' - \bar{v}_i \dot{p}' = 0, \quad i=1..3 \quad (\text{IV.44})$$

Un réarrangement judicieux des indices permet, après introduction des coefficients C_{ij} (δ_{ij} est l'opérateur de Krönecker) :

$$C_{ij} = h \bar{\mathcal{S}}_{ik}^v \bar{\mathcal{S}}_{jl}^v \bar{v}_k \bar{v}_l + \frac{1}{2} \tau_c \left[\bar{\mathcal{S}}_{ik}^v \bar{v}_j \bar{v}_k + \delta_{ij} \bar{\mathcal{S}}_{kl}^v \bar{v}_k \bar{v}_l - \bar{\mathcal{S}}_{jk}^v \bar{v}_i \bar{v}_k - \bar{\mathcal{S}}_{ij}^v \right] \quad (\text{IV.45})$$

de réécrire la condition nécessaire d'existence d'une bande de cisaillement de normale \bar{v} et de direction $\bar{\eta}$ sous la forme d'un système de 4 équations à 4 inconnues :

$$\begin{cases} C_{ij}\bar{\eta}_j - \bar{v}_i (\dot{p}' / f'') = 0 \\ \bar{v}_j \bar{\eta}_j = 0 \end{cases}, \quad i=1..3 \quad (\text{IV.46})$$

Du point de vue de la mécanique de la localisation (Cf. Chapitre I), cela revient à écrire la condition de singularité du tenseur acoustique –qui n'est pas déterminé ici- pour un matériau c.f.c. rigide plastique se déformant par glissement simple.

Enfin, la bifurcation non triviale en \bar{v} est possible si et seulement si le déterminant du système IV.46 est nul :

$$\Delta^v(h/\tau_c, \bar{v}) = \begin{vmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & \bar{v}_1 \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & \bar{v}_2 \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & \bar{v}_3 \\ \bar{v}_1 & \bar{v}_2 & \bar{v}_3 & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{IV.47})$$

Pour une direction de normale \bar{v} donnée, on détermine la possibilité ou non de bifurcation en bande de cisaillement et le rapport h/τ_c associé à la direction. Le rapport maximum et la direction associée seront respectivement appelés rapport critique et direction critique de cisaillement en bande. h/τ_c décroît au cours de la déformation puisque l'écroutissage diminue et la cission résolue critique augmente.

IV.7.3 Direction de glissement :

Dans ce paragraphe, considérant une direction telle que la condition IV.47 soit vérifiée, l'enjeu est la détermination de la direction de glissement pour l'écriture du tenseur des vitesses de déformation au sein de la bande.

On pose :

$$\begin{cases} \xi_j = C_{mj} - \bar{v}_m (C_{lj} \bar{v}_l) \\ \zeta_j = C_{nj} - \bar{v}_n (C_{lj} \bar{v}_l) \end{cases}, \quad m \neq n, \quad m, n = 1, 2 \text{ ou } 3 \quad (\text{IV.48})$$

La condition IV.47 étant remplie, les équations IV.46 deviennent :

$$\begin{cases} \xi_j \bar{\eta}_j = 0 \\ \zeta_j \bar{\eta}_j = 0 \\ \bar{v}_j \bar{\eta}_j = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.49})$$

La résolution du système (IV.49) passe par l'étude des déterminants d'ordre 2 :

$$\begin{cases} \delta_1 = \xi_1 \bar{v}_2 - \xi_2 \bar{v}_1 \\ \delta_2 = \xi_2 \bar{v}_3 - \xi_3 \bar{v}_2 \\ \delta_3 = \xi_3 \bar{v}_1 - \xi_1 \bar{v}_3 \end{cases} \quad \begin{cases} \delta_4 = \zeta_1 \bar{v}_2 - \zeta_2 \bar{v}_1 \\ \delta_5 = \zeta_2 \bar{v}_3 - \zeta_3 \bar{v}_2 \\ \delta_6 = \zeta_3 \bar{v}_1 - \zeta_1 \bar{v}_3 \end{cases} \quad (\text{IV.50})$$

Si l'un de ces déterminants est non nul (annexe IV.6), il y a une solution à une constante multiplicative près, sinon le système admet une infinité de solutions. En pratique, on trouve toujours une solution, $\bar{\eta}$ est alors normé et son sens choisi tel que $\dot{W} = \dot{\epsilon} : \bar{\mathcal{S}}^v \geq 0$.

IV.7.4 Algorithme de calcul :

Algorithme 1 (**IV.8 Résultats**) : critère au sommet

Pour chaque vertex, il est désormais possible d'écrire le critère de bifurcation, sans aucune considération pour l'instant, sur le chemin de déformation. Un balayage régulier en orientation de normale \bar{v} à la bande (figure IV.3) :

$$\begin{cases} \bar{v}_1 = \cos\theta_1 \cos\theta_2 & -\pi/2 \leq \theta_1 < \pi/2 \\ \bar{v}_2 = \sin\theta_2 & -\pi/2 \leq \theta_2 < \pi/2 \\ \bar{v}_3 = \sin\theta_1 \cos\theta_2 \end{cases} \quad (\text{IV.51})$$

est ensuite entrepris afin de déterminer l'ensemble des orientations constituant une bifurcation : on étudie la répartition spatiale des normales et la répartition des valeurs que prend le rapport h/τ_c . Le rapport critique et la direction critique par sommet et par classe de vertex est également mis en relief. Ajoutons qu'un chemin de déformation n'est une bifurcation que si le tenseur des vitesses de déformation appartient au cône des normales du vertex considéré (puissance de déformation maximale sur le dit vertex).

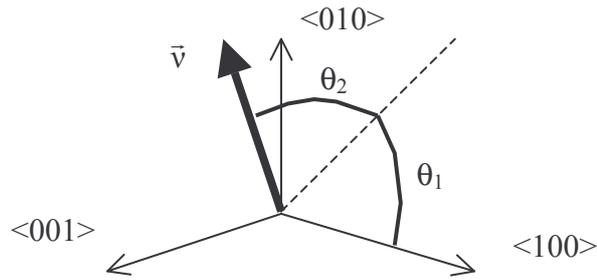


Figure IV.3 - Caractérisation de la normale au plan de cisaillement.

Algorithme 2 (**IV.9 Application à la compression plane**) : balayage en orientations cristallines

Etant donné une orientation cristalline et un chemin de déformation connu par son tenseur des vitesses de déformation ('Full constraints'), en appliquant le critère de la puissance maximale de déformation plastique, il est possible de connaître le vertex activé du polyèdre de Bishop et Hill, ainsi que le seuil théorique de bifurcation et l'orientation de la bande dans le référentiel du cristal puis dans le référentiel outil.

Une distribution homogène avec un pas de 1 degré, prenant en considération la forme spécifique du Jacobien dans l'espace des angles d'Euler :

$$\begin{cases} 0 \leq \varphi_1 < \pi \\ -1 < \cos \phi \leq 1 \\ 0 \leq \varphi_2 < \pi \end{cases} \quad , \quad 0 \leq \phi < \pi \quad \text{(IV.52)}$$

nous permettra d'étudier la statistique d'orientation des bandes.

Table IV.1 - Formulation algébrique du rapport $\frac{h}{\tau_c}$ pour les cinq classes de sommets.

Vertex A :

Vertex		i
1	29	3
2	30	1
3	31	2
1	-1	a

$$\frac{h}{\tau_c} = \frac{a\sqrt{6}}{12} \frac{(1-2\bar{v}_i^2)}{\bar{v}_i^2(\bar{v}_i^2-1)}$$

Vertex B :

Vertex		S
25	53	$\bar{v}_1\bar{v}_2 - \bar{v}_2\bar{v}_3 - \bar{v}_1\bar{v}_3$
26	54	$\bar{v}_1\bar{v}_3 - \bar{v}_2\bar{v}_3 - \bar{v}_1\bar{v}_2$
27	55	$\bar{v}_2\bar{v}_3 - \bar{v}_1\bar{v}_2 - \bar{v}_1\bar{v}_3$
28	56	$\bar{v}_1\bar{v}_2 + \bar{v}_2\bar{v}_3 + \bar{v}_1\bar{v}_3$
1	-1	a

$$\frac{h}{\tau_c} = \frac{a\sqrt{6}}{12} \frac{(1-4S)}{(S-1)(2S+1)}$$

Vertex C :

Vertex		i	j
4	32	2	3
5	33	1	3
6	34	1	2
1	-1	a	

$$\frac{h}{\tau_c} = \frac{a\sqrt{6}}{24} \frac{(8\bar{v}_i^2\bar{v}_j^2 + \bar{v}_i^2 + \bar{v}_j^2 - 1)}{\bar{v}_i\bar{v}_j(2\bar{v}_i\bar{v}_j - 1)(2\bar{v}_i\bar{v}_j + 1)}$$

Vertex D :

Vertex		i	j	k	c	d
13	41	1	3	2	1	1
14	42	1	3	2	1	-1
15	43	1	3	2	-1	1
16	44	1	3	2	-1	-1
17	45	3	2	1	1	1
18	46	3	2	1	-1	1
19	47	3	2	1	1	-1
20	48	3	2	1	-1	-1
21	49	2	1	3	1	1
22	50	2	1	3	-1	1
23	51	2	1	3	1	1
24	52	2	1	3	-1	-1
1	-1	a				

$$p = c\bar{v}_i\bar{v}_k + d\bar{v}_j\bar{v}_k + 2cd\bar{v}_i\bar{v}_j$$

$$q = c\bar{v}_i\bar{v}_k + d\bar{v}_j\bar{v}_k - cd\bar{v}_i\bar{v}_j$$

$$\frac{h}{\tau_c} = \frac{a\sqrt{6} \left(1 - 8\bar{v}_k^2 \left(1 - \frac{3}{4}\bar{v}_k^2 + p \right) + 2q \right)}{6\bar{v}_k \left(6\bar{v}_k - 4\bar{v}_k^3 - 2cd\bar{v}_i\bar{v}_j\bar{v}_k \left(4 - 12\bar{v}_k^2 \right) + (c\bar{v}_i + d\bar{v}_j) \left(18\bar{v}_k^4 - 20\bar{v}_k^2 + 4 \right) - 11\bar{v}_k^3 \left(\bar{v}_i^2 + \bar{v}_j^2 \right) + 16\bar{v}_k^2 \left(c\bar{v}_i^3 + d\bar{v}_j^3 \right) \right)}$$

Vertex E :

Vertex		i	j	b
7	35	3	1	1
8	36	1	3	-1
9	37	2	3	1
10	38	3	2	-1
11	39	2	1	1
12	40	1	2	-1
1	-1	a		

$$\frac{h}{\tau_c} = \frac{ab\sqrt{6}}{3} \frac{\left(1 - (\bar{v}_i^2 + \bar{v}_j^2) \right) \left(1 + \bar{v}_i^2 + \bar{v}_j^2 \right) + 4\bar{v}_i\bar{v}_j \left(\bar{v}_i^2 - \bar{v}_j^2 \right)}{\left(\bar{v}_i^2 - 2\bar{v}_i\bar{v}_j - \bar{v}_j^2 \right) \left(\bar{v}_i^2 + \bar{v}_j^2 \right)^2 - 4\bar{v}_i\bar{v}_j \left(\bar{v}_i^2 - \bar{v}_j^2 \right) - 2}$$

IV.8 Résultats :

IV.8.1 Le critère et les classes de sommets :

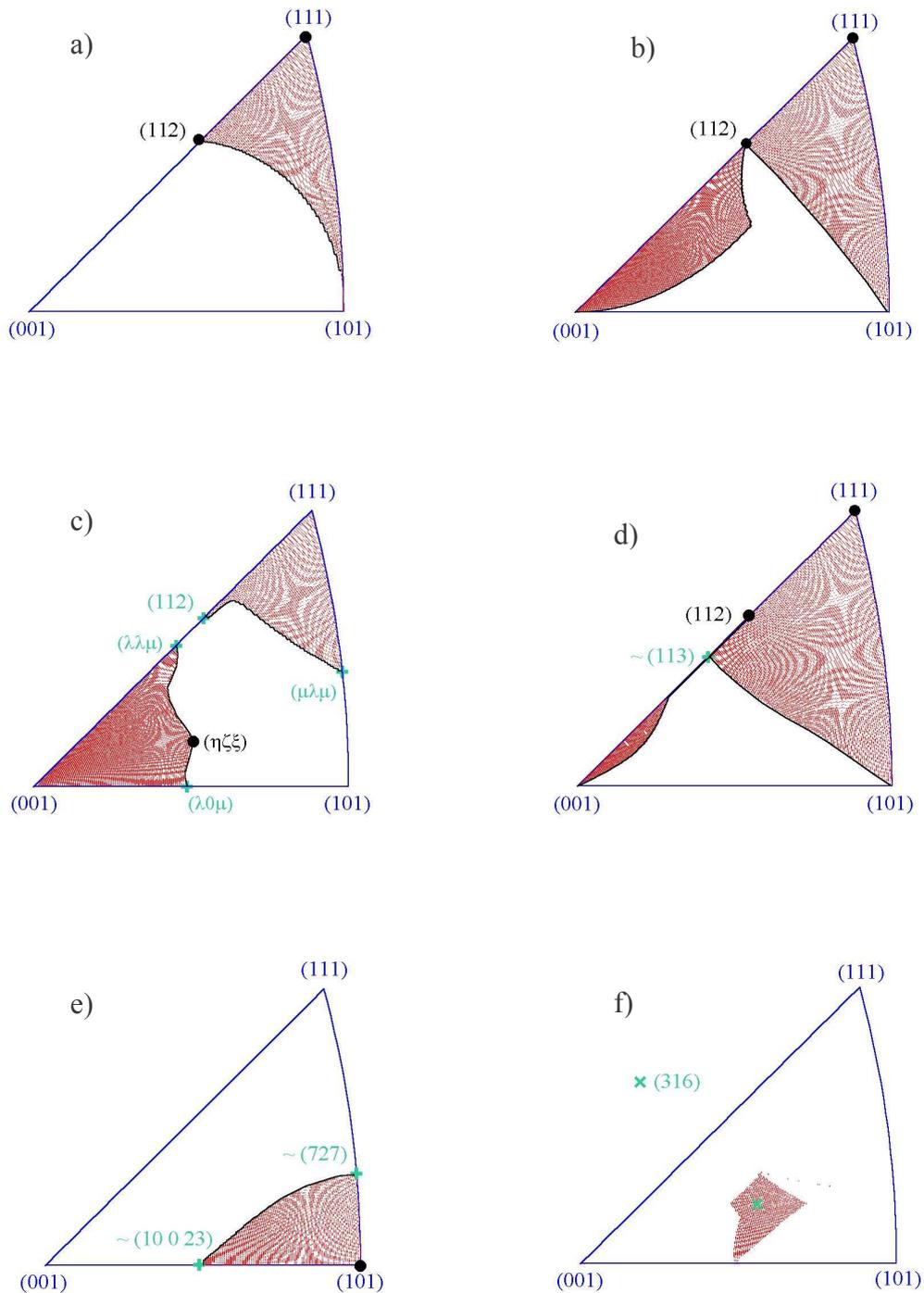
Le premier algorithme (Cf. IV.7.4) permet pour tout sommet et toute orientation de normale fixée de déterminer, lorsque la bifurcation est possible, le rapport $\frac{h}{\tau_c}$ et la direction d'écoulement dans la bande de cisaillement. La table IV.1 fournit les expressions algébriques du rapport $\frac{h}{\tau_c}$ suivant les classes de sommets. A ce stade, même si le calcul est, sauf cas particuliers, toujours possible, cela ne signifie pas que pour toute orientation de normale la bifurcation est possible; en effet, la direction d'écoulement n'est pas pour l'instant déterminée et, en conséquence, l'appartenance du chemin de déformation au cône des normales du vertex étudié n'est pas assurée.

Après obtention des directions de glissement corrélées au plan (direction de normale) et au rapport $\frac{h}{\tau_c}$, l'appartenance du chemin de déformation ainsi défini au cône des normales du sommet considéré est contrôlée. La figure IV.4 met en évidence par projections stéréographiques sur le plan (001) les directions de normale offrant une possibilité de bifurcation par classe de sommets. Quelques normales extrêmes sont répertoriées par leurs indices de Miller sur les différentes projections. On retiendra les valeurs particulières des indices $\lambda = 0.3411$, $\mu = 0.8760$, $\zeta = 0.1170$, $\xi = 0.9092$, $\eta = 0.3996$, qui interviendront également dans la section suivante.

Pour chaque classe, il existe une infinité de plans correspondant à une bifurcation potentielle, définissant un domaine continu dans le triangle stéréographique $\{001\}$, $\{101\}$, $\{111\}$. Le recouvrement de l'ensemble des projections laisse toutefois une zone d'ombre centrée approximativement sur $\{316\}$ pour laquelle aucune bifurcation n'est possible quelle que soit la classe. Les normales critiques y sont également indiquées.

La figure IV.5 donne des exemples de projections stéréographiques sur le plan (001) pour divers sommets (un par classe), et indique la correspondance entre direction de normale et direction d'écoulement par le biais des rapports $\frac{h}{\tau_c}$ représentés sous forme de courbes de

Figure IV.4 - Projection stéréographique sur le plan (001) les directions de normale offrant une possibilité de bifurcation par classe de sommets :
 a) classe A, b) classe B, c) classe C, d) classe D, e) classe E, f) zone d'ombre, direction n'offrant pas de bifurcation, • indique les normales critiques.



niveaux. Les rapports et directions critiques y sont ainsi répertoriés. Pour chaque sommet, sont indiquées quelques orientations particulières de normales et de directions repérées par des points numérotés dont la liste suit :

Sommet 1, classe A :

$$1 : (112)[\bar{1}\bar{1}1], 2 : (111)[\bar{1}\bar{1}2], 3 : (101)[10\bar{1}], 4 : (011)[01\bar{1}]$$

Sommet 28, classe B :

$$\begin{aligned} 1 : (100)[011], 4 : (\bar{1}11)[211], 7 : (\bar{1}\bar{1}1)[112], 10 : (010)[101] \\ 2 : (211)[\bar{1}11], 5 : (112)[\bar{1}\bar{1}1], 8 : (\bar{1}\bar{1}0)[001], 11 : (101)[010] \\ 3 : (011)[100], 6 : (001)[\bar{1}\bar{1}0], 9 : (121)[1\bar{1}1], 12 : (1\bar{1}1)[121] \end{aligned}$$

Sommet 6, classe C :

$$1 : (100)[0\bar{1}0], 2 : (\mu\lambda 0)[\lambda\bar{\mu} 0], 3 : (\mu\lambda\lambda)[0\bar{1}1], 4 : (112)[\bar{1}\bar{1}1], 5 : (111)[\bar{1}\bar{1}2]$$

Sommet 21, classe D :

$$1 : (111)[\bar{1}\bar{1}2], 2 : (110)[00\bar{1}], 3 : (001)[110], 4 : (\bar{1}\bar{1}2)[111]$$

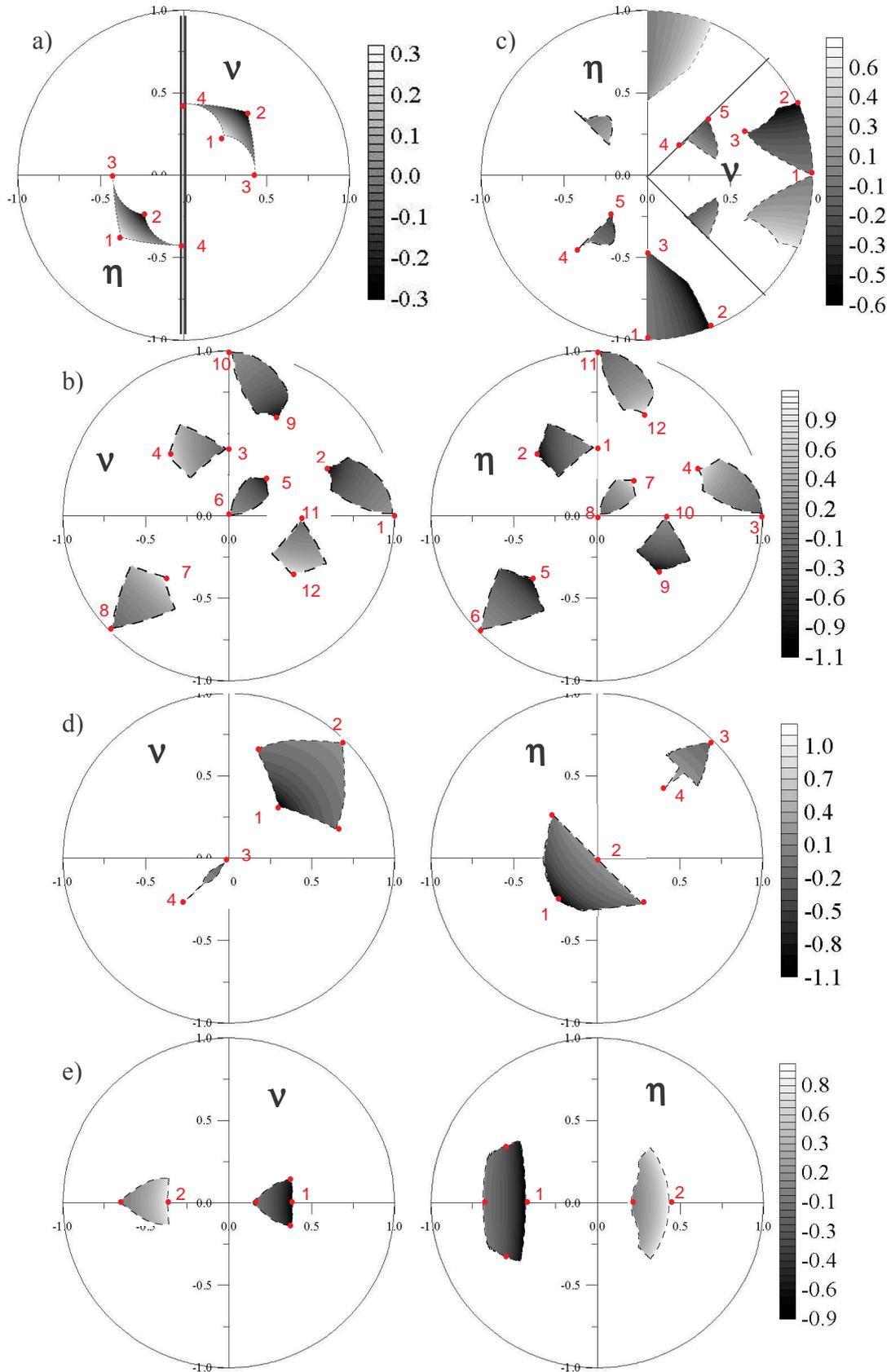
Sommet 7, classe E :

$$1 : (101)[\bar{1}01], 2 : (\bar{1}01)[101]$$

Ces sommets ont été choisis pour accroître la lisibilité de la représentation. Les projections pour les autres sommets de chaque classe se déduisent des précédentes en respectant les symétries propres à chacune des classes.

Figure IV.5 - Correspondance entre direction de normale et direction d'écoulement par le biais des rapports h/τ_c représentés sous forme de courbes de niveaux :

a) classe A, sommet 1, b) classe B, sommet 28, c) classe C, sommet 6, d) classe D, sommet 21, e) classe E, sommet 7, b), d) et e) sont les figures de projection complètes alors que a) et c) ne présentent qu'un quart des projections. Complément de a), symétrie des axes $y=0$ et $x=0$; complément de c), symétrie des axes $y=x$ et $y=-x$.



IV.8.2 Rapport critique et cisaillements associés :

La table IV.2 donne la valeur, déterminée analytiquement ou numériquement, du rapport critique $\left(\frac{h}{\tau_c}\right)_{\text{crit}}$ pour l'apparition de la première bifurcation sur les diverses classes de sommets, ainsi que la probabilité spatiale d'activation d'une classe. Il faut noter que le rapport $\frac{h}{\tau_c}$ minimum est égal à $\left(-\frac{h}{\tau_c}\right)_{\text{crit}}$ et que les indices de Miller des normales et des directions sont inversés entre la valeur critique du rapport $\frac{h}{\tau_c}$ et son opposé, la valeur minimale. Ainsi, si l'orientation $[hkl]\langle uvw \rangle$ caractérise la bande de cisaillement pour la valeur critique de bifurcation d'un sommet, la bande sera caractérisée par l'orientation $[uvw]\langle hkl \rangle$ pour la valeur minimale du rapport.

Entre les deux extrema, la distribution de $\frac{h}{\tau_c}$ est continue; il existe donc par cette analyse une infinité de bifurcation avec des rapports $\frac{h}{\tau_c}$ qui varient entre $\left(\frac{h}{\tau_c}\right)_{\text{crit}}$ et $\left(-\frac{h}{\tau_c}\right)_{\text{crit}}$. L'annulation du rapport a une signification physique particulière : lorsqu'il est positif, $h > 0$, les bandes de cisaillement peuvent survenir alors que l'écrouissage est positif et sans qu'aucun endommagement ne soit nécessaire comme l'ont déjà mentionné Rice [1976] et Asaro [1979].

Table IV.2 - Valeur analytique ou numérique du rapport critique $\left(\frac{h}{\tau_c}\right)_{\text{crit}}$ et probabilité d'activation d'un sommet suivant sa classe.

Classe	$(h/\tau_c)_{\text{crit}}$	Occurrence
A	$\sqrt{6}/8 \approx 0.306$	4.11%
B	$7\sqrt{6}/16 \approx 1.071$	18.08%
C	0.620	40.92%
D	$7\sqrt{6}/16 \approx 1.071$	20.10%
E	$\sqrt{6}/3 \approx 0.816$	16.79%

Table IV.3 - Cisaillements associés aux valeurs critiques de bifurcation pour l'ensemble des sommets du polyèdre de Bishop et Hill.

	Vertex		Normal			Direction de glissement		
A	1	1	1	-1	-2	1	-1	1
		2	1	1	-2	1	1	1
		3	1	-1	2	-1	1	1
		4	1	1	2	-1	-1	1
	2	1	2	-1	-1	1	1	1
		2	2	1	-1	1	-1	1
		3	2	-1	1	1	1	-1
		4	2	1	1	-1	1	1
	3	1	1	-2	-1	1	1	-1
		2	1	2	-1	-1	1	1
		3	1	-2	1	1	1	1
		4	1	2	1	1	-1	1
C	4	1	ζ	η	$-\xi$	$-\lambda$	μ	λ
		2	ζ	ξ	$-\eta$	λ	λ	μ
		3	ζ	$-\eta$	ξ	λ	μ	λ
		4	ζ	$-\xi$	η	$-\lambda$	λ	μ
	5	1	η	ζ	$-\xi$	μ	$-\lambda$	λ
		2	ξ	ζ	$-\eta$	λ	λ	μ
		3	$-\eta$	ζ	ξ	μ	λ	λ
		4	$-\xi$	ζ	η	λ	$-\lambda$	μ
	6	1	η	$-\xi$	ζ	μ	λ	$-\lambda$
		2	ξ	$-\eta$	ζ	λ	μ	λ
		3	$-\eta$	ξ	ζ	μ	λ	λ
		4	$-\xi$	η	ζ	λ	μ	$-\lambda$
E	7	1	1	0	-1	1	0	1
	8	1	1	0	1	-1	0	1
	9	1	0	1	-1	0	1	1
	10	1	0	1	1	0	-1	1
	11	1	1	-1	0	1	1	0
	12	1	1	1	0	-1	1	0
D	13	1	1	-2	1	1	1	1
	14	1	1	-2	-1	-1	-1	1
	15	1	1	2	-1	-1	1	1
	16	1	1	2	1	1	-1	1
	17	1	2	-1	-1	1	1	1
	18	1	2	-1	1	-1	-1	1
	19	1	2	1	-1	1	-1	1
	20	1	2	1	1	-1	1	1
	21	1	1	1	-2	1	1	1
	22	1	1	-1	-2	1	-1	1
	23	1	1	-1	2	-1	1	1
	24	1	1	1	2	-1	-1	1
B	25	1	1	1	-2	1	1	1
		2	2	1	-1	1	-1	1
		3	1	2	-1	-1	1	1
	26	1	2	-1	1	-1	-1	1
		2	1	-2	1	1	1	1
		3	1	-1	2	-1	1	1
	27	1	1	-1	-2	1	-1	1
		2	2	-1	-1	1	1	1
		3	1	-2	-1	-1	-1	1
	28	1	2	1	1	-1	1	1
		2	1	2	1	1	-1	1
		3	1	1	2	-1	-1	1

	Vertex		Normal			Direction de glissement		
A	29	1	1	-1	-1	1	-1	2
		2	1	1	-1	1	1	2
		3	1	-1	1	-1	1	2
		4	1	1	1	1	-1	-1
	30	1	1	-1	-1	2	1	1
		2	1	1	-1	2	-1	1
		3	1	-1	1	2	1	-1
		4	1	1	1	-2	1	1
	31	1	1	-1	-1	1	2	-1
		2	1	1	-1	-1	2	1
		3	1	-1	1	1	2	1
		4	1	1	1	1	1	-2
C	32	1	ζ	η	ξ	λ	$-\mu$	λ
		2	ζ	ξ	η	$-\lambda$	$-\lambda$	μ
		3	ζ	$-\eta$	$-\xi$	$-\lambda$	$-\mu$	λ
		4	ζ	$-\xi$	$-\eta$	λ	$-\lambda$	μ
	33	1	η	ζ	ξ	μ	$-\lambda$	$-\lambda$
		2	ξ	ζ	η	λ	λ	$-\mu$
		3	$-\eta$	ζ	$-\xi$	μ	λ	$-\lambda$
		4	$-\xi$	ζ	$-\eta$	λ	$-\lambda$	$-\mu$
	34	1	η	ξ	ζ	$-\mu$	λ	λ
		2	ξ	η	ζ	$-\lambda$	μ	$-\lambda$
		3	$-\eta$	$-\xi$	ζ	$-\mu$	λ	$-\lambda$
		4	$-\xi$	$-\eta$	ζ	$-\lambda$	μ	λ
E	35	1	1	0	1	1	0	-1
	36	1	1	0	-1	1	0	1
	37	1	0	-1	-1	0	-1	1
	38	1	0	1	-1	0	1	1
	39	1	1	1	0	-1	1	0
	40	1	1	-1	0	1	1	0
D	41	1	1	1	1	1	-2	1
	42	1	1	1	-1	-1	2	1
	43	1	1	-1	-1	-1	-2	1
	44	1	1	-1	1	1	2	1
	45	1	1	1	1	-2	1	1
	46	1	1	1	-1	2	-1	1
	47	1	1	-1	1	-2	-1	1
	48	1	1	-1	-1	2	1	1
	49	1	1	1	1	-1	-1	2
	50	1	1	-1	1	-1	1	2
	51	1	1	-1	-1	1	-1	2
	52	1	1	1	-1	1	1	2
B	53	1	1	-1	-1	-1	-2	1
		2	1	1	1	-1	-1	2
		3	1	-1	1	-2	-1	1
	54	1	1	-1	-1	1	-1	2
		2	1	1	1	1	-2	1
		3	1	1	-1	2	-1	1
	55	1	1	-1	1	-1	1	2
		2	1	1	-1	-1	2	1
		3	1	1	1	-2	1	1
	56	1	1	1	-1	1	1	2
		2	1	-1	1	1	2	1
		3	1	-1	-1	2	1	1

$$\zeta = 0.1170, \quad \xi = 0.9092, \quad \eta = 0.3996$$

$$\lambda = 0.3411, \quad \mu = 0.8760$$

La table IV.3 fournit les orientations privilégiées de bifurcation (cisaillements préférentiels) associées à la valeur critique du rapport $\frac{h}{\tau_c}$ pour l'ensemble des sommets. Il est à noter que suivant la classe, il existe un, trois ou quatre cisaillements satisfaisant le cas de bifurcation critique. La remarque concernant l'inversion des indices entre les valeurs maximales et minimales du rapport $\frac{h}{\tau_c}$ vaut également ici pour les sommets opposés à l'exception de la classe C. Cette remarque est d'autant plus pertinente que, pour les sommets 29 à 56, et plus précisément les classes A, B, D et E, le cisaillement associé à la bande critique est obtenu par combinaison simple de systèmes de glissement soit coplanaires pour les classes A, B et D, soit codirectionnels pour la classe E.

Exemple (Annexes IV.1 et IV.4) :

Sommets 48, systèmes de glissement :	4 : $(\bar{1}\bar{1}1)[0\bar{1}\bar{1}]$,	18 : $(\bar{1}\bar{1}1)[\bar{1}0\bar{1}]$
	8 : $(\bar{1}11)[101]$,	21 : $(\bar{1}11)[110]$
	11 : $(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$,	22 : $(1\bar{1}1)[011]$
Cisaillement critique :	$(1\bar{1}\bar{1})[211]$ soit 8 + 21	

A l'inverse, pour les sommets 1 à 28, il n'y a pas de combinaison simple pouvant réaliser les cisaillements critiques. Nous n'avons cependant pas exclu ces solutions faute d'argument clairement énoncé.

Par ailleurs, c'est au moment de l'obtention de ces résultats que s'est imposée une inversion des sommets 28 et 56 afin d'assurer la cohérence de la table IV.3.

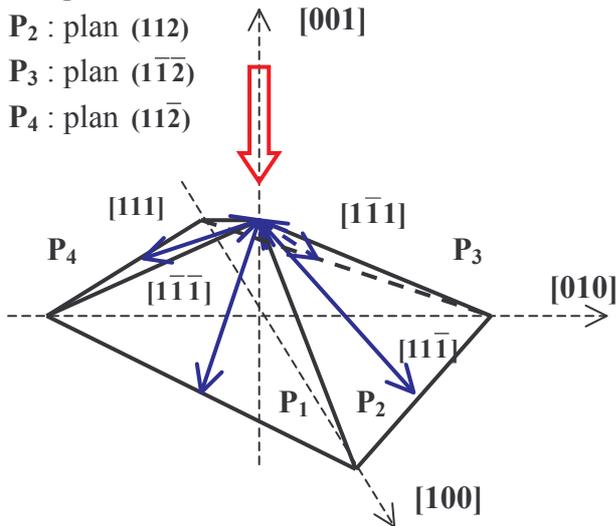
La figure IV.6 permet la visualisation spatiale des données de la table IV.3 pour divers sommets.

Figure IV.6 - Représentation des plans et directions critiques de bifurcation dans le repère du cristal

Les flèches bleues indiquent les directions d'écoulement, les plans sont représentés en noir et les flèches rouges fournissent l'état de sollicitation (traction, compression, torsion)

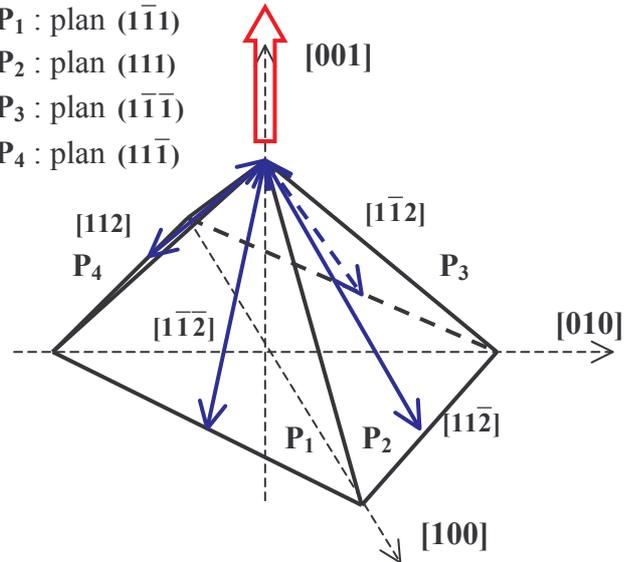
Classe A :

- P₁ : plan ($\bar{1}\bar{1}2$)
- P₂ : plan (112)
- P₃ : plan ($\bar{1}\bar{1}2$)
- P₄ : plan (11 $\bar{2}$)



Sommet 1

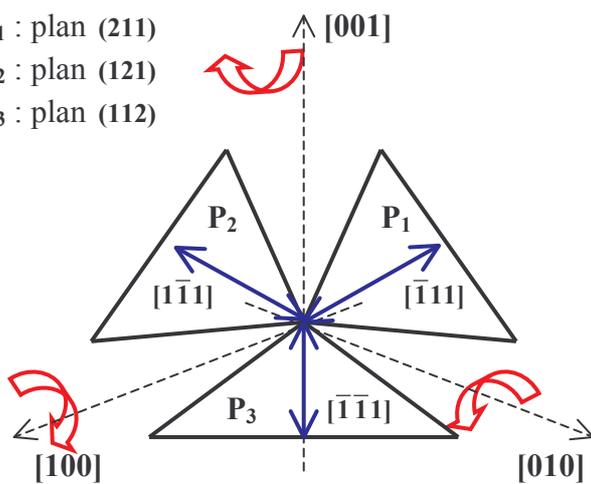
- P₁ : plan ($\bar{1}\bar{1}1$)
- P₂ : plan (111)
- P₃ : plan ($\bar{1}\bar{1}1$)
- P₄ : plan (11 $\bar{1}$)



Sommet 29

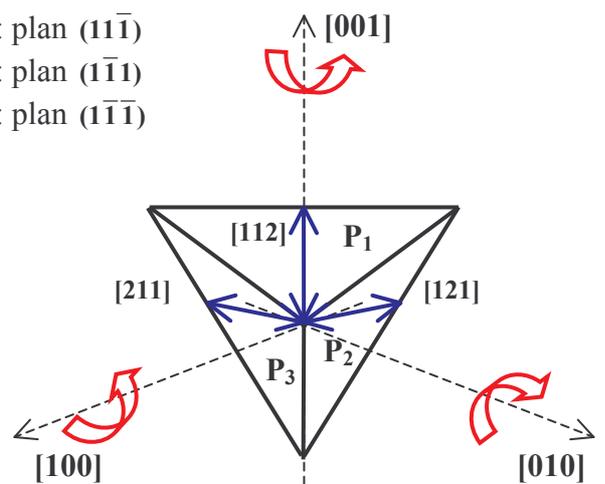
Classe B :

- P₁ : plan (211)
- P₂ : plan (121)
- P₃ : plan (112)



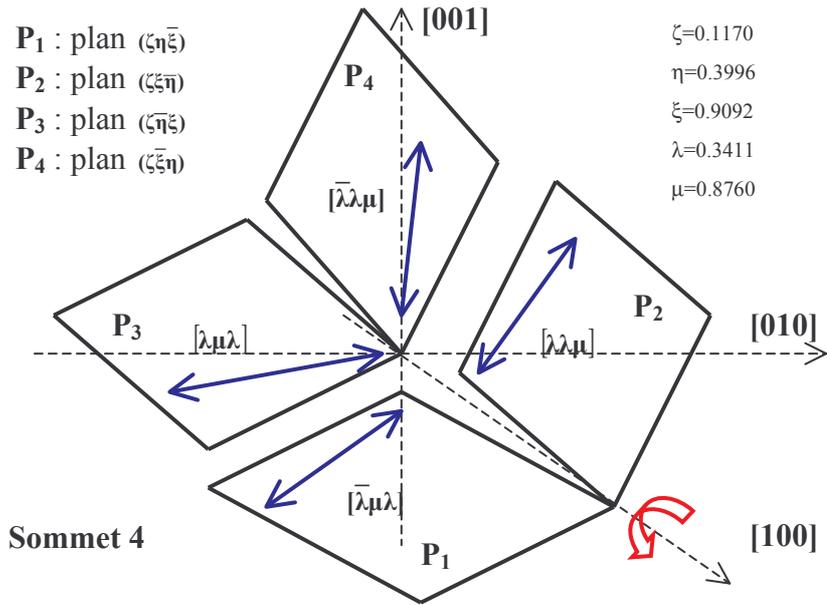
Sommet 28

- P₁ : plan ($\bar{1}\bar{1}1$)
- P₂ : plan ($\bar{1}\bar{1}1$)
- P₃ : plan ($\bar{1}\bar{1}1$)

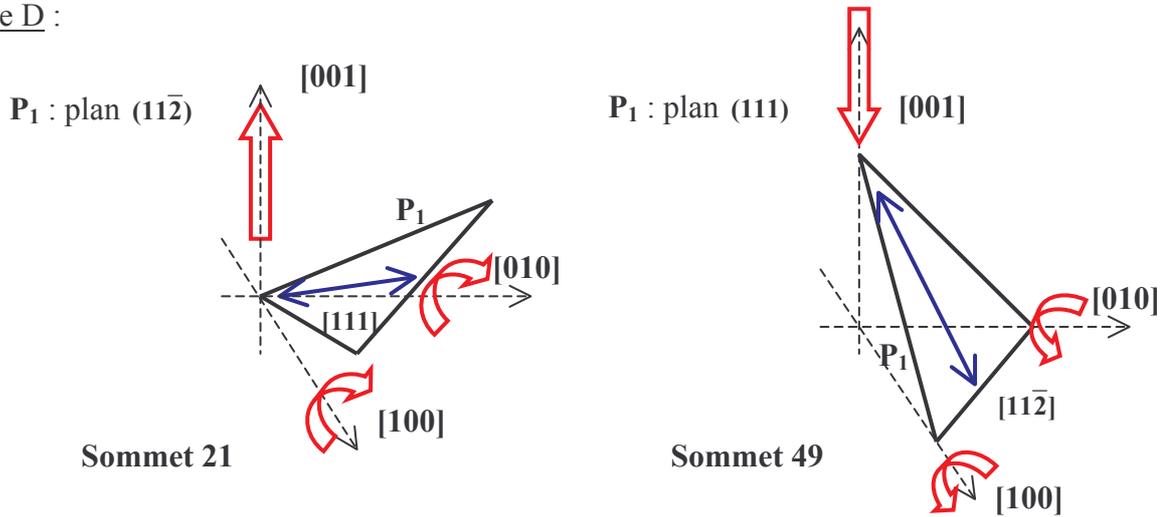


Sommet 56

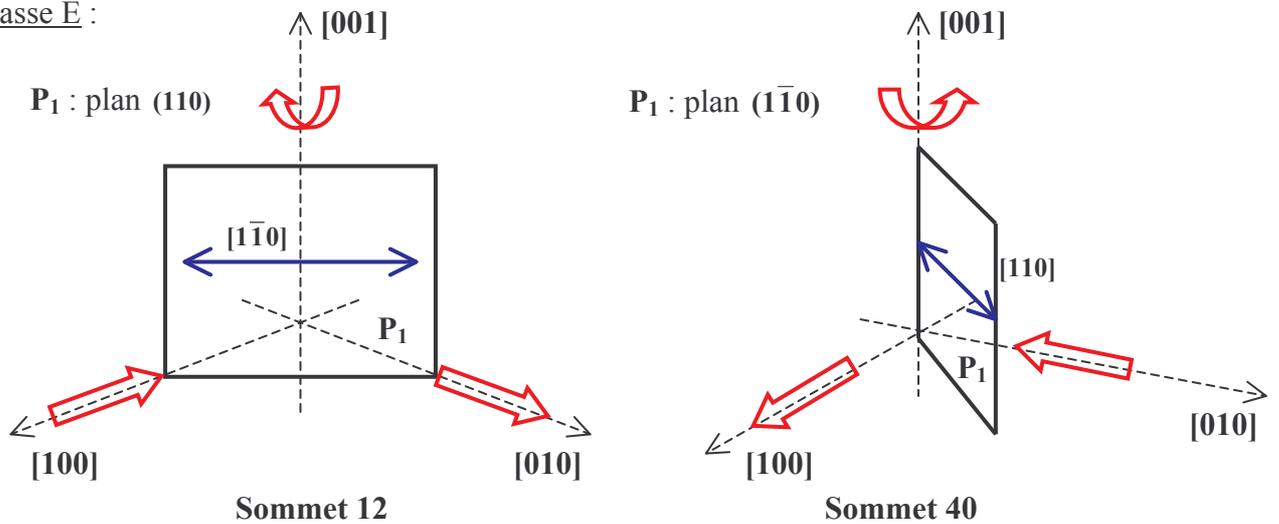
Classe C :



Classe D :



Classe E :



IV.9 Application à la compression plane :

IV.9.1 La compression plane :

La compression plane et le channel-die ont déjà fait l'objet de rappels dans le cadre du Chapitre II. On rappelle que l'analyse est conduite dans le cadre de l'hypothèse de Taylor ("Full constraints").

Les gradients de déformation et des vitesses de déformation (équation II.1), si $\dot{\epsilon}_0$ est la vitesse, supposée constante, de déformation macroscopique, s'écrivent :

$$\mathbb{F} = \begin{pmatrix} e^{\frac{\sqrt{3}}{2}\dot{\epsilon}_0 t} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\frac{\sqrt{3}}{2}\dot{\epsilon}_0 t} \end{pmatrix}, \quad \mathbb{L} = \mathbb{D} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2}\dot{\epsilon}_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\sqrt{3}}{2}\dot{\epsilon}_0 \end{pmatrix}, \quad W=0$$

La vitesse de rotation de corps solide étant nulle, de part la forme spécifique du tenseur gradient de la transformation, la solution générale du système IV.16 s'écrit :

$$\begin{cases} \dot{\phi}_1 = (\beta_1 \sin(\varphi_2) - \beta_2 \cos(\varphi_2)) / \sin(\phi) \\ \dot{\phi}_2 = \beta_1 \cos(\varphi_2) + \beta_2 \sin(\varphi_2) \\ \dot{\phi}_3 = \beta_3 - (\beta_1 \sin(\varphi_2) - \beta_2 \cos(\varphi_2)) / \tan(\phi) \end{cases}, \quad \text{si } \phi \neq 0[\pi] \quad (IV.53)$$

$$\begin{cases} \dot{\phi} = \sqrt{(\beta_1^2 + \beta_2^2)} \\ \dot{\phi}_1 = \beta_3 / 2 \\ \dot{\phi}_2 = \beta_3 / 2 \end{cases}, \quad \text{si } \phi = 0[\pi]$$

La résolution de IV.53 nécessite la connaissance des systèmes de glissement et de leur vitesse. Les hypothèses nécessaires à cette résolution ont déjà fait l'objet d'une discussion dans le paragraphe IV.2.2; le terme du second ordre de la puissance de déformation (équation IV.5) s'écrit dans le cas présent, d'après IV.21, puisque sont négligés les termes $\ddot{\gamma}^g$:

$$\ddot{W} = h \left(\sum_g (\dot{\gamma}^g) \right)^2 \quad (IV.54)$$

Ainsi, par étude au premier ordre puis au second ordre et par application de l'hypothèse de Renouard et Wintenberger [1981], sont déterminés les systèmes de glissement et leur vitesse respective puis la rotation du réseau cristallin.

IV.9.2 Orientation de cristal et sommets :

Dans le cas de la compression plane, le point de fonctionnement ou état de sollicitation est directement fonction de l'orientation cristallographique. La figure IV.7 donne sous forme de figures de pôles les orientations cristallographiques, et les orientations idéales prédominantes qui activent les cinq classes de sommets du polyèdre de Bishop et Hill. En se basant sur le second algorithme, un nuage de points est tout d'abord obtenu par classe de sommets, puis il est représenté par des courbes de niveaux (densité de points par unité de surface). On retiendra avant tout que les sommets de la classe B, qui ont trois plans de bifurcation critiques simultanément, sont plus particulièrement activés pour des orientations cristallines voisines de la composante Laiton $\{112\}\langle 110 \rangle$ et que les sommets de la classe D, qui n'a qu'un seul plan critique de bifurcation, sont plutôt activés par des orientations proches des composantes Cuivre $\{112\}\langle 111 \rangle$, Taylor $\{4\ 4\ 11\}\langle 11\ 11\ 8 \rangle$ et S $\{123\}\langle 634 \rangle$.

Tous les états de déviateurs des contraintes correspondant aux diverses classes de sommets sont accessibles en déformation plane; on retrouve des probabilités d'activation (annexe IV.4) directement liées aux angles solides des vertex (Fortunier et Linhart [1989]).

Etant donné le constat sur le seuil d'apparition de la bande de cisaillement critique en fonction de la classe du sommet, il ressort, dans cette analyse, une plus ou moins grande sensibilité du cristal à la bifurcation en bande de cisaillement suivant son orientation cristalline. Les rapports critiques $\frac{h}{\tau_c}$ plus faibles des classes A et C laissent prévoir que les orientations cristallines (Cube par exemple) activant ces sommets verront plus tardivement se produire le phénomène de bifurcation. On notera également que dans les orientations prédominantes des sommets B et D, ayant la plus grande sensibilité à la bifurcation, on trouve les orientations Cuivre, Laiton et Strange. Ainsi, non seulement l'écroutissage favorise la bifurcation, quel que soit le chemin de déformation suivi, mais en plus dans le cadre de la compression plane, la rotation cristalline tend à accélérer son apparition.

La table IV.4 confirme l'analyse de la figure IV.7. Dans cette table, sont considérées des dispersions de 5° autour d'orientations idéales telle que Cube et Cuivre, et sont répertoriés les pourcentages d'activation des diverses classes de sommets et les rapports critiques moyens. On constate que l'orientation Goss est la moins sensible au phénomène alors que les orientations Cuivre et Taylor (ou Dillamore) $\{4\ 4\ 11\}\langle 11\ 11\ 8 \rangle$ présentent quant à elles une grande sensibilité.

Figure IV.7 - Orientations cristalllographiques activant les cinq classes de sommets, et orientation idéales associées.

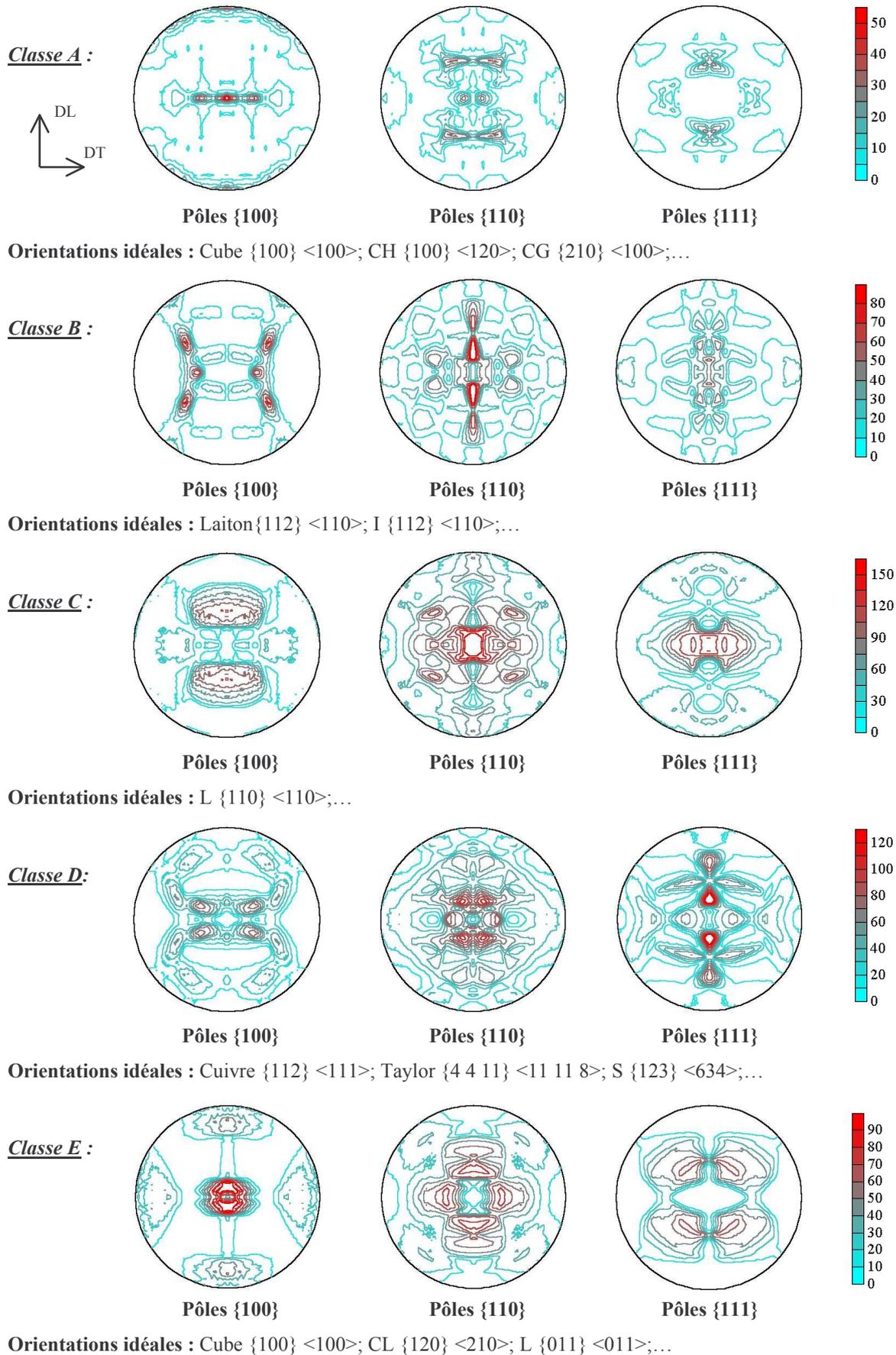


Table IV.4 - Pourcentage d'activation des classes de sommets pour une dispersion de 5° autour de quelques orientations idéales, et rapport critique moyen.

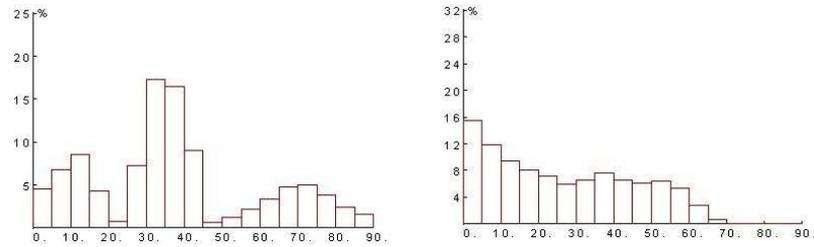
	Pourcentage d'activation					$(h/\tau_c)_{crit}$
	A	B	C	D	E	moyen
Cube _{{100}<001>}	14.4	0.0	0.0	0.0	85.6	0.74
Laiton _{{011}<211>}	0.0	49.0	50.2	0.8	0.0	0.84
Cuivre _{{112}<111>}	0.0	37.5	11.0	51.5	0.0	1.02
Strange _{{123}<634>}	0.0	8.4	53.2	38.4	0.0	0.83
Goss _{{011}<100>}	61.2	0.0	38.8	0.0	0.0	0.43
I _{{112}<110>}	0.0	49.0	50.2	0.8	0.0	0.84
L _{{110}<110>}	0.0	0.0	100.0	0.0	0.0	0.62
CL _{{120}<210>}	2.8	0.0	78.7	0.0	18.5	0.65
CH _{{100}<120>}	60.9	0.0	0.0	0.0	39.1	0.51
CG _{{210}<100>}	60.9	0.0	0.0	0.0	39.1	0.51
T _{{4 11}<11 11 8>}	0.0	35.5	1.4	63.1	0.0	1.06
E _{{111}<110>}	0.0	0.0	100.0	0.0	0.0	0.62

IV.9.3 Orientation de la bande critique :

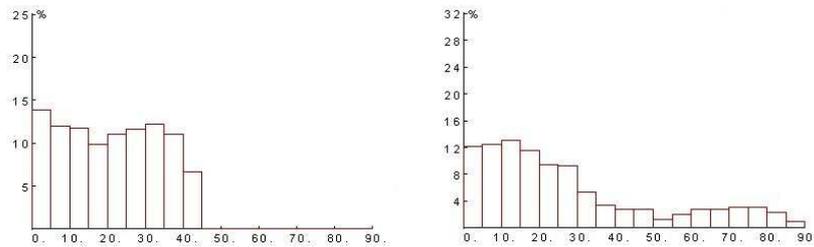
La difficulté de représentation des orientations de la bande critique dans le repère de l'outil réside dans le fait que celle-ci peut être multiple et que, pour un sommet, il peut y avoir une (E et D), trois (B) ou quatre (A et C) bandes satisfaisant le critère. Nous n'avons pas cherché à établir un tri sélectif des diverses possibilités; cette sélection pourrait éventuellement intervenir au niveau de la géométrie relative de la bande et de la sollicitation, en privilégiant, par exemple, la bande qui possède la désorientation la plus faible avec la direction transverse pour le cas du laminage. De toute manière, dans ce cas, la répartition montre peu de changement et les extrema tendent à être seulement plus marqués. Même si ce genre de supputation obtient les faveurs de l'expérimentateur (Chapitre III), elle ne sera pas prise en considération ici et la figure IV.8 montre sous forme d'histogrammes l'ensemble des orientations de bande critique possible : $\vartheta_1 (\frac{\pi}{2} - \theta_1)$ est l'angle de la bande avec la direction de laminage DL, $\vartheta_2 (\theta_2)$ fournit la désorientation par rapport à DT (Cf. figure IV.3). Cette représentation montre que l'intervalle 30-40° constitue une orientation privilégiée de la bande, même si pour le sommet B l'extremum n'est que local, alors que pour les sommets D et E l'orientation est très marquée. Pour ce qui est de la désorientation par rapport à DT, on note que les bandes critiques en tant que bifurcation tendent à naître avec une désorientation faible même si une dispersion existe sur l'intervalle 0-90°.

Figure IV.8 - Histogrammes des orientations de bandes critiques dans le cas de la compression plane. ϑ_1 (à gauche) donne l'angle de la bande par rapport à DL, ϑ_2 (à droite) donne la désorientation par rapport à DT.

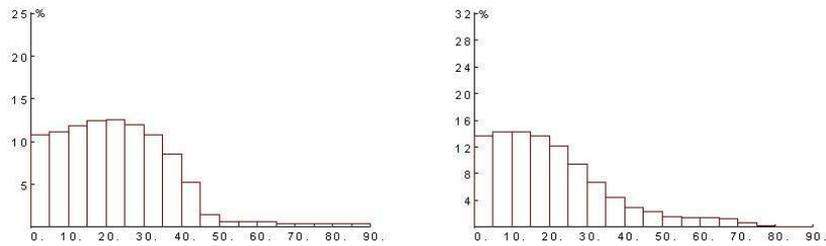
Classe A :



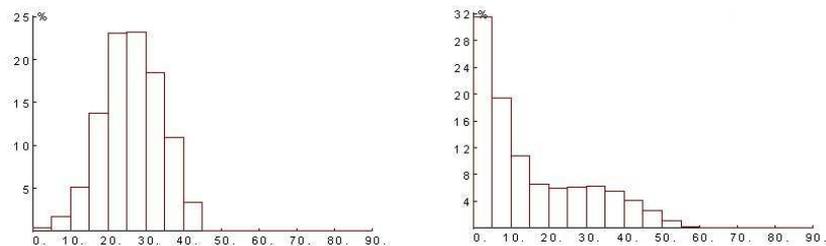
Classe B :



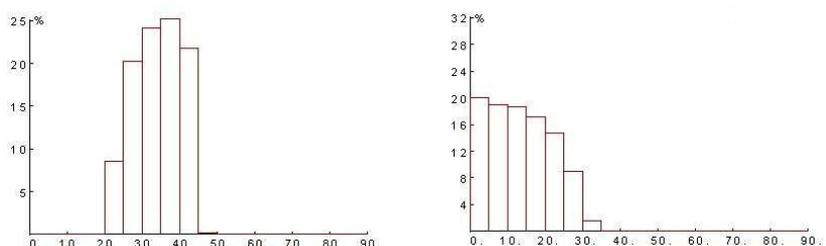
Classe C :



Classe D :



Classe E :



IV.9.4 Application à l'agrégat :

On rappelle que le critère établi précédemment concerne une bifurcation intragranulaire, et rien n'a pour l'instant été avancé sur la bande de cisaillement transgranulaire et sur le franchissement des joints de grains. D'un point de vue expérimental, ainsi que l'expose Korbel [2002], les bandes intragranulaires traversent dans la plupart des cas les joints de grains sans déviation.

L'étude sur le grain isolé a montré que l'espace des normales offrant une possibilité de bifurcation est continu. Dès lors, le critère de bifurcation des sections précédentes permet de prévoir un franchissement sans déviation : lorsque le rapport h/τ_c est inférieure à $\left(\frac{h}{\tau_c}\right)_{\text{crit}}$ dans le grain 2, la localisation peut se manifester selon une infinité de plans parmi lesquels peut se trouver un plan de même inclinaison que celui de la localisation dans le grain 1. La figure IV.9 schématise cette situation.

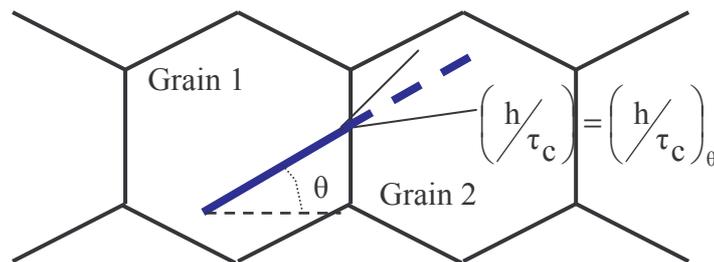
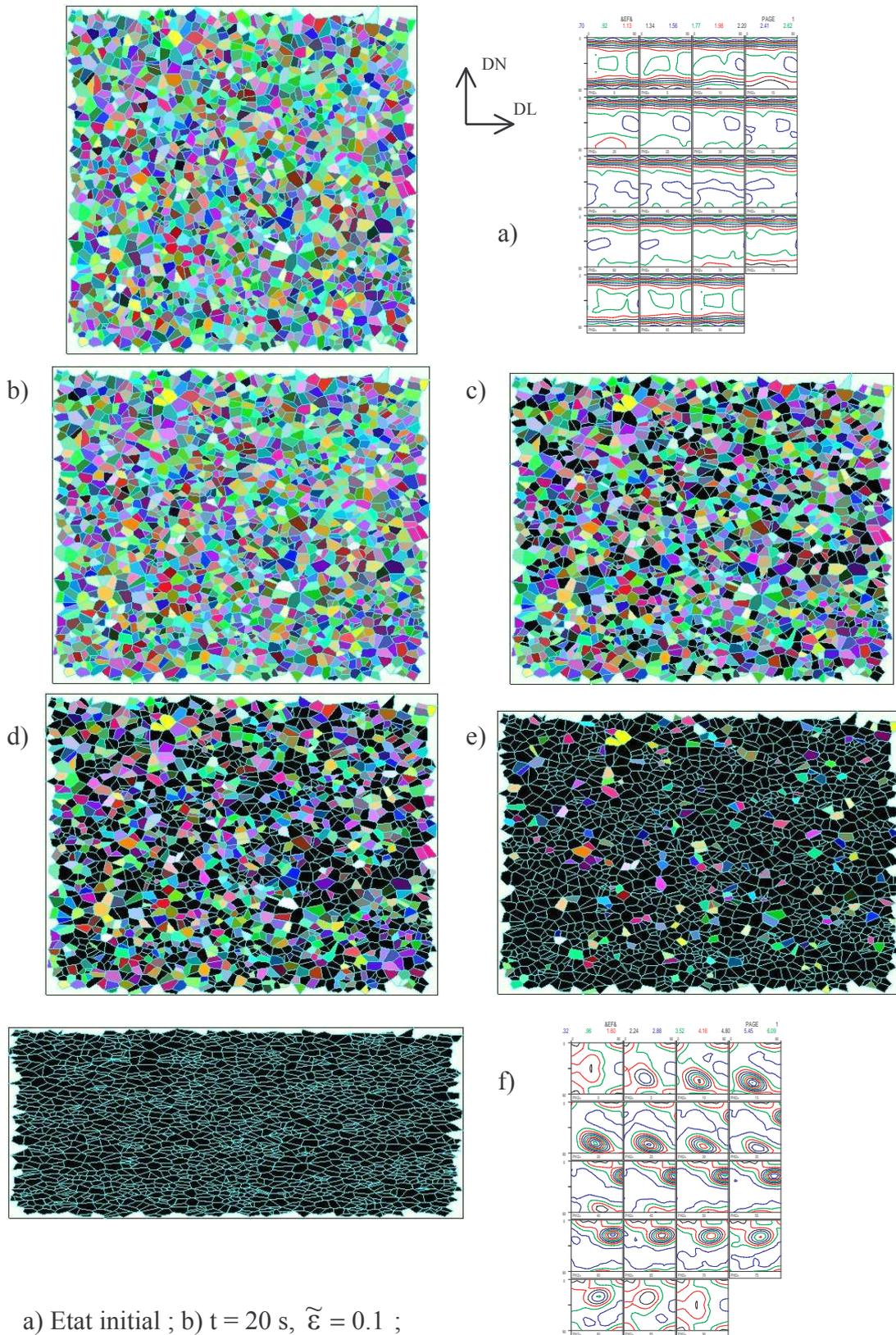


Figure IV.9 - Schéma du franchissement de grain.

En conséquence, lorsque tous les grains d'un agrégat polycristallin peuvent bifurquer, la localisation macroscopique en bande de cisaillement peut se produire; mais, à ce stade, ce franchissement peut s'accompagner d'une déviation, et il faut garantir un écrouissage plus important pour pouvoir affirmer qu'un franchissement sans déviation est possible.

Dans la suite, on considère un agrégat d'environ deux mille grains dont la topologie est définie par une tessellation 2D de Voronoï (Barber et al. [1996]). A chaque grain est attribué aléatoirement une orientation cristalline initiale; l'ODF montre que la texture présente une fibre $\langle 100 \rangle$ légèrement marquée. L'ensemble subi une déformation plane, dans le cadre de l'hypothèse de Taylor.

Figure IV.10 - Evolution de la topologie, de la texture et visualisation du critère de bifurcation avec écrouissage en loi puissance.



L'évolution des coordonnées d'un point est fournie par les relations (équations II.4 et II.5) :

$$\begin{cases} x(t) = x_0 \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \dot{\epsilon}_0 t\right) \\ y(t) = y_0 \exp\left(\frac{-\sqrt{3}}{2} \dot{\epsilon}_0 t\right) \end{cases} \quad (\text{IV.55})$$

En se basant sur l'étude rhéologique du Chapitre III , deux lois d'érouissage sont envisagées : un érouissage issu de la loi de Hollomon et celui extrait de la loi tangente hyperbolique, puissance (équations III.5 et III.7).

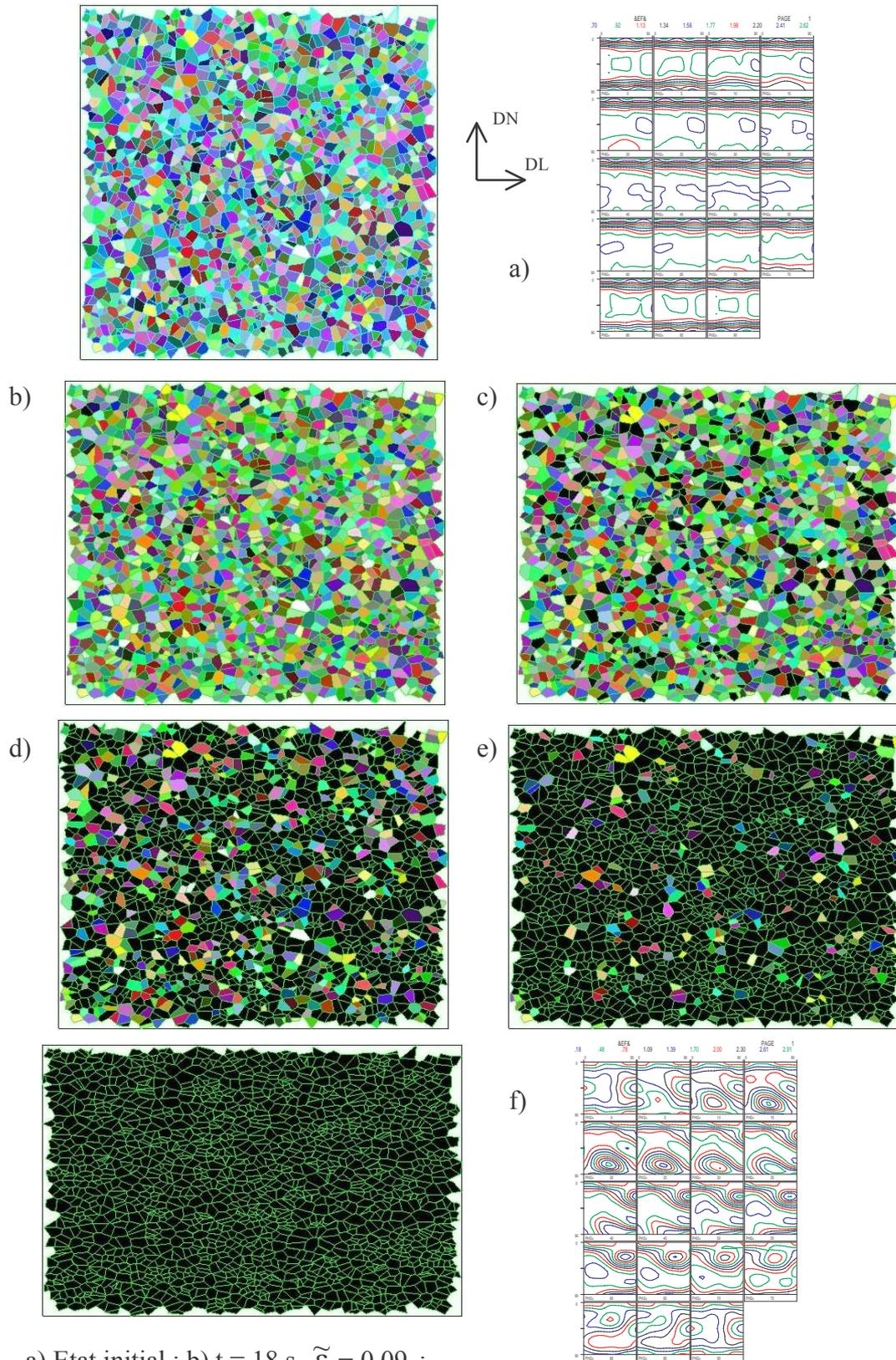
Les paramètres utilisés pour ces lois sont ceux de l'échantillon 5154-1 et on pose par ailleurs :

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_0 &= 0.005 \text{ s}^{-1} \\ \tau_c^0 &\approx \frac{T_0}{10} \approx 10 \text{ MPa} \end{aligned}$$

Dans cette analyse, sont déterminés à tout instant : le rapport $\frac{h}{\tau_c}$, la nouvelle orientation cristalline et les nouvelles positions des points des polygones représentant les grains. Les figures IV.10 et IV.11 montrent l'évolution de la topologie, l'évolution de la texture et, lorsque la bifurcation intragranulaire devient possible, c'est-à-dire lorsque le rapport $\left(\frac{h}{\tau_c}\right)_{\text{crit}}$ est atteint, la couleur jusqu'alors codée en (RGB) selon les angles d'Euler, est fixée au noir.

Jusqu'à une déformation équivalente d'environ 0.2, les deux modélisations présentent peu de différence, si ce n'est que la bifurcation est possible plus tôt pour l'érouissage en loi tangente hyperbolique, puissance. Pour les deux lois, dès 0.1 de déformation équivalente, la bifurcation peut exister dans quelques grains, puis le taux de grains pouvant bifurquer augmente rapidement. Dans le premier cas, il faut attendre une déformation de 0.5 pour que tous les grains soient susceptibles de présenter une bifurcation laissant envisager une localisation macroscopique, alors que dans le second cas, c'est dès 0.25 de déformation équivalente que tous les grains peuvent bifurquer.

Figure IV.11 - Evolution de la topologie, de la texture et visualisation du critère de bifurcation avec écoulement en loi tangente hyperbolique, puissance.



Pour les deux lois, la localisation macroscopique intervient trop précocement; les résultats expérimentaux issus de la littérature prévoient une localisation macroscopique en bande à partir de 0.8-1 de déformation équivalente (Hatherly et Malin [1984]). Par ailleurs, il est clairement établi que le chemin de déformation influence la précocité du phénomène. Cette influence est sensible pour la loi puissance puisque, pour 0.5 de déformation, la texture de compression plane se dessine nettement. En revanche, pour la seconde loi, il semble que ce soit la modélisation de l'écroutissage, induisant une décroissance rapide du module d'écroutissage microscopique h , qui impose un accroissement de la probabilité d'une localisation macroscopique en bande. Autrement dit, pour la première loi, c'est l'évolution trop rapide de la texture, bien connu pour ce genre d'analyse (Maurice [1994]), qui est à l'origine d'une anticipation sur la potentialité d'existence d'une localisation macroscopique, alors que pour la seconde, c'est la décroissance brutale de h qui prédomine.

IV.10 Conclusion :

IV.10.1 Commentaires préliminaires :

Au fil de la rédaction, les hypothèses sous tendant les calculs de ce chapitre ont été explicitées, mais la justification de certains choix a été implicite. Il est temps de revenir sur les partis qui ont été pris pour construire la modélisation mécanique du phénomène de localisation en bandes de cisaillement.

Pourquoi utiliser le formalisme des grandes déformations ?

Le recours à ce formalisme est motivé par plusieurs constats. Le premier est que l'on s'occupe de phénomènes dont l'observation expérimentale montre qu'ils n'interviennent qu'à partir de déformations équivalentes de 0.3–0.4 et au-delà, c'est-à-dire bien après le cadre légitime de l'approximation des petites perturbations ($\tilde{\epsilon} < 0.1$). Par ailleurs, l'écriture de l'équilibre incrémental fondée sur la prise en compte des rotations entre configuration initiale et déformée manquerait de rigueur dans l'hypothèse des petites déformations où l'on tend à confondre les deux configurations. Ainsi, l'introduction de la dérivée objective de Cauchy ne voit sa pleine justification qu'en intégrant le formalisme des grandes transformations.

Pourquoi une loi de comportement incrémentale ?

C'est la volonté d'écrire une loi constitutive incrémentale qui justifie l'utilisation des équations d'équilibre sous leur forme incrémentale. La modélisation s'intéresse à l'introduction d'un phénomène de localisation sous forme d'une bifurcation : l'étude de potentialité d'existence d'un chemin de déformation localement hétérogène, sous l'hypothèse d'homogénéité de déformation initiale. On recherche donc l'instant t à partir duquel le changement local de chemin de déformation est probable à $t + dt$. Il faut noter que, dès lors que la bifurcation est possible, l'analyse dans la bande est à continuer sur d'autres bases - analyse de la post-bifurcation-, ce qui n'est pas envisagé dans la présente étude.

Pourquoi travailler dans le référentiel lié au réseau ?

La mise en place de la loi constitutive dans le repère du cristal est sous jacente depuis qu'a été établi le calcul des diverses grandeurs dans ce référentiel. Ce dernier permet, en négligeant à nouveau l'élasticité, de s'affranchir immédiatement de la dérivée temporelle des

facteurs de Schmid. Asaro [1979] avait, quant à lui, supposé une évolution lente de l'orientation afin de négliger la dérivée temporelle des orientations de glissement.

IV.10.2 Bilan :

Après avoir rappelé les hypothèses de travail, énoncé la loi de Schmid, introduit la surface de plasticité (polyèdre de Bishop et Hill), nous avons dans un premier temps écrit la cinématique du monocristal en grandes déformations, rappelé les définitions inhérentes à l'écroutissage et enfin posé les équations incrémentales.

Dans un second temps, à partir de l'équation de projection des taux de contrainte, de la loi de normalité et d'une loi d'écroutissage isotrope, nous avons écrit la loi constitutive incrémentale du grain au sein de l'agrégat dans l'hypothèse de Taylor.

Enfin la potentialité d'existence d'un champ spécifique de déplacement, autrement dit la bifurcation en bandes de cisaillement, a été étudiée en analysant sa compatibilité avec les équations d'équilibre et la loi constitutive. Cette analyse a débouché sur l'écriture d'un critère fonction de l'orientation du grain et plus particulièrement de son état de contrainte au travers du vertex activé sur la surface d'écoulement.

La bifurcation, qui jusqu'alors (Asaro [1979], Harren et al. [1988]), pouvait se produire pour des valeurs faibles du rapport $\frac{h}{\tau_c}$ -de l'ordre de 0.002-, peut selon ce critère, et comme le montre l'étude de l'agrégat, se produire pour des rapports $\frac{h}{\tau_c}$ bien plus élevés et des déformations en meilleur accord avec les observations expérimentales.

Références :

Asaro R.J. [1979]

Geometrical effects in the inhomogeneous deformation of ductile single crystals.
Acta Metall., 27, 1979, 445-453

Barber C.B., Dobkin D.P., Huhdanpaa H.T. [1996]

"The Quickhull algorithm for convex hulls"
ACM Trans. on Mathematical Software, Dec 1996, <http://www.geom.umn.edu/locate/qhull>

Bishop J.F.W., Hill R. [1951a]

A theory of the plastic distortion of polycrystalline aggregate under combined stresses.
Phil. Mag., 42, 1951, 414-427

Bishop J.F.W., Hill R. [1951b]

A theoretical derivation of the plastic properties of a polycrystalline face-centred metal.
Phil. Mag., 42, 1951, 1298-1307

Bishop J.F.W. [1953]

A theoretical examination of the plastic deformation of crystals by glide.
Phil. Mag., 44, 1953, 51-64

Chenal B., Driver J.H. [1999]

Ecrouissage d'alliages d'aluminium.
Techniques de l'ingénieur, M 230 (1999), traité Matériaux métalliques, volume MC

Chenaoui A. [1992]

Contribution à l'étude du comportement du monocristal en grandes déformations plastiques.
Thèse Ecole Centrale de Lyon, 1992

Clausen B., Leffers T., Lorentzen T., Pedersen O.B., Van Houtte P. [2000]

The resolved shear stress on the non-active slip systems in Taylor/Bishop-Hill models for f.c.c. polycrystals.
Scripta Mater., 42, 2000, 91-96

Fortunier R. [1987]

Contribution à l'étude de la déformation plastique des cristaux et des polycristaux.
Thèse de l'INPG et de l'Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1987

Fortunier R., Linhart J. [1989]

Solid angles in N dimensional space : application of spherical volume theory to crystal yield surfaces.
Int. J. of Plasticity, 5, 1989, 477-499

Franciosi P. [1984]

Etude théorique et expérimentale du comportement élastoplastique des monocristaux métalliques se déformant par glissement : modélisation pour un chargement complexe quasi statique.
Thèse Université Paris-Nord, 1984

Fuh S., Havner K.S. [1989]

A theory of minimum plastic spin in crystals mechanics.
Proc. Roy. Soc. London, A 328, 1989, 193-

Hatherly M., Malin A.S. [1984]

Shear bands in deformed metals.
Scripta Metall., 18, 198, 449-454

Harren S.V., Deve H.E. and Asaro R.J. [1988]

Shear band formation in plane strain compression.
Acta Metall., 36, 1988, 2435-2480

Havner K.S. [1981]

Proc. Roy. Soc. London, A 378, 1981, 47-70

Hill R. [1950]

The mathematical theory of plasticity.
Clarendon Press Oxford, 1950

Hill R. [1958]

A general theory of uniqueness and stability in elastic-plastic solids.
J. Mech. Phys. Solids, 6, 1958, 209-225

Hill R., Hutchinson J.W. [1975]

Bifurcation phenomena in the plane tension test.
J. Mech. Phys. Solids, 23, 1975, 239-264

Hoc T. [1999]

Etude expérimentale et numérique de la localisation lors de changements de trajet dans un acier doux.
Thèse Ecole Centrale de Paris, 1999

Kallend J.S., Davies G.J. [1972]

A simulation of texture development in f.c.c. metals.
Phil. Mag., 25, 1972, 45

Kocks U.F. [1970]

The relation between polycrystal deformation and single-crystal deformation.
Met. Trans., 1, 1970, 1121-1143

Kocks U.F., Canova G.R., Jonas. [1983]

Yield vectors in F.C.C. crystals.
Acta Metall., 31, 1983, 1243-1252

Korbel A. [2002]

Short course on : Microstructural aspects and constitutive modelling of plastic deformation of metals.
Dept. of Structure and Mechanics of Solids, Academy of Mining and Metallurgy, Krakow (2002)

Mandel J. [1982]

Définition d'un repère privilégié pour l'étude des transformations anélastiques du polycristal.
Journal de mécanique théorique et appliquée, 1, 1982, 7-23

Maurice C. [1994]

Texture de compression plane à chaud d'alliages d'aluminium. Expériences et simulations.
Thèse Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1994

Mingzhang W., Shi L., Chenghua L., Zhongguang W., Jimei X. [1996]

A study of latent hardening behaviour in aluminium single crystals.
Scripta Mater., 35, 1996, 1183-1188

Pierce D. [1983]

Shear bands bifurcations in ductile single crystals.
J. Mech. Phys. Solids, 31, 1983, 133-153

Renouard M., Wintenberger M. [1981]

Détermination de l'amplitude des glissements dans la déformation plastique homogène d'un monocristal sous l'effet de contraintes et de déplacements imposés.
C.R. Acad. Sc. Paris, 292, 1981, 385-388

Rice J.R. [1976]

The localization of plastic deformation.
Theoretical and Applied Mechanics, W.T. Koiter, Ed., North Holland Publishing Company, 1976

Schmid E., Boas W. [1935]

Kristallplastizität mit besonderer Berücksichtigung der Metalle.
Springer-Verlag, 1935

Taylor G.I., Elam C.F. [1923]

The distortion of an aluminium crystal during a tensile test.
Proc. Roy. Soc. London, A102, 1923, 643

Taylor G.I., Elam C.F. [1925]

The plastic extension and fracture of aluminium crystal.
Proc. Roy. Soc. London, A108, 1925, 643

Taylor G.I., Elam C.F. [1926]

Proc. Roy. Soc. London, A112, 1926, 643

Taylor G.I. [1938]

Plastic strain in metals.
J. Inst. Met., 62, 1938, 307-324

Teodosiu C., Sidoroff F. [1976]

A theory of finite elasto-plasticity of single crystals.
Int. J. Eng. Sc., 14, 1976, 165-176

Van Houtte P., Aernoudt E. [1975]

Solution of the generalized Taylor theory of plastic flow.
Z. Metallkde, 66, 1975, 202-209

von Mises R. [1928]

Z. Angew. Math. Mech., 8, 1928, 161

ANNEXE IV.1

Systemes de glissement,
Vecteurs unitaires associés,
Correspondance entre les notations

Systèmes de glissement

Système g	racine(3)*n			racine(2)*b		
1	1	1	1	0	1	-1
2	1	1	1	-1	0	1
3	1	1	1	1	-1	0
4	-1	-1	1	0	-1	-1
5	-1	-1	1	1	0	1
6	-1	-1	1	-1	1	0
7	-1	1	1	0	1	-1
8	-1	1	1	1	0	1
9	-1	1	1	-1	-1	0
10	1	-1	1	0	-1	-1
11	1	-1	1	-1	0	1
12	1	-1	1	1	-1	0
13	1	1	1	0	-1	1
14	1	1	1	1	0	-1
15	1	1	1	-1	1	0
16	-1	-1	1	0	1	1
17	-1	-1	1	-1	0	-1
18	-1	-1	1	1	-1	0
19	-1	1	1	0	-1	1
20	-1	1	1	-1	0	-1
21	-1	1	1	1	1	0
22	1	-1	1	0	1	1
23	1	-1	1	1	0	-1
24	1	-1	1	-1	1	0

Rappel sur les notations des systèmes de glissement du c.f.c. :

Système = {plan, n} <direction, b>

{plan} : {111}; 4 plans denses de glissement.

<direction> : <110>; 3 directions denses de glissement par plan.

indice g du système de glissement [†]		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$\sqrt{3} n^s$		(111)			$(\bar{1}\bar{1}1)$			$(\bar{1}11)$			$(1\bar{1}\bar{1})$		
$\sqrt{2} b^s$		$[01\bar{1}]$	$[\bar{1}01]$	$[\bar{1}\bar{1}0]$	$[0\bar{1}1]$	$[\bar{1}01]$	$[\bar{1}\bar{1}0]$	$[01\bar{1}]$	$[\bar{1}01]$	$[\bar{1}\bar{1}0]$	$[0\bar{1}1]$	$[\bar{1}01]$	$[\bar{1}\bar{1}0]$
notation	Schmid et Boas (1935)	-B2	B4	-B5	-C1	C3	C5	-A2	A3	-A6	-D1	D4	D6
	Bishop (1953)	a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3	c_1	c_2	c_3	d_1	d_2	d_3
	Kocks, Canova, Jonas (1983)	10	23	12	1	14	3	16	17	6	19	20	9

Correspondance entre les notations (d'après Fortunier [1987])

ANNEXE IV.2

Facteurs de Schmid symétriques et antisymétriques

Système g	M ₁₁	M ₂₂	M ₃₃	M ₂₃	M ₁₃	M ₁₂
1	0	1	-1	0	-0.5	0.5
2	-1	0	1	0.5	0	-0.5
3	1	-1	0	-0.5	0.5	0
4	0	1	-1	0	0.5	0.5
5	-1	0	1	-0.5	0	-0.5
6	1	-1	0	0.5	-0.5	0
7	0	1	-1	0	0.5	-0.5
8	-1	0	1	0.5	0	0.5
9	1	-1	0	-0.5	-0.5	0
10	0	1	-1	0	-0.5	-0.5
11	-1	0	1	-0.5	0	0.5
12	1	-1	0	0.5	0.5	0

Facteur de Schmid symétrique,
Chaque composante du tenseur est multipliée par $\sqrt{6}$

Système g	R ₂₃	R ₁₃	R ₁₂
1	1	0.5	-0.5
2	-0.5	-1	-0.5
3	-0.5	0.5	1
4	-1	-0.5	-0.5
5	0.5	1	-0.5
6	0.5	-0.5	1
7	1	-0.5	0.5
8	-0.5	1	0.5
9	-0.5	-0.5	-1
10	-1	0.5	0.5
11	0.5	-1	0.5
12	0.5	0.5	-1

Facteur de Schmid antisymétrique,
Chaque composante du tenseur est multipliée par $\sqrt{6}$

ANNEXE IV.3

Coordonnées dans l'espace des déviateurs des
contraintes de Lequeu

Coordonnées des sommets de Bishop et Hill (d'après Fortunier [1987])
en déviateur des contraintes, espace de Lequeu.

type of vertex	v		s^v/τ_c				
	+	-	s_1^v	s_2^v	s_3^v	s_4^v	s_5^v
A	1	29	0	-2	0	0	0
	2	30	$\sqrt{3}$	1	0	0	0
	3	31	$-\sqrt{3}$	1	0	0	0
C	4	32	0	0	$2\sqrt{3}$	0	0
	5	33	0	0	0	$2\sqrt{3}$	0
	6	34	0	0	0	0	$2\sqrt{3}$
E	7	35	$-\sqrt{3}/2$	-3/2	0	$\sqrt{3}$	0
	8	36	$-\sqrt{3}/2$	-3/2	0	$-\sqrt{3}$	0
	9	37	$-\sqrt{3}/2$	3/2	$\sqrt{3}$	0	0
	10	38	$-\sqrt{3}/2$	3/2	$-\sqrt{3}$	0	0
	11	39	$\sqrt{3}$	0	0	0	$\sqrt{3}$
	12	40	$\sqrt{3}$	0	0	0	$-\sqrt{3}$
D	13	41	$\sqrt{3}/2$	-1/2	$\sqrt{3}$	0	$\sqrt{3}$
	14	42	$\sqrt{3}/2$	-1/2	$-\sqrt{3}$	0	$-\sqrt{3}$
	15	43	$\sqrt{3}/2$	-1/2	$\sqrt{3}$	0	$\sqrt{3}$
	16	44	$\sqrt{3}/2$	-1/2	$-\sqrt{3}$	0	$-\sqrt{3}$
	17	45	$-\sqrt{3}/2$	-1/2	0	0	0
	18	46	$-\sqrt{3}/2$	-1/2	0	0	0
	19	47	$-\sqrt{3}/2$	-1/2	0	0	0
	20	48	$-\sqrt{3}/2$	-1/2	0	0	0
	21	49	0	1	0	0	0
	22	50	0	1	0	0	0
	23	51	0	1	0	0	0
	24	52	0	1	0	0	0
B	25	53	0	0	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	$-\sqrt{3}$
	26	54	0	0	0	$-\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$
	27	55	0	0	$-\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$
	5	2	0	0	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$
			0	0	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$

Changement d'espace (espace de Lequeu) : M tenseur symétrique

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \longrightarrow m = (m_I \quad m_{II} \quad m_{III} \quad m_{IV} \quad m_V)$$

$$m_I = (M_{22} - M_{11})/\sqrt{2}$$

$$m_{II} = (\sqrt{3} \cdot M_{33})/\sqrt{2}$$

$$m_{III} = \sqrt{2} \cdot M_{23}$$

$$m_{IV} = \sqrt{2} \cdot M_{13}$$

$$m_V = \sqrt{2} \cdot M_{12}$$

$$M_{11} = -(m_I + m_{II}/\sqrt{3})/\sqrt{2}$$

$$M_{22} = (m_I - m_{II}/\sqrt{3})/\sqrt{2}$$

$$M_{33} = 2m_{II}/\sqrt{6}$$

$$M_{23} = m_{III}/\sqrt{2}$$

$$M_{13} = m_{IV}/\sqrt{2}$$

$$M_{12} = m_V/\sqrt{2}$$

ANNEXE IV.4

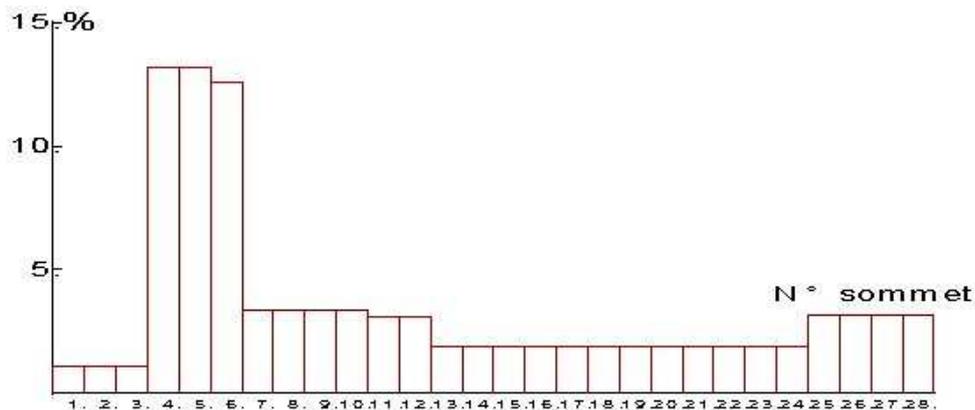
Correspondance entre vertex et systèmes
de glissement potentiels

Pourcentage d'activation des différents vertex pour une dispersion homogène
d'orientations cristallines en compression plane

Systèmes de glissement activés aux différents vertex.

N° SOMMET	Nbre Systèmes	Systèmes activés							
		1	4	7	10	14	17	20	23
1	8	1	4	7	10	14	17	20	23
2	8	2	5	8	11	15	18	21	24
3	8	3	6	9	12	13	16	19	22
4	8	2	6	8	12	15	17	21	23
5	8	3	4	7	12	13	18	21	22
6	8	1	4	8	11	14	17	19	22
7	8	3	4	7	12	14	17	20	23
8	8	1	6	9	10	14	17	20	23
9	8	2	6	8	12	13	16	19	22
10	8	3	5	9	11	13	16	19	22
11	8	1	4	8	11	15	18	21	24
12	8	2	5	7	10	15	18	21	24
13	6	1	4	8	15	17	21		
14	6	1	4	11	14	18	24		
15	6	2	7	10	15	21	23		
16	6	5	7	10	18	20	24		
17	6	3	4	12	14	17	22		
18	6	1	6	9	14	17	19		
19	6	3	7	12	13	20	23		
20	6	6	9	10	16	20	23		
21	6	2	8	12	13	21	22		
22	6	3	5	11	13	18	22		
23	6	2	6	8	15	16	19		
24	6	5	9	11	16	19	24		
25	6	2	7	12	13	21	23		
26	6	1	6	8	15	17	19		
27	6	3	4	11	14	18	22		
28	6	5	9	10	16	20	24		
29	8	2	5	8	11	13	16	19	22
30	8	3	6	9	12	14	17	20	23
31	8	1	4	7	10	15	18	21	24
32	8	3	5	9	11	14	18	20	24
33	8	1	6	9	10	15	16	19	24
34	8	2	5	7	10	13	16	20	23
35	8	2	5	8	11	15	16	19	24
36	8	2	5	8	11	13	18	21	22
37	8	1	4	7	10	14	18	20	24
38	8	1	4	7	10	15	17	21	23
39	8	3	6	9	12	13	16	20	23
40	8	3	6	9	12	14	17	19	22
41	6	3	5	9	13	16	20		
42	6	2	6	12	13	16	23		
43	6	3	9	11	14	19	22		
44	6	6	8	12	17	19	22		
45	6	2	5	10	15	16	24		
46	6	2	5	7	13	18	21		
47	6	1	8	11	15	19	24		
48	6	4	8	11	18	21	22		
49	6	1	9	10	14	20	24		
50	6	1	6	10	15	17	23		
51	6	3	4	7	14	18	20		
52	6	4	7	12	17	21	23		
53	6	1	9	11	14	19	24		
54	6	3	5	7	13	18	20		
55	6	2	6	10	15	16	23		
56	6	4	8	12	17	21	22		

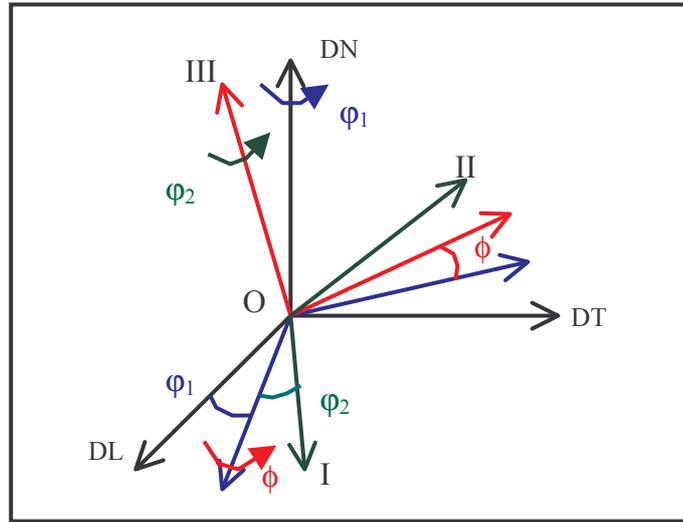
Fréquence avec laquelle sont activés les différents vertex.



ANNEXE IV.5

Angles d'Euler et
matrice de passage

Matrice de passage du repère 'échantillon' au repère 'cristal'



Angles de Bunge ou d'Euler :

$\varphi_1 :$ (O,DL,DT,DN) \longrightarrow (O,DL',DT',DN')

$$x' = \cos\varphi_1 \cdot x + \sin\varphi_1 \cdot y$$

$$y' = -\sin\varphi_1 \cdot x + \cos\varphi_1 \cdot y$$

$$z' = z$$

$\phi :$ (O,DL',DT',DN') \longrightarrow (O,DL'',DT'',DN'')

$$x'' = x'$$

$$y'' = \cos\phi \cdot y' + \sin\phi \cdot z'$$

$$z'' = -\sin\phi \cdot y' + \cos\phi \cdot z'$$

$\varphi_2 :$ (O,DL'',DT'',DN'') \longrightarrow (O, I, II, III)

$$x''' = \cos\varphi_2 \cdot x'' + \sin\varphi_2 \cdot y''$$

$$y''' = -\sin\varphi_2 \cdot x'' + \cos\varphi_2 \cdot y''$$

$$z''' = z''$$

Matrice de passage P de (O,DL,DT,DN) à (O, I, II, III)

$$P = \begin{pmatrix} \cos(\varphi_2)\cos(\varphi_1) - \sin(\varphi_2)\sin(\varphi_1)\cos(\phi) & -(\sin(\varphi_2)\cos(\varphi_1) + \cos(\varphi_2)\sin(\varphi_1)\cos(\phi)) & \sin(\phi)\sin(\varphi_1) \\ \sin(\varphi_1)\cos(\varphi_2) + \cos(\varphi_1)\sin(\varphi_2)\cos(\phi) & \cos(\varphi_2)\cos(\varphi_1)\cos(\phi) - \sin(\varphi_2)\sin(\varphi_1) & -(\cos(\varphi_1)\sin(\phi)) \\ \sin(\phi)\sin(\varphi_2) & \cos(\varphi_2)\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{pmatrix}$$

ANNEXE IV.6

Algorithme pour la détermination
de la direction de glissement

Direction de glissement

La détermination des directions de glissement est possible lorsqu'on dispose d'une direction pour la normale au plan de cisaillement, c'est-à-dire que la condition $\Delta^v(h/\tau_c, \bar{v}) = 0$ est vérifiée.

On pose :

$$\begin{cases} \xi_j = C_{mj} - \bar{v}_m (C_{lj} \bar{v}_l) \\ \zeta_j = C_{nj} - \bar{v}_n (C_{lj} \bar{v}_l) \end{cases}, \quad m \neq n, \quad m, n = 1, 2 \text{ ou } 3$$

Le système d'équations qu'il nous faut alors résoudre s'écrit simplement :

$$\begin{cases} \xi_j \bar{\eta}_j = 0 \\ \zeta_j \bar{\eta}_j = 0 \\ \bar{v}_j \bar{\eta}_j = 0 \end{cases}$$

Le déterminant $\Delta^v(h/\tau_c, \bar{v})$ étant nul, on s'intéresse, dans la résolution en $\bar{\eta}$, aux déterminants d'ordre 2 du système précédent.

$$\begin{cases} \delta_1 = \xi_1 \bar{v}_2 - \xi_2 \bar{v}_1 \\ \delta_2 = \xi_2 \bar{v}_3 - \xi_3 \bar{v}_2 \\ \delta_3 = \xi_3 \bar{v}_1 - \xi_1 \bar{v}_3 \end{cases} \quad \begin{cases} \delta_4 = \zeta_1 \bar{v}_2 - \zeta_2 \bar{v}_1 \\ \delta_5 = \zeta_2 \bar{v}_3 - \zeta_3 \bar{v}_2 \\ \delta_6 = \zeta_3 \bar{v}_1 - \zeta_1 \bar{v}_3 \end{cases}$$

Dans le cas où tous ces déterminants sont nuls, le système est d'ordre un et admet une infinité de solutions qui dépendent d'un paramètre ς :

Si $\bar{v} = (1,0,0)$, on prend

$$\begin{cases} \bar{\eta}_1 = 0 \\ \bar{\eta}_2 = \cos \varsigma \\ \bar{\eta}_3 = \sin \varsigma \end{cases}$$

Sinon, on prend

$$\begin{cases} \bar{\eta}_1 = (\bar{v}_1^2 - 1) \sin \varsigma \\ \bar{\eta}_2 = \bar{v}_3 \cos \varsigma + \bar{v}_1 \bar{v}_2 \sin \varsigma \\ \bar{\eta}_3 = -\bar{v}_2 \cos \varsigma + \bar{v}_3 \bar{v}_1 \sin \varsigma \end{cases}$$

Pour résoudre, on vérifie successivement la non-nullité des ces déterminants d'ordre 2 :

Si $\delta_1 \neq 0$, on pose $\bar{\eta}_3 = 1$ et on résout $\begin{cases} \xi_1 \bar{\eta}_1 + \xi_2 \bar{\eta}_2 = -\xi_3 \\ \bar{v}_1 \bar{\eta}_1 + \bar{v}_2 \bar{\eta}_2 = -\bar{v}_3 \end{cases} \Rightarrow \bar{\eta}_1, \bar{\eta}_2, \bar{\eta}_3$

Si $\delta_1 = 0$, $\delta_2 \neq 0$, on pose $\bar{\eta}_2 = 1$ et on résout $\begin{cases} \xi_1 \bar{\eta}_1 + \xi_3 \bar{\eta}_3 = -\xi_2 \\ \bar{v}_1 \bar{\eta}_1 + \bar{v}_3 \bar{\eta}_3 = -\bar{v}_2 \end{cases} \Rightarrow \bar{\eta}_1, \bar{\eta}_2, \bar{\eta}_3$

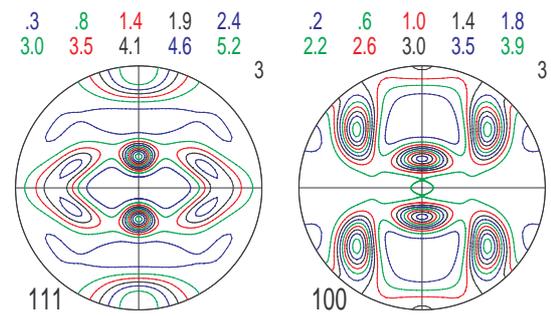
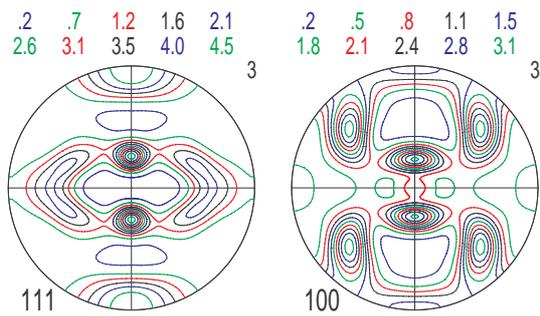
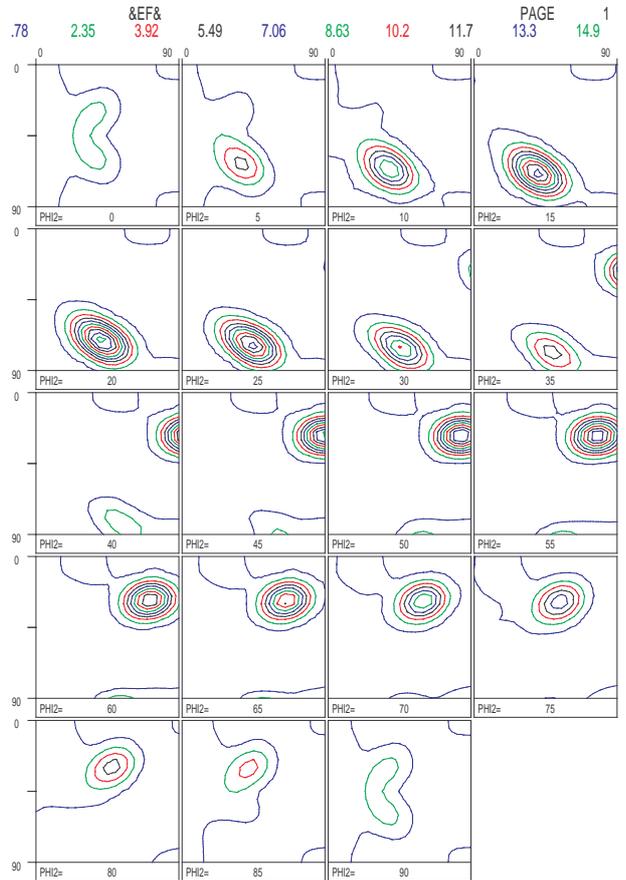
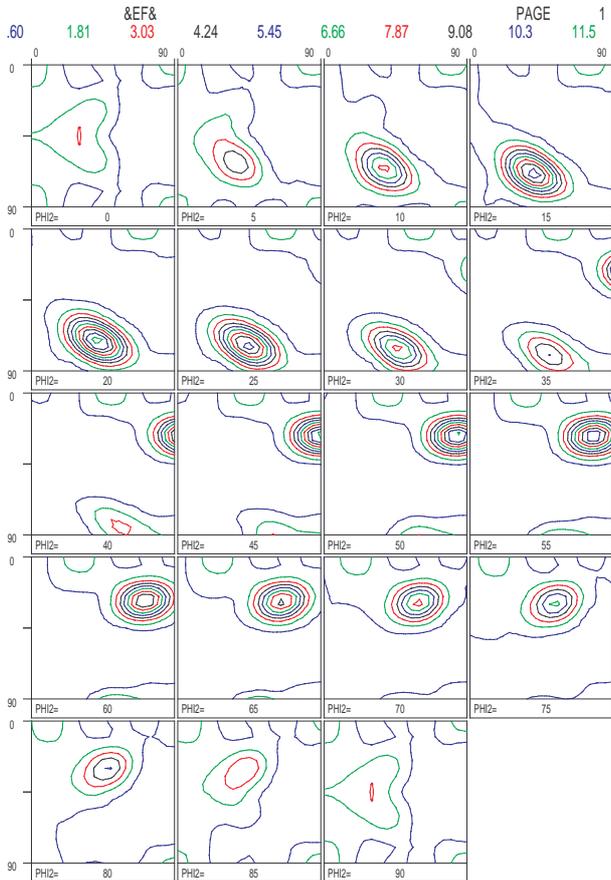
Et ainsi de suite...

ANNEXE IV.7

Textures simulées de compression plane

ODF et figures de pôles

Texture simulée de compression plane, ODF et figures de pôles



$\tilde{\epsilon} = 1$

$\tilde{\epsilon} = 1.5$

CHAPITRE V

DISCUSSION, SYNTHÈSE ET PERSPECTIVES

Dans ce chapitre, on s'attache à discuter l'ensemble des résultats tant expérimentaux que théoriques obtenus dans les chapitres précédents.

Tout d'abord, et ce afin d'attirer l'attention sur la nécessaire observation multi-échelle du procédé de déformation, la première partie de ce chapitre est consacrée à une simulation, à l'aide d'un code d'éléments finis, de l'essai de compression plane bi-encastée.

Cela étant, nous reprenons, afin de les discuter, l'ensemble des constats expérimentaux et théoriques en insistant sur leurs apports respectifs et le cas échéant, sur leur bon accord.

Les perspectives de ce travail concluent ce chapitre et cette étude en élargissant notamment le cadre des hypothèses.

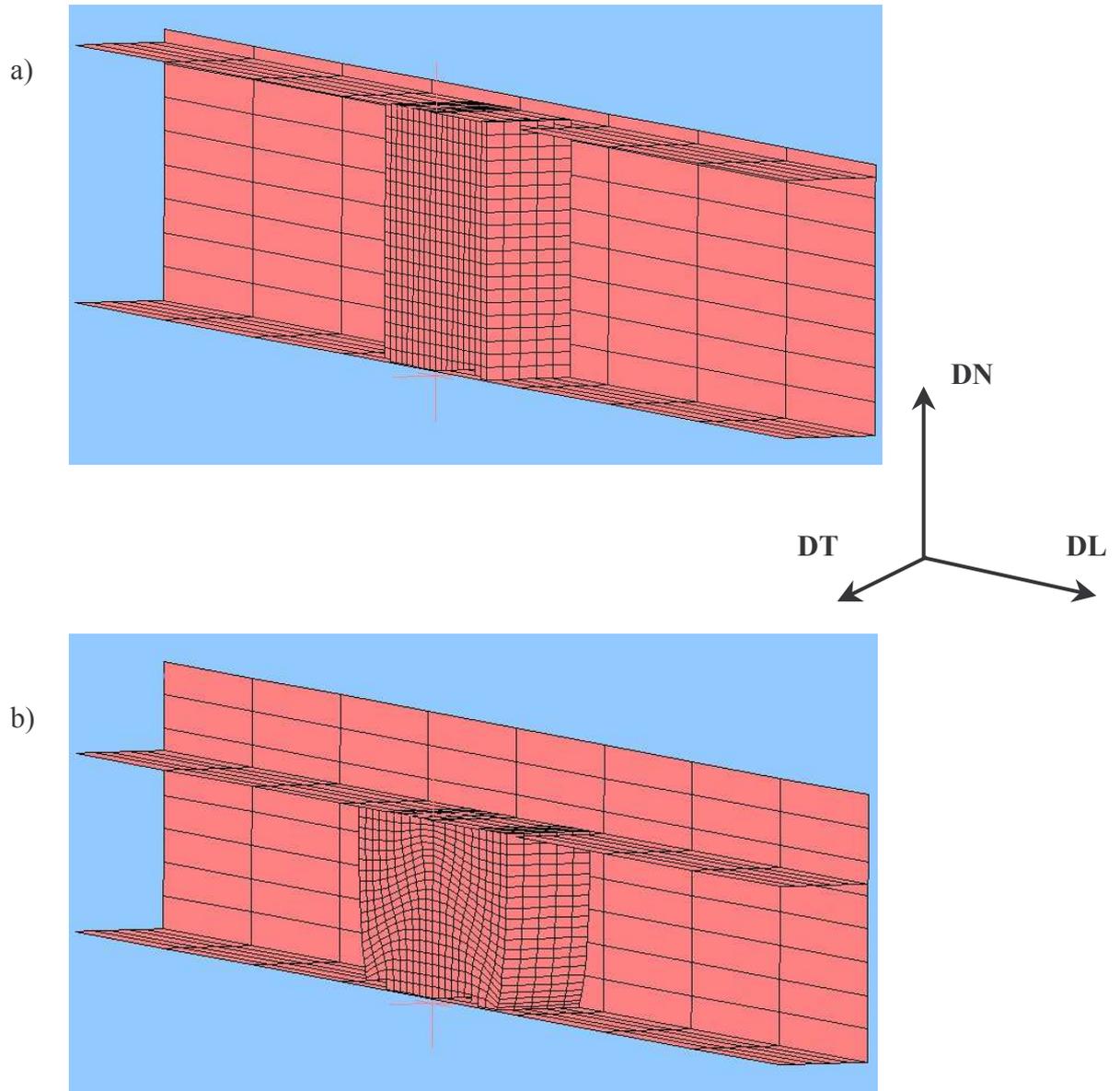


Figure V.1 – Demi-éprouvette et ‘Channel-die’ discrétisés par éléments finis :
a) à l’état initial, b) après 30% de réduction macroscopique.

V.1 *Apport des éléments finis :*

On notera en premier lieu que, dans la partie expérimentale mais surtout dans la partie théorique, l'essai de mise en forme par compression plane est supposé uniforme et simulé par une transformation dont le tenseur gradient est homogène dans l'espace. La simulation de l'essai par le code d'éléments finis ABAQUS [1998] 5.8 standard permet de clairement, s'il en était besoin, infirmer cette hypothèse forte.

V.1.1 Simulation 3D :

On ne simule ici qu'une demi-éprouvette (on aurait aussi pu se limiter à un quart, du fait du caractère orthotrope de l'essai) coupée suivant le plan de symétrie (DL-DN); les dimensions sont : $10 \times 10 \times 3.5 \text{ mm}^3$. Les éléments constituant l'éprouvette sont de type C3D8R, tridimensionnels à 8 nœuds et à intégration réduite, ayant pour dimensions $0.5 \times 0.5 \times 0.7 \text{ mm}^3$; on en compte, en conséquence, 20 suivant DL et DN, et 5 suivant DT. Les surfaces rigides (parois du 'die', fond du 'die' et poinçon) sont générées à partir d'éléments rigides bidimensionnels R3D4 et le déplacement relatif de l'éprouvette et de ces surfaces est géré en prenant en compte le frottement, introduit dans ABAQUS par le modèle de Coulomb. La modélisation semi-analytique basée sur une formulation de Tresca, établie par Chovet et al. [2002], montre le bien fondé d'un rapport $\frac{1}{2}$ entre le coefficient de frottement de Coulomb sur les faces de compression et les faces latérales. Ainsi, le coefficient de Coulomb est fixé à 0.02 sur les faces de compression et à 0.04 sur les faces latérales (faibles valeurs justifiées par l'emploi du film TEFLONTM). Le module d'Young du matériau est fixé à 70 GPa et le coefficient de Poisson à 0.3. La plasticité, isotrope, est introduite à partir des courbes contrainte-déformation établies au Chapitre III. La déformation est obtenue par déplacement vertical du nœud de référence du poinçon, par pas de 0.1 mm, le pas de calcul étant de 0.01s.

La figure V.1 montre la discrétisation de l'éprouvette et du montage avant et après une déformation macroscopique de 30%, mettant immédiatement en relief la non-homogénéité de l'écoulement.

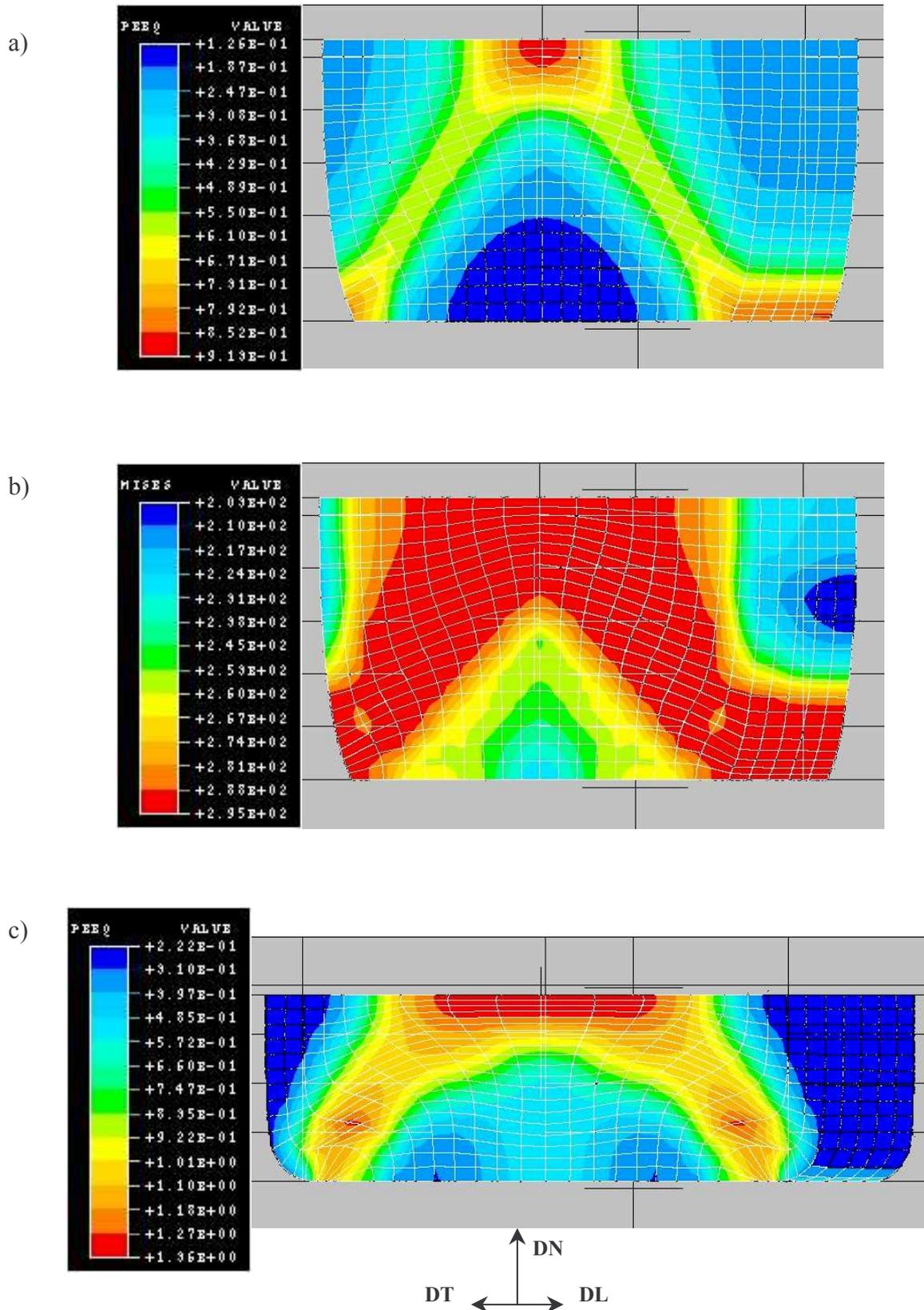


Figure V.2 – Visualisation de la modélisation par code d’éléments finis (ABAQUS 5.8);
 la face avant est la face en contact avec le ‘die’ :
 a) déformation équivalente après 30% de réduction macroscopique,
 b) contrainte équivalente après 30% de réduction macroscopique,
 c) déformation équivalente après 50% de réduction macroscopique.
 On prendra garde à l’orientation du repère : vue perspective d’une demi-éprouvette.

La figure V.2 montre d'une part la déformation équivalente $\tilde{\epsilon}$ et d'autre part la contrainte équivalente de von Mises T_{VM} , après 30% et 50% (pour $\tilde{\epsilon}$) de réduction macroscopique, révélant une hétérogénéité significative de l'essai de compression plane bi-encastée, dans l'espace, et ce même avec de faibles frottements. On rappelle qu'en l'absence de frottement la déformation est homogène. Des bandes où la déformation tend à se localiser –il s'agit d'un cisaillement- se forment du milieu de la face supérieure vers les bords inférieurs. Ainsi, dans ces bandes et dans la partie supérieure de l'échantillon, la déformation se concentre indépendamment de toute considération sur le comportement microstructural. N'intervient ici que l'hétérogénéité de l'essai de compression plane bi-encastée dès lors que le frottement n'est pas négligeable.

V.1.2 Conséquences sur les résultats expérimentaux :

Les précédents constats permettent de mieux appréhender les résultats du Chapitre III, et plus précisément les variations importantes des valeurs moyennes de la déformation, suivant la position de la grille. Pour les positions 3 et 4 (Cf. Figure V.3), la déformation tend à conserver plus longtemps les caractéristiques de la déformation macroscopique, i.e. sans cisaillement, mais en position 4, la déformation moyenne croît plus rapidement que celle de la position 3; nous n'avons d'ailleurs pas présenté de carte de déformation pour cette position du fait de la concentration de la déformation rendant généralement la microgrille inexploitable au-delà du deuxième incrément de compression.

Pour les positions 1 et 2 (cas du grain millimétrique et de la zone 5154-2), le tenseur des déformations de Green-Lagrange possède une composante de cisaillement directement imputable à l'hétérogénéité de l'essai : la localisation macroscopique mise en évidence par la simulation par code d'éléments finis provoque un cisaillement partiel ou complet de la grille suivant sa position exacte sur la zone.

La figure V.3 illustre ce propos en représentant l'évolution de la forme de l'éprouvette de compression ainsi que l'emplacement des grilles. Notons à nouveau que la position des grilles 1 et 2, par rapport à la zone cisailée, est variable d'une éprouvette à l'autre, d'autant que leurs dimensions ne sont pas identiques suivant qu'il s'agit de A3M, de A5M ou de 5154.

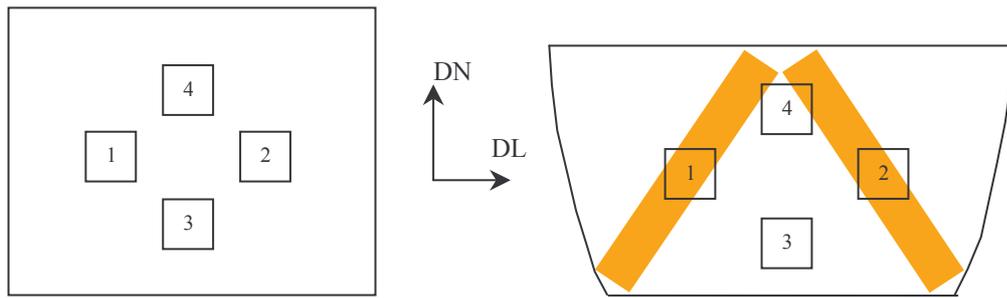


Figure V.3 – Evolution morphologique de l'éprouvette, positionnement des microgrilles et schématisation de la localisation macroscopique engendrée par l'hétérogénéité de l'essai de compression plane bi-encastée.

Ce constat apporte également une lumière nouvelle sur les résultats obtenus sur le grain millimétrique en position 2. On comprend en effet pourquoi on observe l'activation d'un seul système de glissement en début de déformation : ce dernier permet l'accommodation du cisaillement macroscopique. Puis, comme nous l'avons déjà évoqué, il semble que la déformation sur cette zone reprenne un caractère plan induisant de forts cisaillements locaux.

V.2 *Bilan et discussion :*

V.2.1 Bilan :

V.2.1.1 Bilan expérimental :

L'approche expérimentale a vu le développement de deux points importants.

Le premier a concerné la caractérisation rhéologique des matériaux choisis –alliages modèles et industriel-, après la détermination de leur composition et de leurs paramètres structuraux. De cette caractérisation fine prenant en considération les trois principaux défauts de l'essai de compression plane, i.e. l'élasticité propre de la machine et du montage, la déformation imputable à l'écrasement du film TEFLONTM, et le frottement conduisant à surestimer la contrainte nécessaire à l'écoulement plastique de l'éprouvette, il a été déduit trois modélisations sous forme d'une loi puissance pour la plus simple, d'une loi en tangente hyperbolique et enfin d'une loi en tangente hyperbolique, puissance, combinaison des deux précédentes, permettant un ajustement des plus pertinent aux résultats expérimentaux. Deux de ces modélisations ont ensuite été utilisées, après estimation de l'écrouissage microscopique, au Chapitre IV.

Dans un deuxième temps, on s'est intéressé à la localisation de la déformation susceptible d'apparaître dans ces alliages. L'apport majeur de cette partie vient de l'association des techniques que sont l'EBSD, donnant accès à l'orientation cristalline, et le couplage micro-électro-lithographie/corrélation d'images, permettant d'évaluer les composantes de la déformation à l'échelle microscopique. On s'est tout d'abord focalisé sur un grain millimétrique ayant subi une localisation de la déformation en bande non seulement précoce au vu de la déformation macroscopique mais en plus avec des caractéristiques, i) dimensionnelles nettement en corrélation avec la taille du grain, ii) cristallographiques puisque les bandes étaient alignées avec les plans denses. Par ailleurs, la grande périodicité, très visible du fait de ses dimensions, constitue certainement un paramètre majeur de cette localisation. L'analyse approfondie sur cette zone a permis la mise en évidence d'une réorientation particulière, vers la composante Cube tournée de 45° autour de DN, pour une orientation initiale proche de S ($\bar{1}\bar{2}3$)[634], ainsi qu'une genèse de nouveaux joints intrabande révélant un échauffement non négligeable malgré la faible vitesse de déformation. L'influence

de la taille des grains sur les caractéristiques dimensionnelles a , à nouveau, été mise en relief par comparaison entre la localisation dans ce grain et la localisation dans des grains d'environ 100 μm de diamètre. Ces premiers constats nous ont ensuite conduits à étudier les zones à grains d'une centaine de microns de diamètre avec un regard nouveau, en considérant notamment les bandes intragranulaires non plus comme des glissements intenses mais comme des microbandes de cisaillement, suivant ainsi l'analyse d'autres auteurs comme Korbel et al. [1986]. Dès lors, les bandes observées ont été répertoriées et associées à l'orientation du grain où elles se formaient afin de juger de leur éventuel caractère cristallographique. Bien souvent, la trace du plan de cisaillement correspond à une trace de plan $\{111\}$, mais la généralisation n'est pas systématique et le désaccord, pour certains grains, est trop important pour être justifié par la seule incertitude expérimentale comme il a été suggéré précédemment. Par ailleurs, les cartographies de déformation révèlent un autre schéma de localisation inclinée à $\pm 45^\circ$ par rapport au plan DL-DT, dans la configuration initiale; cette localisation tantôt suit des joints de grains, tantôt traverse un ou plusieurs grains sans qu'elle soit directement liée à la localisation en microbandes intragranulaires. On a pu observer le franchissement avec déviation angulaire d'un joint de grains pour la localisation en microbandes de cisaillement. Enfin, quelques cartes d'orientations cristallines pour de fortes déformations ont montré le franchissement, sans déviation, de joints de grains par des bandes qui n'ont plus rien de microbandes intragranulaires, si ce n'est l'orientation, ainsi que la coexistence possible de deux orientations de bandes dans un même grain pour un matériau à forte énergie de défaut d'empilement. Pour ces dernières mesures, le matériau est fortement écroui et sa structure est supposée quasi cellulaire au vu des résultats obtenus au microscope électronique en transmission (MET) par certains auteurs (Cf. Chapitre I).

V.2.1.2 Bilan théorique :

Après avoir rassemblé les modélisations classiques de la déformation plastique par glissements sur les plans denses, selon la loi de Schmid, de la cinématique du monocristal c.f.c. rigide plastique, écrite avec le formalisme des grandes déformations, et de l'écrouissage considéré comme isotrope, une loi de comportement incrémentale a été écrite aux sommets du polyèdre de Bishop et Hill, dans l'hypothèse de Taylor. Cette loi constitutive permet à partir d'une déformation totalement imposée d'identifier complètement, à partir du principe du travail maximum, l'état de sollicitation du cristal. On étudie ensuite la possibilité de

localisation en tant que bifurcation aux limites en vitesse (Hill [1958], Rice [1976]), c'est-à-dire qu'on applique, en termes de mécanique de la localisation, le critère de singularité du tenseur acoustique (Cf. I.3 Modélisation de la localisation). L'originalité de cette étude théorique réside dans l'écriture d'un critère de bifurcation dans le cas des hypothèses susmentionnées, écriture qui découle de la compatibilité de la loi constitutive incrémentale, de l'équilibre et du champ spécifique des vitesses de déplacement de la matière au sein de la bande. La singularité, étudiée par balayage en orientation de la normale au plan de cisaillement, prévoit une sensibilité à la bifurcation variable suivant les classes de sommets, et donc suivant les orientations cristallines (Cf. figure IV.7), et ce avec un écrouissage positif.

Pour chaque classe, il existe un domaine continu de l'espace pour lequel la bifurcation est possible pour un rapport (écrouissage microscopique/cission résolue critique) inférieur ou égal à une valeur seuil ou critique associée à une orientation critique ou de première apparition possible de la bifurcation. Lorsque le rapport $\left(\frac{h}{\tau_c}\right)$ est inférieur à la valeur critique, il existe plusieurs orientations possibles de bifurcation permettant de prévoir un franchissement du grain sans déviation. Cette approche est ensuite appliquée au cas de la compression plane et fournit un bon accord avec les observations du Chapitre III, notamment sur la précocité d'apparition des microbandes de cisaillement. Dans cette application, les écrouissages microscopiques sont introduits à partir de l'étude rhéologique et la visualisation est obtenue par simulation d'agrégats polycristallins par tessellation de Voronoï, déformée dans le cadre de l'hypothèse de Taylor.

V.2.1.3 Bilan technique :

Nous présentons dans ce paragraphe les possibilités et les limites des différentes techniques employées.

Le couplage micro-électro-lithographie/corrélation d'images a convenablement fait son office jusqu'à une réduction macroscopique de 30%. Toutefois, à ce stade, l'intervention de l'opérateur devient régulière, pouvant entraîner une forte augmentation du temps d'acquisition des données : ce temps de l'ordre d'une vingtaine de minutes pour le premier incrément (acquisition de 40000 points) peut être étendu à plusieurs heures pour le dernier incrément. Après 30% de réduction, la grille est généralement trop détériorée pour que son

V.2.2 Discussion :

V.2.2.1 La localisation multi-échelle :

Au terme de ce bilan et de l'approche par code d'éléments finis, il apparaît que pour toutes les échelles d'observation de l'écoulement plastique, il existe une localisation de la déformation. Chacune de ces localisations ne nécessite nullement la présence de l'autre pour prendre forme mais peut cependant intervenir sur ses caractéristiques.

La localisation macroscopique, géométrique puisque imputable aux conditions aux limites de l'essai, ne nécessite pas la formation de microbandes de cisaillement pour se manifester. Il s'agit là d'un phénomène intrinsèque à l'essai, qui ne constitue pas un centre d'intérêt majeur dans cette étude, mais qui ne peut toutefois pas être passé sous silence du fait de son influence sur la localisation à d'autres échelles, comme a pu le montrer la simulation par code d'éléments finis. Ce n'est pas la localisation macroscopique qui engendre la localisation microscopique; par contre, cette dernière tendra bien à se manifester plus précocement, puisque fonction de l'écroutissage, dans une zone de forte déformation.

A l'échelle du VER, la localisation macroscopique a essentiellement pour conséquence une disparité entre les domaines d'analyse. La localisation à cette échelle existe également et, sous réserve de représentativité des domaines A5M, 5154-1 et 5154-2, nos résultats –Cf. III.3.2- montrent, comme ceux de Doumalin [2000], qu'elle naît de l'accommodation de la déformation, différente à cœur et aux joints de grains. Elle se manifeste par des bandes de forte concentration de la déformation inclinées à $\pm 45^\circ$ par rapport au plan DL-DT dans la configuration initiale, qui tantôt suivent plusieurs joints de grains, tantôt traversent les grains et peuvent changer d'inclinaison (Cf. Figure III.27b). En s'appuyant sur les simulations par code d'éléments finis (Anand et Kalidindi [1994]), il est possible d'affirmer que, comme la localisation macroscopique, la localisation microscopique n'est pas nécessaire à la localisation mésoscopique; cette dernière contribuera tout de même à la plus grande précocité d'apparition de la première. Un code d'éléments finis, à notre connaissance, n'est pas aujourd'hui en mesure, du fait qu'un critère semble nécessaire, de simuler la localisation microscopique et pourtant la seule prise en compte de la plasticité cristalline, sous forme d'un comportement moyen par élément du maillage, permet de simuler la localisation mésoscopique. Notons également qu'à cette échelle, l'influence de l'orientation cristalline est déjà sensible. Elle intervient au travers de la plus ou moins grande ductilité du

grain et de ses voisins, qui peut être évaluée par le facteur de Schmid, et qui amène la localisation mésoscopique à être soit intergranulaire, soit intragranulaire, selon le voisinage des grains.

A l'échelle microscopique ou du grain, la localisation présente une relation forte avec la cristallographie, autrement dit avec l'orientation du grain. Pourtant, on ne pourra parler de manière systématique de caractère cristallographique des microbandes de cisaillement que si l'on étend l'utilisation de ce qualificatif aux "phénomènes de localisation influencée par la cristallographie" –la localisation mésoscopique deviendrait alors 'cristallographique'. Il a été en effet montré que la localisation en microbandes de cisaillement n'était pas systématiquement en corrélation avec un plan de haute densité atomique $\{111\}$. Par ailleurs, cette localisation semble être une conséquence de l'accommodation de la déformation aux joints de grains : selon Korbel [2002], la microbande de cisaillement ou la bande de glissement grossier prendrait naissance dans les zones à forte densité de dislocations, c'est-à-dire bien souvent à proximité des joints de grains. La localisation microscopique, i.e. les microbandes de cisaillement, est spécifique aux matériaux métalliques ou, tout du moins, aux matériaux à arrangement structural régulier et c'est dans cet arrangement régulier que l'on devra très certainement trouver l'explication de sa périodicité.

On ne parlera pas –si ce n'est pour la citer- de la localisation à l'échelle nanoscopique, dont les dislocations font partie, même si elle semble être en lien étroit avec la précédente. Nous ne disposons pas, en effet, de données nouvelles en la matière –acquises bien souvent au MET.

Pour conclure ce paragraphe, on rappelle que trois échelles de localisation sont apparues au cours de cette étude. Pour les deux premières, macroscopique et mésoscopique, la localisation ne se manifeste pas sous forme de bande de cisaillement (zone de cisaillement intense délimitée par deux plans parallèles). A contrario, à l'échelle microscopique, la localisation prend la forme de microbandes de cisaillement, initialement intragranulaire, qui peuvent traverser les joints de grains avec ou sans déviation angulaire. Ces microbandes peuvent ensuite se développer, comme nos derniers résultats (Chapitre III) le montrent, et former, au sens de Korbel [2002], des macrobandes de cisaillement.

V.2.2.2 Bifurcation et microbandes de cisaillement :

Le caractère cristallographique de la localisation microscopique a déjà été discuté dans la section précédente. On ajoutera encore que bien souvent, cette localisation semble se manifester le long de plans denses. Sur le plan expérimental, les grains (2) de 5154-1, (1), (2) et (3) de 5154-2 et de A5M offrent une forte corrélation entre l'orientation de la microbande au sein du grain et l'un des plans de glissement $\{111\}$, dont les orientations sont visualisées par leurs traces sur les plans DL-DN et DT-DN. Le cisaillement apparent est alors d'autant plus marqué que la désorientation de la trace sur le plan DT-DN est faible par rapport à DT. Les sommets activés sur le polyèdre de Bishop et Hill ont été, avant l'heure, introduits dans l'approche expérimentale car ils permettent une première confrontation et validation partielle des résultats obtenus par la mécanique de la bifurcation, telle qu'elle a été proposée au Chapitre IV.

Considérons, à titre d'exemple, le grain millimétrique et le grain (2) de 5154-1.

Pour le grain millimétrique, dont l'orientation cristalline est associée, en compression plane, à l'activation du sommet 49 de la classe D, sur le polyèdre de Bishop et Hill, la mécanique de la bifurcation prévoit (table IV.3) un seul cisaillement critique, $(111)[\bar{1}\bar{1}2]$, c'est-à-dire à un signe près pour l'orientation de la direction de glissement, la combinaison de deux systèmes de glissement coplanaires 1 $(111)[01\bar{1}]$ et 14 $(111)[10\bar{1}]$ (Cf. Annexe IV.1 et IV.4), résultats en accord avec l'observation. La même conclusion peut être établie pour les trois grains de 5154-2 même si trois cisaillements sont théoriquement possibles pour la classe B.

Pour le grain (2) de 5154-1, dont l'orientation cristalline est associée, en compression plane, à l'activation du sommet 37 de la classe E, la mécanique de la bifurcation prévoit (table IV.3) également un seul cisaillement critique, $(0\bar{1}\bar{1})[0\bar{1}1]$, alors que la microbande observée est alignée avec le plan $(\bar{1}11)$. Ce deuxième exemple mettrait donc en défaut la modélisation d'autant qu'ici la localisation apparaît de manière quasi-simultanée avec celle des autres grains pour un rapport $\left(\frac{h}{\tau_c}\right)_{\text{crit}}$ inférieur. Toutefois, nous ne sommes pas encore à court de contre-arguments :

- le premier est que le point de fonctionnement, i.e. la sollicitation du grain, est déterminé en supposant que le grain au sein de l'agrégat est soumis à une compression plane dans les axes macroscopiques. Les cartes de déformation montrent que localement la déformation peut présenter de grandes hétérogénéités et que, en conséquence, il faudrait évaluer la déformation moyenne du grain pour ajuster au mieux l'estimation de l'état de sollicitation. Il ne faut pas voir là un désaveu brutal de l'hypothèse formulée lors de l'étude du grain millimétrique (Cf. III.3.1.2 Orientations cristallines) qui permettait de déterminer les systèmes de glissement potentiellement actifs, mais plutôt la prise en considération de la disparité des angles solides aux sommets du polyèdre de Bishop et Hill suivant les classes (Fortunier et Linhart [1989]). Ainsi, pour la classe de sommets D où l'angle solide est important, une connaissance moins précise de la déformation peut suffire à déterminer l'état de sollicitation.
- le second vient d'une analyse géométrique des plans de cisaillement attendu et supposé. Le cisaillement dit 'attendu' est le cisaillement critique issu de la modélisation sous forme de bifurcation en bande. Le cisaillement $(0\bar{1}\bar{1})[0\bar{1}1]$ peut être obtenu par combinaison des systèmes 1 $(111)[01\bar{1}]$ et 7 $(\bar{1}11)[01\bar{1}]$ (Cf. Annexe IV.1 et IV.4). Le cisaillement 'supposé', après étude des traces des plans de glissement, est $(\bar{1}11)[\bar{1}1\bar{2}]$, combinaison des systèmes 7 $(\bar{1}11)[01\bar{1}]$ et 20 $(\bar{1}11)[\bar{1}0\bar{1}]$. A ce stade, on ne peut pas affirmer avec certitude quel est le cisaillement réel puisque les plans (111) et (011) se projettent suivant la même droite sur DL-DN pour ce grain (rappel : pour le grain (2) 5154-2, $\varphi_1 = 75^\circ$, $\varphi = 21^\circ$, $\varphi_2 = 14^\circ$). La direction $[0\bar{1}1]$, intersection de ces plans, appartient en effet au plan DL-DN, ce que l'on vérifie en donnant l'orientation du grain en indices de Miller approchés : $(013)[0\bar{3}1]$. Les deux prochains constats nous invitent ensuite à privilégier les résultats de la mécanique de la bifurcation :
 - i) le grain (2) de 5154-1 a pour orientation $(013)[0\bar{3}1]$. La projection du plan (011) sur DT-DN, i.e. $(0\bar{3}1)$, a donc pour direction $[100]$; autrement dit, le plan (011) contient, à une désorientation près de quelques degrés due aux approximations sur les indices de Miller, la direction transverse, alors que la projection de $(\bar{1}11)$ sur DT-DN fait un angle de 42° avec DT (table III.10).
 - ii) il n'a pas encore été fait mention des grains (1), (2), (3) de A5M et des grains (1), (3) de 5154-1 car l'analyse est ici plus délicate, d'une part car les plans

critiques n'ont pas d'indices de Miller simples, et d'autre part, car ces plans sont au nombre de quatre. Ce qui ressort cependant très nettement de la table III.10, c'est l'absence de corrélation, pour ces grains, entre les inclinaisons des plans denses et les orientations des microbandes. Notre analyse nous conduit alors à chercher, pour ces cinq grains, une coïncidence entre la localisation et l'une des orientations identifiées par la mécanique de la bifurcation. Malheureusement, les inclinaisons par rapport à DL et DT respectivement dans les plans DL-DN et DT-DN des traces des plans de cisaillement critiques (table V.1), pour le grain (1) de A5M ne coïncident pas mieux avec la mesure. Peut-être faudrait-il chercher la bifurcation sur un autre plan que sur le plan critique, pour cette classe de sommets.

Table V.1 – Inclinaison des traces des plans critiques, au sens de la mécanique de la bifurcation, pour le grain (2) de A5M sur DL-DN et DT-DN, respectivement par rapport à DL et à DT.

	Trace sur DL-DN	Trace sur DT-DN
Plans	/ DL (degrés)	/ DT (degrés)
$(\eta\zeta\xi)$	31	20
$(\xi\zeta\eta)$	46	30
$(\bar{\eta}\zeta\bar{\xi})$	44	30
$(\bar{\xi}\zeta\bar{\eta})$	59	31

Récapitulatif :

Le premier exemple a montré un bon accord entre l'observation expérimentale et la prévision de la mécanique de la bifurcation.

Pour le second, une ambiguïté demeure car les plans (111) et (011) se projettent identiquement sur DL-DN (seule face observée et observable dans l'état). Cependant, l'orientation particulière du plan (011) par rapport à DT et l'absence de coïncidence entre projections des plans denses {111} et observations pour des grains d'orientations associées à la classe C invitent à nouveau à conclure à un bon accord de la théorie.

V.2.2.3 Alliages à forte et faible EDE :

Lors de la synthèse bibliographique, nous avons rapporté un des constats majeurs en matière de bandes de cisaillement, rapporté notamment par Gil Sevillano et al. [1980] et Hatherly et Malin [1984], concernant le comportement particulier des métaux et alliages c.f.c. suivant leur EDE; pour les métaux à faible EDE, on peut trouver deux orientations de bande par grain, alors que pour ceux à forte EDE, on ne trouve –généralement- qu’une seule orientation de bande.

Par analogie aux textures, Laiton pour une faible EDE et Cuivre pour une forte EDE, que ces métaux développent, on parle aussi de bandes de cisaillement de ‘type Laiton’ pour les premiers et de ‘type Cuivre’ pour les seconds.

A notre connaissance, aucun lien n’a été établi entre ces textures spécifiques et la possibilité ou non de coexistence de deux orientations de bande. Alors, on se propose d’attirer l’attention sur les éclaircissements qu’offre l’analyse par les résultats obtenus en mécanique de la bifurcation telle qu’elle a été développée dans cette étude.

Tout d’abord, l’influence de l’orientation cristalline sur la bifurcation a été confirmée : tant la valeur seuil de possibilité d’existence de la bifurcation que le nombre de plans critiques sont fonctions de la classe du sommet sur le polyèdre de Bishop et Hill, dont l’activation dépend elle-même de l’orientation du cristal. Ainsi, comme indiqué sur la figure IV.7, on peut déterminer des domaines d’orientations cristallines activant plutôt certaines classes de sommets. En particulier, on note que les principales composantes identifiées respectivement pour la classe B et la classe D sont, i) Laiton $\{110\}\langle 112 \rangle$ et I $\{112\}\langle 110 \rangle$, ii) Cuivre $\{112\}\langle 111 \rangle$, Taylor $\{4411\}\langle 11118 \rangle$ et S $\{123\}\langle 634 \rangle$. En d’autres termes, lors de la réorientation des grains, on tendra plutôt à activer des sommets de la classe B pour les métaux à faible EDE et des sommets de la classe D pour les métaux à forte EDE.

Enfin, la table IV.3 montre qu’il existe trois directions critiques de cisaillement pour les sommets de la classe B alors qu’il n’en existe qu’un pour les sommets de la classe D. Ce constat apporte un nouveau crédit à cette modélisation de l’initiation de la localisation sous forme de bande de cisaillement intragranulaire sans pour autant fournir une explication sur l’évolution différente des textures des métaux à faible ou forte EDE.

V.2.2.4 Autres constats :

- La localisation mésoscopique présente une caractéristique particulière qui n’a pas encore été discutée dans ce travail. Au vu des cartes de déformation, lorsque l’hétérogénéité apparaît, aux joints de grains ou à cœur, suivant le grain et son voisinage, la localisation se poursuit dans la même zone aux incréments de déformation suivant. Or, on s’attend à un durcissement accompagnant la déformation et, en conséquence, les zones ayant subi la plus grande déformation à un instant t devraient en accommoder moins à l’instant suivant, ce qui tendrait à l’homogénéiser. En clair, alors qu’au niveau macroscopique l’écroutissage s’accompagne pour un temps d’un durcissement, au niveau microscopique le grain qui accommode le plus de déformation ne semble pas devenir plus dur pour autant. Une manière d’expliquer cette contradiction est l’adoucissement géométrique : le grain qui se déforme tend à se mettre en configuration de glissement facile, mais on ne peut alors justifier l’accroissement global de la contrainte d’écoulement. Ce sont en fait les résultats sur monocristaux qui nous fournissent une justification de cette apparente contradiction : l’écroutissage du grain et donc son durcissement n’est pas fonction de la seule déformation mais aussi de son orientation, et un grain qui s’est moins déformé que son voisin n’en est pas pour autant devenu moins résistant. On peut ensuite envisager que certaines zones ne nécessitent plus –phénomène comparable à la striction- d’accroissement de contrainte pour accommoder la déformation plastique.

- La présence de cristallites, observées au sein de la bande, laisse présager un échauffement important, suffisant en tout cas pour qu’une genèse de nouveaux joints de grains puisse intervenir. L’échauffement interne à la bande –cisaillement adiabatique- peut être estimé de la façon suivante :

$$\Delta T = \frac{\dot{W}}{\rho C} = \frac{\tau_0 \tilde{\epsilon}}{\rho C}$$

On notera que ce constat n’a aucune influence sur les résultats obtenus au Chapitre IV puisqu’on s’intéresse dans ce cas à l’initiation de la bifurcation et à aucun moment à la post-bifurcation. Quoi qu’il en soit, cet échauffement local signifie qu’au sein de la bande les vitesses de glissement et, par conséquent, les vitesses de déformation, sont bien supérieures à celles dans la matrice. Ceci nous ramène à l’évocation des travaux de Lee et Duggan [1994] qui ont développé une théorie en avalanche de dislocations pour la formation des bandes de

cisaillement. Au vu de nos résultats, on envisage la bande comme une zone du matériau où la déformation est localement accommodée par un nombre réduit de systèmes de glissement dont la combinaison particulière peut amener une grande vitesse du cisaillement résultant. Les combinaisons les plus simples sont,

i) la combinaison de deux systèmes coplanaires tels que :

$$(111)[1\bar{1}0] + (111)[10\bar{1}] \rightarrow (111)[2\bar{1}\bar{1}]$$

ii) la combinaison de deux systèmes codirectionnels tels que :

$$(111)[1\bar{1}0] + (11\bar{1})[1\bar{1}0] \rightarrow (110)[1\bar{1}0]$$

Ces combinaisons induisant une activation alternée des systèmes permettraient des vitesses locales importantes que nous n'avons pas évaluées.

- Cette section est aussi l'occasion de parler d'une difficulté survenue lors de l'obtention des plans critiques de bifurcation, résultats résumés dans la table IV.3. Pour les sommets 29 à 56 correspondant, en terme de sollicitation, plutôt à une traction (Cf. figure IV.6), on trouve aisément une combinaison simple de systèmes de glissement permettant de réaliser le cisaillement critique. Pour les sommets 1 à 28, cela n'est plus aussi simple et pour engendrer les cisaillements critiques, il faut envisager des combinaisons complexes, laissant ainsi entendre une impossibilité de bifurcation sans que nous ayons été en mesure de pleinement justifier une mise à l'écart de ces solutions. On ne trouve typiquement pas de combinaison simple de systèmes pour réaliser les cisaillements $\{112\}\langle 111 \rangle$ (classes de sommets A, B et D). Pour conclure sur ce point, il faut encore ajouter qu'expérimentalement, on a toujours trouvé des sommets activés sur les grains présentant des microbandes dont le numéro était compris entre 29 et 56.

V.3 Perspectives :

Sur un plan expérimental, il demeure de nombreuses voies à explorer : on pense notamment à l'effet d'échelle et à la périodicité du phénomène de localisation en bandes de cisaillement. La présence avérée de cristallites, manifestation d'un échauffement conséquent, met en relief une dynamique importante qui n'a, à notre connaissance, pas été étudiée. Simultanément, une mesure de l'échauffement intrabande pourrait apporter une information précieuse sur les mécanismes mis en jeu. Il reste aussi à quantifier l'impact de la réorientation spécifique intrabande sur l'évolution de la texture. Un grand nombre de ces points pourrait être éclairci par des essais in-situ avec mesure simultanée des flux thermiques par caméra infrarouge, et des déformations locales par acquisition continue sur caméra CCD de l'évolution d'une grille au cours de la déformation. L'emploi d'un matériau à gros grains permettrait l'observation des microbandes de cisaillement sur plusieurs faces offrant ainsi matière à comparaison avec la théorie de la bifurcation.

Sur un plan théorique, l'étude des autres variétés du polyèdre de Bishop et Hill s'est depuis poursuivie et la publication de l'analyse complète de cette surface d'écoulement devrait intervenir courant 2003. Par ailleurs, comme il a été mentionné au Chapitre I, il existe d'autres approches mécaniques de la localisation, par ondes d'accélération stationnaires ou par perturbations, et d'autres matériaux pourraient aussi être envisagés. Désoyer [2001] rappelle que l'analyse dynamique d'un matériau élasto-visco-plastique rend compte aussi bien de l'orientation de la localisation en bande, de la progressivité de la localisation que de la largeur du phénomène par identification des zones de décharge élastique qui l'entourent.

Sur un plan numérique (code d'éléments finis), le critère de bifurcation tel qu'introduit dans cette étude pourrait avoir des prolongements notamment sur la prévision de la subdivision des joints de grains.

V.4 Conclusion générale :

Pour éviter de multiples redites, nous ne reviendrons que sur les points les plus significatifs de ce travail.

Il a été mis en évidence une influence des orientations cristallines sur la formation des bandes de cisaillement intragranulaires. Cette influence a été plus particulièrement montrée par l'analyse théorique, i.e. la mécanique de la bifurcation. Il n'existe pas d'orientations pour lesquelles la localisation en microbandes de cisaillement soit impossible, toutefois certaines composantes de texture, telles que Cube, devraient voir se manifester plus tardivement le phénomène.

Aucune différence n'a été établie entre nos alliages, selon leur composition ou leur origine, quant au phénomène de localisation en bande de cisaillement.

L'effet dynamique ne peut être négligé puisqu'il induit un échauffement interne à la bande susceptible d'engendrer une genèse de nouveaux joints et ce, même pour des vitesses lentes de déformation macroscopique.

La qualité de la modélisation est apparue par comparaison avec l'expérience, i.e. par l'observation du phénomène sur nos matériaux, et par confrontation aux constats sur l'évolution des textures et les possibilités de coexistence ou non de bandes multiples en fonction de l'EDE.

Enfin, une hiérarchie multi-échelle des localisations a été établie. Elle montre qu'à chaque échelle d'observation, on peut trouver une forme de localisation, mais la corrélation entre échelles n'est pas toujours vérifiée.

Références :

ABAQUS [1998]

User's Manual.

Hibbit, Karlson and Sorensen Inc., Pawtucket, R.I., <http://www.abaqus.com>

Anand L., Kalidindi S.R. [1994]

The process of shear band formation in plane strain compression of fcc metals : effects of crystallographic texture.

Mech. of Materials, 17, 1994, 223-243

Chovet C., Desrayaud Ch., Montheillet F.[2002]

A mechanical analysis of the plane strain channel-die compression test : friction effects in hot metal testing.

Int. J. Mech. Sci., 44, 2002, 343-357

Delannay L., Mishin O.V., Juul Jensen D., Van Houtte P. [2001]

Quantitative analysis of grain subdivision in cold rolled aluminium.

Acta Mater., 49, 2001, 2441-2451

Désoyer T. [2001]

Modélisations mécaniques de la transition ‘diffus/localisé’ du mode de déformation : exemples, comparaisons et problèmes soulevés.

Mecamat Infos, Aussois, 2001, 19-22

Doumalin P. [2000]

Microextensométrie locale par corrélation d'images numériques. Application aux études micromécaniques par microscopie électronique à balayage.

Thèse Ecole Polytechnique, 2000

Fortunier R., Linhart J. [1989]

Solid angles in N dimensional space : application of spherical volume theory to crystal yield surfaces.

Int. J. of Plasticity, 5, 1989, 477-499

Gil Sevillano J., Van Houtte P., Aernoudt E. [1980]

Composantes cristallographiques et structurales à l'origine des bandes de cisaillement.

Mém. Etud. Sci. Rev. Métall., 1980, 1043-1053

Hatherly M., Malin A.S. [1984]

Shear bands in deformed metals.

Scripta Metall., 18, 198, 449-454

Hill R. [1958]

A general theory of uniqueness and stability in elastic-plastic solids.

J. Mech. Phys. Solids, 6, 1958, 209-225

Korbel A., Embury J.D., Hatherly M., Martin P.L. [1986]

Microstructural aspects of strain localisation in Al-Mg alloys.

Acta Metall., 34, 1986, 1999-2009

Korbel A. [2002]

Short course on : Microstructural aspects and constitutive modelling of plastic deformation of metals.

Dept. of Structure and Mechanics of Solids, Academy of Mining and Metallurgy, Krakow (2002)

Lee C.S., Duggan B.J. [1994]

A dislocation avalanche theory of shear banding.

Acta Mater., 42, 1994, 857-860

Rice J.R. [1976]

The localization of plastic deformation.

Theoretical and Applied Mechanics, W.T. Koiter, Ed., North Holland Publishing Company (1976)

BIBLIOGRAPHIE

ABAQUS [1998]

User's Manual.

Hibbit, Karlson and Sorensen Inc., Pawtucket, R.I., <http://www.abaqus.com>

Adcock F. [1922]

J. Inst. Met., 27, 1922, 73-

Akef A. [1993]

Déformation en compression plane et recristallisation de monocristaux d'aluminium.

Thèse INPG-Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1993

Allais L. [1991]

Effet de la morphologie et de la répartition spatiale des phases sur le comportement mécanique des matériaux biphasés.

Thèse Université de Paris XIII, 1991

Allais L., Bornert M., Bretheau T. and Caldemaison D. [1994]

Experimental characterization of the local strain field in a heterogeneous elastoplastic material.

Acta Metall., 42, 1994, 3865-3880

Anand L., Spitzig W.A. [1980]

Initiation of localized shear bands in plane strain.

J. Mech. Phys. Solids, 28, 1980, 113-128

Anand L., Kalidindi S.R. [1994]

The process of shear band formation in plane strain compression of fcc metals : effects of crystallographic texture.

Mech. of Materials, 17, 1994, 223-243

Anand L., Kim K.H., Shanki T.G. [1987]

Onset of shear localization in visco-plastic solids.

J. Mech. Phys. Solids, 35, 1987, 407-429

Attwood D.G., Hazzledine P.M. [1976]

A fiducial grid for high-resolution metallography.

Metallography, 9, 1976, 483-500

Asaro R.J. [1979]

Geometrical effects in the inhomogeneous deformation of ductile single crystals.

Acta Metall., 27, 1979, 445-453

Barber C.B., Dobkin D.P., Huhdanpaa H.T. [1996]

"The Quickhull algorithm for convex hulls"

ACM Trans. on Mathematical Software, Dec 1996, <http://www.geom.umn.edu/locate/qhull>

Barret C.S., Levenson L.H. [1940]

Metall. Trans., 137, 1940, 112-

Basson F. [1999]

Déformation de l'orientation Cube dans des alliages aluminium-magnésium.

Thèse Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 1999

Bay B., Hansen N., Kuhlmann-Wilsdorf D. [1989]

Deformation structures in lightly rolled pure aluminium.

Mat. Sci. Eng., A113, 1989, 385-397

Berthaud...[1998]

Proceedings of Photomechanics à Champs-sur-Marne, 1998

- Biot M.A. [1965]**
Mechanics of incremental deformations.
Wiley, New York (1965)
- Bird J.E., Newman K.E., Narasimhan K., Carlson J.M. [1987]**
Heterogeneous initiation and growth of sample-scale shear bands during necking of Al-Mg sheet.
Acta Metall., 35, 1987, 2971-2982
- Bishop J.F.W., Hill R. [1951a]**
A theory of the plastic distortion of polycrystalline aggregate under combined stresses.
Phil. Mag., 42, 1951, 414-427
- Bishop J.F.W., Hill R. [1951b]**
A theoretical derivation of the plastic properties of a polycrystalline face-centred metal.
Phil. Mag., 42, 1951, 1298-1307
- Bishop J.F.W. [1953]**
A theoretical examination of the plastic deformation of crystals by glide.
Phil. Mag., 44, 1953, 51-64
- Bornert M. [1996]**
Morphologie microstructurale et comportement mécanique; caractérisations expérimentales, approches par bornes et estimations autocohérentes généralisées.
Thèse Ecole Nationale Supérieure des Ponts et Chaussées, 1996
- Chambard J.P., Nivoit M. [1995]**
Détermination de contraintes par interférométrie de speckle.
Proceedings of Photomechanics Conf. à Cachan, 1995, 55-66
- Chang Y.W., Asaro R.J. [1981]**
An experimental study of shear localization in aluminium-copper single crystals.
Acta Metall., 29, 1981, 241-257
- Chapelle D., Darrieulat M.G. [2002]**
The occurrence of shear banding in a millimeter scale {123}<634> grain of an Al-4.5% Mg alloy during plane strain compression.
Mat. Sci. Eng., à paraître (2002)
- Chenal B., Driver J.H. [1999]**
Ecroûissage d'alliages d'aluminium.
Techniques de l'ingénieur, M 230 (1999), traité Matériaux métalliques, volume MC
- Chenaoui A. [1992]**
Contribution à l'étude du comportement du monocristal en grandes déformations plastiques.
Thèse Ecole Centrale de Lyon, 1992
- Chin G.Y., Nesbitt E.A., Williams A.J. [1966]**
Anisotropy of strength in single crystals under plane strain compression.
Acta Metall., 14, 1966, 467-476
- Chovet C., Desrayaud Ch., Montheillet F. [2002]**
A mechanical analysis of the plane strain channel-die compression test : friction effects in hot metal testing.
Int. J. Mech. Sci., 44, 2002, 343-357
- Clausen B., Leffers T., Lorentzen T., Pedersen O.B., Van Houtte P. [2000]**
The resolved shear stress on the non-active slip systems in Taylor/Bishop-Hill models for f.c.c. polycrystals.
Scripta Mater., 42, 2000, 91-96

Considère A. [1885]

Mémoire sur l'emploi du fer et de l'acier dans les constructions.
Annales des Ponts et Chaussées, 9, 1885, 574-

Cordebois J.P. [1983]

Instabilités et rupture dans les solides élastoviscoplatiques.
Thèse Université Paris 6, 1983

Darrieulat M.G., Driver J.H. [1997]

Les hétérogénéités de déformation plastique : aspects microscopique et macroscopique.
La revue de métallurgie-CIT, 1997, 1-9

Darrieulat M.G. [1999]

Shear bifurcation modes in material with cubic symmetry.
Archives of Metall., 44, 1999, 121-137

Daniel I.M. [1983]

Experimental methods in applied mechanics.
Experimental Mechanics, 50, 1983, 963-976

Day A., Trimby P., Mehnert K., Neumann B. [2000]

Manuel Channel 4.2
HKL Technology, Hobro, Denmark, <http://www.hkltechnology.com/>

Delaire F., Raphanel J.L., Rey C. [2000]

Plastic heterogeneities of a copper multicrystal deformed in uniaxial tension : experimental study and finite element simulations.
Acta Mater., 48, 2000, 1075-1087

Delannay L., Mishin O.V., Juul Jensen D., Van Houtte P. [2001]

Quantitative analysis of grain subdivision in cold rolled aluminium.
Acta Mater., 49, 2001, 2441-2451

Désoyer T. [2001]

Modélisations mécaniques de la transition 'diffus/localisé' du mode de déformation : exemples, comparaisons et problèmes soulevés.
Mecatmat Infos, Aussois, 2001, 19-22

Desrues J. [1985]

Naissance des bandes de cisaillement dans les milieux granulaires : expérience et théorie.
Colloque C.N.R.S. : les instabilités mécaniques, développement et périodicité, 10-11 octobre 85, Grenoble, 1985, 11-54

Develay R. [1992]

Propriétés de l'aluminium et des alliages d'aluminium corroyés. Principaux alliages.
Techniques de l'ingénieur, M 440 (1992), traité Matériaux métalliques, volume MB

Dieulesaint E., Royer D. [1974]

Ondes élastiques dans les solides.
Masson et C^{ie} éditeurs, Paris, 1974

Dillamore I.L., Roberts J.G., Bush A.C. [1979]

Occurrence of shear bands in heavily rolled cubic metals.
Metal Sci., 13, 1979, 73-77

Dinzart F., Fressengeas C., Molinari A. [1994]

The catastrophic development of shear localization in thermoviscoplastic materials.
J. Phys., 4, 1994, 435-440

Dirras G.F., Biget M-P., Rey C. [1995]

On the microstructural evolution of cold-rolled Al-5at%Mg.
Scripta Met., 33, 1995, 755-760

Doumalin P. [2000]

Microextensométrie locale par corrélation d'images numériques. Application aux études micromécaniques par microscopie électronique à balayage.
Thèse Ecole Polytechnique, 2000

Dubois P. [1988]

Etude cristallographique de l'initiation et de la propagation de bandes de cisaillement dans les métaux purs.
Thèse Université Paris-Nord, 1988

Duckham A., Knutsen R.D., Engler O. [2001]

Influence of deformation variables on the formation of Copper-type shear bands in Al-1Mg.
Acta Mater., 49, 2001, 2739-2749

Dudzinski D., Molinari A. [1991]

Perturbation analysis of thermoplastic instabilities in biaxial loading.
Int. J. Solids Structures, 27, 1991, 601-628

Duggan B.J., Hatherly M., Hutchinson W.B., Wakefield P.T. [1978]

Deformation structures and textures in cold-rolled 70:30 brass.
Metal Sci., 12, 1978, 343-351

Engler O. [1995]

Textures Microstructures, 23, 1995, 61-

Fargette B., Whitwham D. [1974]

Déformation plastique du laiton CuZn30 au cours de déformations élevées par laminage.
Mém. Etud. Sci. Rev. Métall., 1974, 197-206

Fillit R.Y., Perry A.J., Pol Dodelet J., Perrier G., Philippe R. [1991]

Accurate structural characterization of ZrN coatings and epitaxial GaAs layers by X-Ray diffraction using Dosophatex systems.
Non destructive characterization of materials IV Plenum Press, New York, 1991, 1-8

Forest S. [1999]

Finite element modeling of the formation of adiabatic shear bands in AISI 4340 steel.
Mat. Sci. Eng., A266, 1999, 255-260

Fortunier R. [1987]

Contribution à l'étude de la déformation plastique des cristaux et des polycristaux.
Thèse de l'INPG et de l'Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1987

Fortunier R., Linhart J. [1989]

Solid angles in N dimensional space : application of spherical volume theory to crystal yield surfaces.
Int. J. of Plasticity, 5, 1989, 477-499

Franciosi P. [1984]

Etude théorique et expérimentale du comportement élastoplastique des monocristaux métalliques se déformant par glissement : modélisation pour un chargement complexe quasi statique.
Thèse Université Paris-Nord, 1984

Fressengeas C., Molinari A. [1992]

The time development of Eulerian/Lagrangian perturbations to simple shear and its applications to shear banding.
J. Mech. Phys. Solids, 40, 1992, 1735-1756

Fuh S., Havner K.S. [1989]

A theory of minimum plastic spin in crystals mechanics.
Proc. Roy. Soc. London, A 328, 1989, 193-

Garcia D. [2001]

Mesure de forme et de champs de déplacements tridimensionnels par stéréo-corrélation d'images.
Thèse Ecole des Mines d'Albi, 2001

Gaspérini M. [1985]

Contribution à la caractérisation du comportement en emboutissage en rétreint d'une tôle d'alliage Al-2%Mg; application d'un critère d'instabilité plastique à l'apparition de bandes de cisaillement.
Thèse Université Paris-Sud, 1985

Gaspérini M., Pinna C., Swiatnicki W. [1996]

Microstructural evolution and strain localization during shear deformation of an aluminium alloy.
Acta Mater., 44, 1996, 4195-4208

Gaspérini M., Razakainavo A., Morel M., Teodosiu C. [1998]

Mesure par microgrilles des déformations en étirage plan dans l'épaisseur de tôles minces d'alliages d'aluminium.
Proceedings of Photomechanics, GAMAC, 1998

Gil Sevillano J., Van Houtte P., Aernoudt E. [1977]

The contribution of macroscopic shear bands to the rolling texture of f.c.c. metals.
Scripta Mater., 11, 1977, 581-585

Gil Sevillano J., Van Houtte P., Aernoudt E. [1980a]

Large strain hardening and textures.
Prog. Mat. Sc., 25, 1980, 70-410

Gil Sevillano J., Van Houtte P., Aernoudt E. [1980b]

Composantes cristallographiques et structurales à l'origine des bandes de cisaillement.
Mém. Etud. Sci. Rev. Métall., 1980, 1043-1053

Gingell A.D.B., Driver J.H. [1995]

Study of the influence of strain localisation on the formability and fracture of metals. The examination of heterogeneities on the meso-scale.
Human Capital and Mobility Network CHRX-CT93-0387 (1995)

Gingell A.D.B., Fundenberger J.J., Verdu. C., Driver J.H. [1997]

Microscopic aspects of heterogeneous deformation in aluminium-magnesium alloy 5182.
Revue de Métallurgie, 94, 1997, 1457-1465

Gorczyca S., Dymek S., Rys J. Maslanka M., Wrobel M. [1986]

Nomenclature for structural heterogeneities produced by the deformation of metals.
Arch. Hutn., 31, 1986, 23-32

Grogan J.O. [1922]

J. Inst. Met., 27, 1922, 103-

Hadamard J. [1903]

Leçon sur la propagation des ondes et équations de l'hydrodynamique.
Eds. Hermann, Paris (1903)

Hammebrath H., Butler Jr. J.F., Hu H., Lücke K. [1991]

An ODF study of the deformation and recrystallization textures of rolled and channel-die compressed high purity copper.
Textures and Microstructures, 13, 1991, 165-

Hatherly M., Malin A.S. [1984]

Shear bands in deformed metals.
Scripta Metall., 18, 198, 449-454

Harren S.V., Dève H.E., Asaro R.J. [1988]

Shear band formation in plane strain compression.
Acta Metall., 36, 1988, 2435-2480

Havner K.S. [1981]

Proc. Roy. Soc. London, A 378, 1981, 47-70

Hill R. [1950]

The mathematical theory of plasticity.
Clarendon Press Oxford, 1950

Hill R. [1958]

A general theory of uniqueness and stability in elastic-plastic solids.
J. Mech. Phys. Solids, 6, 1958, 209-225

Hill R. [1962]

Acceleration waves in solids.
J. Mech. Phys. Solids, 10, 1962, 1-16

Hill R., Hutchinson J.W. [1975]

Bifurcation phenomena in the plane tension test.
J. Mech. Phys. Solids, 23, 1975, 239-264

Hines J.A., Vecchio K.S., Ahzy S. [1997]

A model for microstructural evolution in adiabatic shear bands.
Metal. Mat. Transactions A, 29A, 1997, 191-203

Hirsch J. and Lücke K. [1988]

Investigation of deformation and development of rolling textures in polycrystalline f.c.c. metals. I
Description of rolling texture development in homogeneous CuZn alloys.
Acta Metall., 36, 1988, 2863-2882

Hirsch J., Lücke K. [1988]

Mechanism of deformation and development of rolling textures in polycrystalline f.c.c. metals. III. The
influence of slip inhomogeneities and twinning.
Acta Metall., 36, 1988, 2905-2927

Hoc T. [1999]

Etude expérimentale et numérique de la localisation lors de changements de trajet dans un acier doux.
Thèse Ecole Centrale de Paris, 1999

Hu H., Sperry P.R. Beck P.A. [1952]

Rolling textures in face-centered cubic metals.
Metall. Trans., 194, 1952, 76-

Hugues D.A. [1993]

Microstructural evolution in a non-cell forming metal : Al-Mg.
Acta Metall., 41, 1993, 1421-1430

Humphreys F.J. [1999]

Quantitative metallography by electron backscattered diffraction.
J. of Microscopy, 195, 1999, 170-185

- Inagaki H., Kohara S. [1997]**
Shear bands in cold rolled Al-Mg alloy polycrystals.
Z. Metallkde, 88, 1997, 570-575
- Jaoul B. [1965]**
Plasticité et application aux métaux.
Ed. Dunod, Paris (1965)
- Jasienski J., Kusnierz J., Penelle R. [1987]**
Contribution to the study of shear bands in Al-2%Mg alloy.
Mém. Etud. Sci. Rev. Métall., 1987, 84-
- Kallend J.S., Davies G.J. [1972]**
A simulation of texture development in f.c.c. metals.
Phil. Mag., 25, 1972, 45
- Karimi A. [1984]**
Plastic flow study using the microgrid technique.
Mater. Sci. Eng., 63, 1984, 267-276
- Keryvin V. [1999]**
Contribution à la modélisation de l'endommagement localisé.
Thèse Université de poitiers, 1999
- King J.E., You C.P., Knott J.F. [1981]**
Serrated yielding and the localized shear failure mode in aluminium alloys.
Acta Metall., 29, 1981, 1553-1566
- Kocks U.F. [1970]**
The relation between polycrystal deformation and single-crystal deformation.
Met. Trans., 1, 1970, 1121-1143
- Kocks U.F., Canova G.R., Jonas. [1983]**
Yield vectors in F.C.C. crystals.
Acta Metall., 31, 1983, 1243-1252
- Korbel A., Richert M. [1985]**
Formation of shear bands during cyclic deformation of aluminium.
Acta Metall., Vol. 33, 1985, 1971-1978
- Korbel A., Embury J.D., Hatherly M., Martin P.L. [1986]**
Microstructural aspects of strain localisation in Al-Mg alloys.
Acta Metall., 34, 1986, 1999-2009
- Korbel A., Martin P.L. [1986]**
Microscopic versus macroscopic aspect of shear bands deformation.
Acta Metall., 34, 1986, 1905-1909
- Korbel A. [1990]**
The model of microshear banding in metals.
Scripta Mater., 24, 1990, 1229-1231
- Korbel A. [2002]**
Short course on : Microstructural aspects and constitutive modelling of plastic deformation of metals.
Dept. of Structure and Mechanics of Solids, Academy of Mining and Metallurgy, Krakow (2002)
- Krieger Lassen N.C., Juul Jensen D., Conradsen K. [1992]**
Scanning Microscopy, 6, 1992, 115-121

- Krieger Lassen N.C. [1994]**
Automated determination of crystal orientations from electron backscattering patterns.
PhD Thesis, Institut for Matematisk Modelling, Lyngby, Danmark, 1994
- Lee C.S., Duggan B.J. [1994]**
A dislocation avalanche theory of shear banding.
Acta Mater., 42, 1994, 857-860
- Lemaître J., Chaboche J.L. [1978]**
Aspect phénoménologique de la rupture par endommagement.
J. Mech. Appl., 2, 1978, 317-365
- Lemaître J., Chaboche J.L. [1985]**
Mécanique des matériaux solides.
Ed. Dunod, Paris (1985)
- Le Roy Y., Ortiz M. [1990]**
Finite element analysis of transient strain localization phenomena in frictional solids.
Int. J. for Numer. Anal. Methods Geomech., 14, 1990, 93-124
- Li X. [2000]**
Spatial characterization of unstable plastic flow in two aluminium alloys.
Ph. D. Thesis, Dpt. of Mechanical Engineering, Yale University, New Haven, CT, 2000
- Lineau C. [1997]**
Analyse expérimentale de la déformation plastique d'un polycristal d'acier, comparaison avec des simulations de modèles polycristallins.
Thèse Ecole des Ponts et Chaussées, 1997
- Lineau C., Rey C., Viaris de Lesegno P. [1997]**
Experimental analysis of plastic deformation of steel grains, comparison with polycrystal models predictions.
Mater. Sci. Eng. A234-236, 1997, 853-856
- Liu Q., Juul Jensen D., Hansen N. [1998]**
Effect of grain orientation on deformation structure in cold-rolled polycrystalline aluminum.
Acta Mater., 46, 1998, 5819-5838
- Lloyd D.J., Butryn E.F, Ryvola M. [1982]**
Microstructure Sci., 10, 1982, 373-
- Louche H. [1999]**
Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans des aciers.
Thèse Université de Montpellier II, 1999
- Lüders W. [1860]**
Diglers Polytech. J., 18, 1860, 155-
- Mandel J. [1964]**
Conditions de stabilité et postulat de Drucker.
Rhéologie et mécanique des sols, Eds Kravtchenko et Syries, IUTAM Symposium, Grenoble, 1964, 58-68
- Mandel J. [1982]**
Définition d'un repère privilégié pour l'étude des transformations anélastiques du polycristal.
Journal de mécanique théorique et appliquée, 1, 1982, 7-23

Marchand A., Duffy J. [1988]

An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel.
J. Mech. Phys. Solids, 36, 1988, 251-283

Maurice C. [1994]

Texture de compression plane à chaud d'alliages d'aluminium. Expériences et simulations.
Thèse Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1994

Mingzhang W., Shi L., Chenghua L., Zhongguang W., Jimei X. [1996]

A study of latent hardening behaviour in aluminium single crystals.
Scripta Mater., 35, 1996, 1183-1188

Mokhtari Dolui A.R. [1986]

Contribution à l'étude des bandes de cisaillement sur quelques alliages de l'aluminium.
Thèse Université Paris-Sud, 1986

Morii K., Nakayama Y., Mecking H. [1985]

Development of shear bands in F.C.C. single crystals.
Acta Metall., 33, 1985, 379-386

Muller G. [1995]

Introduction à la mécanique des milieux continus.
Masson Edition (1995)

Nakayama Y., Morii K. [1987]

Microstructure and shear band formation in rolled single crystals of Al-Mg alloy.
Acta Metall., 35, 1987, 1747-1755

Needleman A. [1988]

Continuum mechanics studies of plastic instabilities.
Revue Phys. Appl., 23, 1988, 585-593

Nourbakhsh S., Vujic D. [1986]

Acta Metall., 34, 1986, 1083-1090

Nourbakhsh S., Qing Song [1989]

Met. Trans., 20A, 1989, 1267-

O'Brien E. [1998]

A review of current research in photoelasticity.
Proceedings of Photomechanics Conf. à Champs-sur-Marne, GAMAC, 1998, 49-55

Parrish W., Hamacher E.A., Lowitzsch K. [1954]

Philips Tech. Rev., 16, 1954, 123

Patterson E.A., Wang Z. [1995]

Nouveaux développements en photoélasticimétrie automatisée.
Proceedings of Photomechanics Conf. à Cachan, GAMAC, 1995, 105-112

Paul H., Darrieulat M., Piatkowski A. [2001]

Local orientation changes and shear banding in $\{112\}<111>$ -oriented aluminium single crystals.
Z. Metallkde, 92, 2001, 1213-1221

Perocheau F. [1999]

Etude et simulation de textures de déformation.
Thèse Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 1999

- Peters W.H., Ranson W.F. [1982]**
Digital imaging techniques in experimental stress analysis.
Optical Engineering, 21, 1982, 427-431
- Peters W.H., Ranson W.F. [1983]**
Application of digital correlation methods to rigid body mechanics.
Optical Engineering, 22, 1983, 738-742
- Pierce D., Asaro R.J., Needleman A. [1982]**
An analysis of nonuniform and localized deformation in ductile single crystals.
Acta Metall., 30, 1982, 1087-1119
- Pierce D. [1983]**
Shear bands bifurcations in ductile single crystals.
J. Mech. Solids, 31, 1983, 133-153
- Piobert A., Morin, Didion [1842]**
Mém. Artillerie, V, 1842, 505-
- Portevin A., Le Châtelier F. [1923]**
C.R. Acad. Sci. Paris, 176, 1923, 507-
- Read D.T., Sally J.W., Szanto M. [1993]**
Scanning moiré at high magnification using optical methods.
Experimental Mechanics, 33, 1993, 110-116
- Renouard M., Wintenberger M. [1981]**
Détermination de l'amplitude des glissements dans la déformation plastique homogène d'un monocristal sous l'effet de contraintes et de déplacements imposés.
C.R. Acad. Sc. Paris, 292, 1981, 385-388
- Rey C., Viaris de Lesegno P. [1994]**
Analyse expérimentale d'un problème de localisation de la déformation plastique.
Mecatmat Infos, octobre 94
- Rey C., Viaris de Lesegno P., Chiron R. [1997]**
Cinétique de la localisation de la déformation plastique dans des monocristaux de fer.
Revue de Métallurgie, 94, 1997, 1475-1481
- Richert M., Korbel A. [1988]**
The position of shear bands in rolled f.c.c. metals.
Z. Metallkde, 79, 1988, 446-451
- Rice J.R. [1976]**
The localization of plastic deformation.
Theoretical and Applied Mechanics, W.T. Koiter, Ed., North Holland Publishing Company (1976)
- Ridha A.A., Hutchinson W.B. [1982]**
Recrystallisation mechanisms and the origin of cube texture in copper.
Acta Metall., 30, 1982, 1929-1939
- Schmid E., Boas W. [1935]**
Kristallplastizität mit besonderer Berücksichtigung der Metalle.
Springer-Verlag, 1935
- Sidoroff F. [1982]**
Grandes déformations et endommagement.
Ecole d'été, Sophia-Antipolis, GRECO (1982)

- Sluys L.J., Wang W.M. [1998]**
2D/3D viscoplastic modelling of shear banding.
J. Phys., 8, 1998, 375-382
- Smallman R.E. [1955-56]**
Textures in face-centered cubic metals and alloys.
J. Inst. Met., 84, 1955-56, 10-18
- Smallman R.E., Green D. [1964]**
The dependence of rolling texture on stacking fault energy.
Acta Metall., 12, 1964, 145-154
- Spitzig W.A. [1981]**
Deformation behavior of nitrogenated FeTiMn and FeTi single crystals.
Acta Metall., 29, 1981, 1359-1377
- Stock T.A.C., Thompson K.R.L. [1970]**
Penetration of aluminium alloys by projectiles.
Metall. Trans., 1, 1970, 219-224
- Surrel Y. [1994]**
Moiré and grid methods : a 'signal processing' approach.
Proceedings of Interferometry Conf. Warsaw (Pologne), 1994
- Tardif F. [1998]**
Analyse des mécanismes d'endommagement dans les composites 3D C/C. Mesures optiques des champs de déformation par corrélation d'image.
Thèse Université Bordeaux I, 1998
- Taylor G.I., Elam C.F. [1923]**
The distortion of an aluminium crystal during a tensile test.
Proc. Roy. Soc. London, A102, 1923, 643
- Taylor G.I., Elam C.F. [1925]**
The plastic extension and fracture of aluminium crystal.
Proc. Roy. Soc. London, A108, 1925, 643
- Taylor G.I., Elam C.F. [1926]**
Proc. Roy. Soc. London, A112, 1926, 643
- Taylor G.I. [1938]**
Plastic strain in metals.
J. Inst. Met., 62, 1938, 307-324
- Teodosiu C., Sidoroff F. [1976]**
A theory of finite elasto-plasticity of single crystals.
Int. J. Eng. Sc., 14, 1976, 165-176
- Thomas T.Y. [1961]**
Plastic flow and fracture in solids.
Academic Press, New York (1961)
- Venables J.A., Harland C.J. [1973]**
Electron back-scattering patterns – A new technique for obtaining crystallographic information in the scanning electron microscope.
Phil. Mag., 27, 1973, 1193-1800

Vendroux G., Knauss W.G. [1998]

Submicron deformation field measurements, Part 2-Improved digital image correlation.
Experimental Mechanics, 38, 1998, 86-91

Van Houtte P., Aernoudt E. [1975]

Solution of the generalized Taylor theory of plastic flow.
Z. Metallkunde, 66, 1975, 202-209

Van Houtte P. [1994]

Manual of the fast harmonic method software system, Version 2.
Dpt. of Metallurgy and Materials Engineering, Katholieke Universiteit Leuven, Belgique

von Mises R. [1928]

Z. Angew. Math. Mech., 8, 1928, 161

Wagner P., Engler O., Lücke K. [1995]

Formation of Cu-type shear bands and their influence on deformation and texture of rolled f.c.c. (112)[11 $\bar{1}$] single crystal.
Acta Metall., 43, 1995, 3799-3812

Weidner A., Klimanek P. [1998]

Shear banding and texture development in cold-rolled α -brass.
Scripta Mater., 38, 1998, 851-856

Wilcox D.C., Dove B.S., McDavid D.W., Greer D.B. [1997]

UTHSCSA ImageTool, IT Version 2.0
Dpt. of Dental Diagnostic Science, University of Texas Health, Science Center, San Antonio, Texas,
<http://ddsdx.uthscsa.edu/>

Winther G., Juul Jensen D., Hansen N. [1997]

Dense dislocation walls and microbands aligned with slip planes – theoretical considerations.
Acta Mater., 45, 1997, 5059-5068

Yang S. [1990]

Etude expérimentale et théorique de l'instabilité de déformation plastique en bande de cisaillement dans les matériaux métalliques.
Thèse Université Paris Nord, 1990

Yi-Lin L., Delaey L., Aernoudt E., Arhens O. [1987]

Substructure development and mechanical properties in cold-rolled aluminium alloy 3004.
Mater. Sci. Eng., 86, 1987, 125-146

Young R.J., Kinloch [1983]

Fracture behaviour of polymers.
Ed. Elsevier Sci. (1983)

Résumé :

L'objet de l'étude est d'appréhender le rôle des orientations cristallines sur l'apparition de la localisation en bandes de cisaillement lorsqu'elle se forme au sein du grain puis lorsqu'elle franchit le joint de grains. La démarche expérimentale s'appuie sur l'exploitation de techniques aujourd'hui classiques –toutefois le couplage l'est moins-, simulation du laminage par channel-die, acquisition d'orientations cristallines par EBSD et mesure de la déformation locale par corrélation d'images sur microgrilles (Bornert [1996]). Sur le plan théorique, la localisation est introduite sous forme de bifurcation, perte d'unicité de la solution, (Hill [1962], Rice [1976]) dans un cristal c.f.c. rigide plastique, se déformant par glissement simple sur les plans de haute densité atomique suivant la loi de Schmid, et dans le cadre de l'hypothèse de Taylor. La cinématique du monocristal est écrite avec le formalisme des grandes transformations (Sidoroff [1982]) sous forme d'une loi constitutive incrémentale linéaire par morceaux. Le bon accord entre observation et modélisation est nettement marqué et deux modes de localisation en bande de cisaillement prédominant : l'un par combinaison de deux systèmes coplanaires, l'autre par combinaison de deux systèmes codirectionnels. Par ailleurs, des phénomènes de germination ont été mis en évidence dans les bandes, signe d'un échauffement dû à de grandes vitesses de glissement.

Mots clefs : bande de cisaillement, compression plane, déformation locale, corrélation d'images, microgrilles, bifurcation

Abstract :

The present study focuses on the influence of the crystal orientations on the shear banding occurrence, at first when it appears inside the grain, then when the grain boundary crossing is supposed to happen. The experimental approach is based on techniques which have seldom been used together : the channel-die device used to simulate the rolling, the EBSD measurements coupled with the local strain calculation, by means of images correlation on microgrids (Bornert [1996]). For the theoretical approach, the localisation is introduced as a bifurcation, and the lost of uniqueness, (Hill [1962], Rice [1976]) in the case of a rigid plastic f.c.c. crystal, on which the deformation goes by gliding on the octahedral systems according the Schmid law, and under Taylor hypothesis. The kinematics of the crystal is obtained with the large deformation formalism (Sidoroff [1982]) under a piecewise linear rate constitutive law. The good agreement between the model and the experiments is noteworthy; two frequently observed modes of localisation in shear bands must be emphasised. The first one is ensured by the combination of two coplanar systems whereas the second is realised by the combination of two codirectional systems. Otherwise, nucleation has been put in evidence within the shear bands as a sign of a thermal effect due to the high glide rate.

Keywords : shear banding, plane strain, local strain, images correlation, microgrids, bifurcation